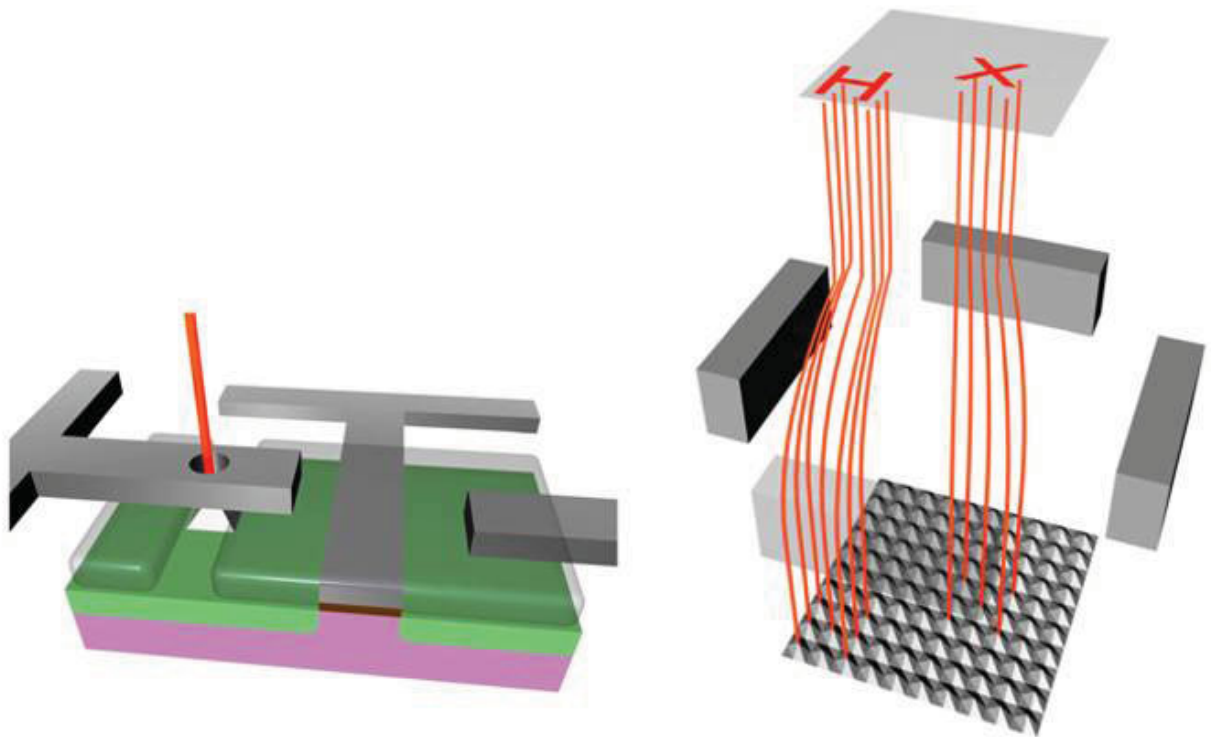


CMOS-integrierte Feldemissionsspitzen



Technische Universität München
Lehrstuhl für Technische Elektronik
Fachgebiet Halbleiterproduktionstechnik

CMOS-integrierte Feldemissionsspitzen

Thomas Maul

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für
Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität München
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Ulf Schlichtmann
Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Walter Hansch,
Universität der Bundeswehr München
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Norbert Schwesinger

Die Dissertation wurde am 04.06.2009 bei der
Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für
Elektrotechnik und Informationstechnik am 26.11.2009 angenommen.

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2009

Zugl.: (TU) München, Univ., Diss., 2009

978-3-86955-176-0

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2009

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2009

Gedruckt auf säurefreiem Papier

978-3-86955-176-0

Vorwort

Formelzeichen und Abkürzungen wie in englischer Literatur. Kursiv für Variablen und normal für Abkürzungen und Konstanten.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Stabilisierung von Feldemissionsströmen zur Evaluierung für zukünftige Anwendungen. Im Mittelpunkt steht dabei die Integration von Siliziumspitzen in Feldeffekttransistoren, um die technologie- und umgebungsbedingten Schwankungen, denen der aus Spitzen emittierte Strom unterliegt, zu minimieren.

Neben ausführlichen theoretischen Grundlagen zur Thematik der Feldemission und einer Dokumentation des Stands der Technik bereiten Prozess- und elektrische Simulationen die praktische Realisierung vor. Die Simulationsergebnisse zeigen im Vergleich zwischen freitragenden und Ringextraktoren und für in der Praxis mögliche Spitzenkrümmungsradien von 10 bzw. 20 Nanometern mögliche elektrische Feldüberhöhungsfaktoren von mehr als 10.

Zur Evaluierung des Konzepts werden in verschiedenen nass- und trockenchemischen Ätztechniken aus Silizium hergestellte Feldemitter in ihren Emissionseigenschaften untersucht. Ebenso kommen durch einen Elektronenstrahl abgeschiedene (EBID) Emitter zum Einsatz. Zur Regelung der Emissionsströme werden dabei sowohl eine externe Verbindung von Hochqualitäts-MOSFETs mit Feldemittern, als auch deren monolithische Integration in einem Bauelement untersucht.

Dabei zeigt sich, dass bei Emissionsströmen von einigen Nanoampere unter Vakuumbedingungen bei $5 \cdot 10^{-7}$ mbar Schwankungen in der gleichen Größenordnung zu beobachten sind. Bei Vorschaltung eines MOSFET reduziert sich das Schwankungsverhalten signifikant. Dabei lässt sich das Emissionsniveau unabhängig vom Extraktor durch das Gatepotential des Transistors einstellen.

Messungen über mehrere Minuten offenbaren eine fein abstimmbare Regelung des Emissionsstroms zwischen ca. 100 Picoampere und von den Emittern vorgegeben Strömen von ca. 10 Nanoampere. Speziell beachtet wurde dafür die Thematik potentieller Leckströme, die die Interpretation verfälschen können.

Problematisch zeigt sich die Lebensdauer der Anordnungen. Dabei bestätigen die Versuche frühere Veröffentlichungen, die versuchen die Ausfallmechanismen zu durchleuchten. Erreichbare Lebensdauern von Emitter-Extraktor-Anordnungen in dieser Arbeit reichen von wenigen Sekunden bis zu einigen Minuten.

Abstract

The present work addresses the stabilization of field emission current and its evaluation for future applications. It focusses on the integration of Silicon-Tips in Field Effect Transistors to minimize fluctuations due to technology and ambience.

Beside a detailed theoretical part about field emission and a documentation of the state of the art process and electrical simulations prepare the realization. The simulation results show in comparison between suspended and ring extractors and for curvature dimensions of 10 and 20 Nanometers at the tip possible field enhancement factors of 10 and more.

To evaluate the concept various silicon field emitters are etched in wet and dry chemical etching techniques and their emission properties analyzed. As a second approach Electron Beam Induced Deposition (EBID) is used to create field emitters. To control the emission current both an external connection with High Quality MOSFETs and monolithical integration of tip and transistor is shown.

The results show that with emission currents of a few Nanoamperes under vacuum conditions at $5 \cdot 10^{-7}$ mbar fluctuations are in the same scale. With implementation of a MOSFET the fluctuations are reduced significantly. The level of emitted current can be adjusted by the Gate potential of the transistor, independent from the extractor.

Measurements over several minutes show a fine controllability of the emitted current between 100 Picoamperes and approx. 10 Nanoamperes as defined by the emitters. A special focus is put on leakage currents that can influence the results.

The lifetime of field emitters is especially problematic. Experimental results prove earlier publications that try to clarify breakdown mechanisms. In this work lifetimes of emitter and extractor structures between a few seconds and several minutes are shown.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	v
Inhaltsverzeichnis	viii
1 Einleitung	1
2 Feldemission	5
2.1 Klassische Feldemission	5
2.2 Feldemission aus Halbleitern	8
2.3 Einflussfaktoren	12
2.3.1 Geometrie	12
2.3.2 Äußere Einflüsse	16
2.3.3 Thermische Effekte	18
2.4 Technische Anwendung	22
3 Field Emitter Arrays	25
3.1 Ungated Field Emitter Arrays	25
3.2 Gated Field Emitter Arrays	26
3.3 Spindt-type-Emitter	27
3.4 Geätzte Emitter	28
3.5 Kohlenstoffnanoröhren und andere Emitter	30
4 Stabilisierung des Feldemissionsstroms	33
4.1 Dotierung	33
4.2 Triodenstruktur	34
4.3 Resistive Begrenzung	36
4.4 Externe Beschaltung durch MOSFETs	38
4.4.1 Funktionsweise des MOSFETs	39
4.4.2 Extern verbundene MOSFETs	41
4.4.3 MOSFET-integrierte Emitter	41
5 Steuerwirkung von MOSFETs für Feldemissionsanwendungen	49
5.1 Test-Device MOS-Kapazität	49
5.2 Funktionsweise und Aufbau	51
5.3 Simulationen	52

5.4	Technologische Umsetzung	53
5.5	Elektrische Charakterisierung	55
6	Untersuchungen an Feldemissionsspitzen	59
6.1	Funktionsweise und Aufbau	59
6.2	Simulationen	60
6.3	Ätztechniken	65
6.3.1	Anisotropes nasschemisches Ätzen	66
6.3.2	Trockenätzen	74
6.4	Abscheidung von Feldemittern	78
6.4.1	Kohlenstoffbasierte EBID-Emitter	78
6.4.2	Metallische EBID-Emitter	80
6.5	Extraktionsstrukturen	81
6.5.1	Freitragende Extraktoren	82
6.5.2	Selbstjustierende Extraktoren	90
6.6	Ermittlung des Spitzenradius	95
6.6.1	Rasterelektronenmikroskopie	95
6.6.2	Rechnerische Extraktion aus der Kennlinie	97
7	MOSFET-integrierte Feldemissionsspitzen	99
7.1	Funktionsweise und Aufbau	99
7.2	Definition des Standardprozesses	100
7.3	Simulationen	102
7.4	Technologische Varianten	106
7.5	Elektrische Charakterisierung	110
7.5.1	Extern verbundene MOSFETs	110
7.5.2	MOSFET-integrierte Emitter	111
8	Diskussion - Stärken und Schwächen der Konzepte	115
9	Ausblick	119
9.1	Technologische Weiterentwicklung	119
9.2	Praktischer Einsatz multipler Elektronenstrahlen	120
A	Masken-Layout	121
B	Simulations-Quelltext für das Emitter-Basismodell	125
	Formelzeichen und Abkürzungen	127
	Verzeichnisse	134
	Abbildungen	134
	Tabellen	135
	Literatur	137
	Danksagung	151

Kapitel 1

Einleitung

Die Halbleiterindustrie wird getrieben von der Suche nach neuen Techniken zur Miniaturisierung der Strukturgrößen ihrer integrierten Bauelemente. Schon seit Anbeginn der Erfolgsgeschichte integrierter Schaltkreise und medienwirksam festgezurr in Gordon E. Moores Beobachtungen [Moo65] sieht die Branche ihre Zukunft darin, immer mehr Funktionalität auf immer kleinerer Chipfläche unterzubringen. Doch die Möglichkeit dazu steht und fällt mit der Fähigkeit, diese Strukturen in der Größenordnung einiger Nanometer zuverlässig, in vertretbarer Zeit und möglichst preisgünstig auf der zu prozessierenden Halbleiterscheibe abbilden zu können.

Die heute übliche Vorgehensweise bedient sich optischer Lithographie mit Phasenschiebermasken und Projektionsbelichtung. Dabei wird eine Chrommaske, die die auf den Wafer aufzubringenden Strukturen typischerweise um einen Faktor 5 bis 10 vergrößert enthält, durch Laserlicht (ArF-Laser, Wellenlänge 193 nm oder F2-Laser, Wellenlänge 157 nm) über ein Linsensystem verkleinert abgebildet. Doch Beugungseffekte an den Maskenstrukturen begrenzen den zukünftigen Einsatz und lassen die Kosten für entsprechende Ausrüstung und Masken kontinuierlich steigen. Erschwerend kommt hinzu, dass nur noch wenige Materialien für kürzere Lichtwellenlängen transparent sind und so als Maskenträger in Frage kommen.

Auch wenn die Industrie optimistisch ist, noch einige Generationen mit den gewohnten Abläufen arbeiten zu können, beschäftigen sich vielerlei Forschungsarbeiten derzeit mit der Suche nach geeigneten Alternativen. Der jüngst eingeführte Weg der Immersionslithographie [Gos07] beim 45- bzw. 32 nm Technologieknoten dehnt die Verwendung konventioneller optischer Lithographie noch ein weiteres Mal aus. Nach aktuellem Stand der Technik erscheint ein vorläufiger Weg zur Lösung die Nutzung von extrem ultravioletter (EUV)-Strahlung in Verbindung mit Reflexionsmasken, wie sie für die Nutzung in der Massenfertigung ab dem 22 nm Knoten vorgesehen war [Wu07], zu sein. Ebenso erfolgversprechend zeichnet sich das Konzept der Doppelbelichtung unter verschiedenen Belichtungsbedingungen ohne zwischenzeitliche Entwicklung des Photoresists, wie beispielsweise in [Jah08] dargestellt. Auf lange Sicht scheint dagegen in der Elektronenlithographie der zukunfts-

trächtigste Weg zu liegen [Lin07]. Bereits heute ist die Elektronenstrahlolithographie ein etabliertes Verfahren zur Herstellung kleinster Strukturen, da die effektive Wellenlänge der Elektronen mit typischen Energien von 10-50 keV unter einem Angstrom liegt und sich Elektronenstrahlung gut bündeln und ablenken lässt.

Derzeitige Systeme beschränken sich allerdings auf einen einzelnen Elektronenstrahl, der ein Objekt zeilenweise beschreibt, was einen nicht unerheblichen Zeitbedarf nach sich zieht. Damit eignet sich das Verfahren zwar zur Maskenherstellung, nicht aber zur direkten Beschreibung von Wafern in Großserie. Mithilfe von auf einer größeren Fläche angeordneten Elektronenemittern, die an- und abschaltbar sind, ließe sich die zeitraubende zeilenweise Bearbeitung einsparen und durch gezielte Ansteuerung der einzelnen Emittier direkt das zu belichtende Muster vorgeben. Voraussetzung für die Nutzbarkeit ist dabei eine reproduzierbare und homogene Elektronenemission jedes einzelnen Emittiers und deren Stabilität über die Zeit [Guo01]. Als Grundlage zur Entwicklung eignen sich hierzu bereits heute in Plasma-Displays verwendete Mikrospitzen aus Silizium. Um die dort auftretenden Ablagerungen und Abbrand über die Betriebszeit abzumildern sowie die Elektronenemission zu begrenzen und zu homogenisieren, bietet sich ein vorgeschalteter MOSFET an, der zugleich auch als Schalter dienen kann. Eine mögliche Implementierung wird in Abb. 1.1 veranschaulicht.

Ein weiteres vielversprechendes Einsatzgebiet tut sich im Bereich von Flachbildschirmen auf, da durch die Regelung des Emissionsstroms eine Möglichkeit zur Helligkeitseinstellung für jeden Bildpunkt individuell geschaffen wird und auf eine Hintergrundbeleuchtung verzichtet werden kann. Die Field Emission Display (FED) genannte Technologie [Ito02] verspricht hohe Auflösungen bei Umgehung der Nachteile anderer Technologien, speziell des Energieverbrauchs und des Kontrastverhältnisses. Doch die Weiterentwicklungen der etablierten Technologien, speziell in Form der Thin Film Transistor (TFT) Liquid Crystal Displays (LCD) legen die Messlatte für die vielversprechende FED-Technologie hoch [Tal01]. Trotzdem halten die einschlägigen Hersteller wie Candescent und Motorola weiterhin nicht nur an monochromen Bildschirmen, sondern auch an der Entwicklung von Farbdisplays fest. Im Rahmen einer Pressemitteilung verspricht Sony gar den Marktstart entsprechender Displays noch für das Jahr 2009. Grundlage für ein solches Unterfangen, das sich nun schon seit recht langer Zeit hinzieht, ist aber auch hier eine stabile Elektronenquelle.

In dieser Arbeit werden die Herstellung von solch stromstabilisierten Mikro-Feldemissionsspitzen als potentieller Lösungsansatz für die genannten Einsatzzwecke gezeigt und ihre elektrischen Eigenschaften charakterisiert.

Speziell im Bereich der FEDs werden Carbon Nanotubes [Jo00] und Spindt Type Emittiers auf metallischer Basis neben Strukturen aus Silizium untersucht. Dagegen soll der Fokus dieser Arbeit auf letzteren liegen, da hier auf dem gleichen Bulk-Silizium gearbeitet werden kann, das auch zur Fertigung

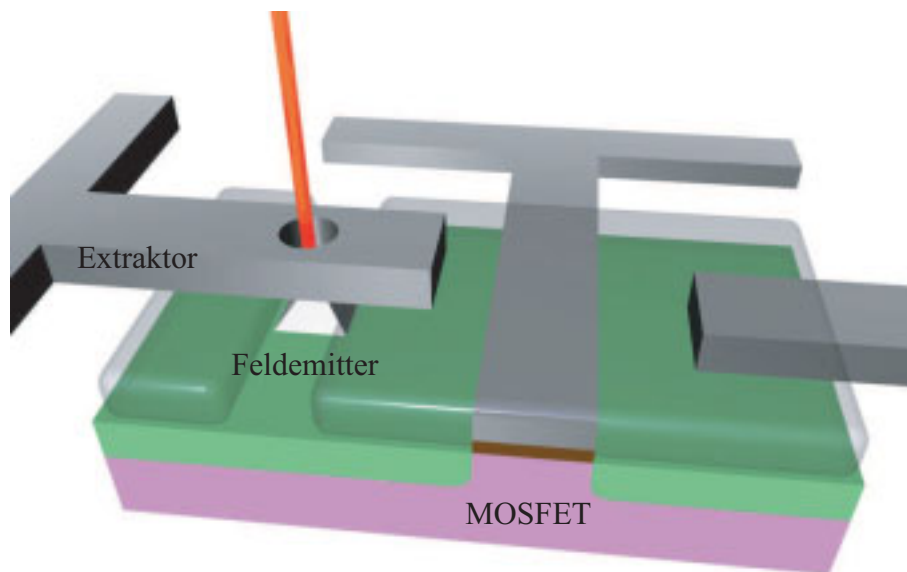


Abbildung 1.1: Prinzip eines MOSFET-integrierten Feldemitters

von Steuer-Transistoren verwendet werden soll, und somit eine homogene Integration zu erwarten ist. Ergänzt werden diese von Feldemittern, die sich aufgrund kontrollierbarer Abscheidung in bereits gefertigte Transistoren integrieren lassen.

Neben den theoretischen Grundlagen zur Feldemission, speziell in Hinblick auf die Besonderheiten von Feldemission aus Halbleitern werden die Notwendigkeit und die Einflussfaktoren für eine externe Steuerung des Feldemissionsstroms vorgestellt. In einem separaten Kapitel kommen verschiedene Emittertypen zur Sprache, woraus sich Möglichkeiten zur Stabilisierung des Emissionsstroms ableiten. Hierbei wird besonders auf die Steuerungsmöglichkeit durch aktive Bauelemente eingegangen. Das Konzept wird anhand von Teststrukturen untersucht und eine umfassende Besprechung von Silizium-geätzten und durch Abscheidung hergestellte Feldemissionsspitzen vorgenommen. Damit wird die Integration von Feldemitter und Steuertransistor vorbereitet, womit sich der letzte Teil der technologischen Arbeiten beschäftigt.

Kapitel 2

Feldemission

Die Theorie von Fowler und Nordheim [Fow28] beschreibt die Emission von Ladungsträgern aus Metallen durch elektrische Felder. In Abschnitt 2.1 werden die physikalischen Grundlagen der Feldemission dargelegt und gegen die thermische Emission abgegrenzt. Daneben wird in Abschnitt 2.2 auf die Besonderheiten der Feldemission aus Halbleitern eingegangen, die für diese Arbeit besondere Relevanz hat.

Abschnitt 2.3 beschäftigt sich mit den Einflussfaktoren auf den erzielbaren Strom, sowie Ursachen für Schwankungen über die Zeit und den Konsequenzen daraus.

Im letzten Abschnitt werden technische Anwendungen von Elektronenstrahlssystemen vorgestellt.

2.1 Klassische Feldemission

Der Begriff „Feldemission“ wird für die Extraktion von Elektronen aus einem Festkörper durch elektrische Felder verwendet. Alternativ wird sie auch als „Kaltkathodenemission“ bezeichnet, da im Gegensatz zur thermionischen Emission das Material nicht auf hohe Temperaturen bis zu 1000 K erhitzt wird.

Im metallischen Festkörper befinden sich frei bewegliche Elektronen im Leitungsband. Ein Elektron, das einen Zustand im Leitungsband besetzt, sieht an der Übergangsschicht zum Vakuum eine Potentialbarriere, die durch die Coulomb-Wechselwirkungen mit benachbarten Elektronen erzeugt wird. Durch die Coulomb-Wechselwirkungen aus anziehenden und abstoßenden Kräften ist die niedrigste potenzielle Energie eines Elektrons im Gleichgewicht der beiden Kräfte. Abweichungen von diesem Zustand erfordern die Aufwendung von Energie.

Ein Elektron, das den Festkörper im thermodynamischen Gleichgewicht verlassen will und dabei im Festkörper einen Ladungsunterschuss erzeugen würde, wird durch die resultierende Coulombkraft der Lücke wieder zurückgezogen. In der klassischen Herangehensweise [Sch23] muss ein Elektron, um den Festkörper zu verlassen und ins Vakuum zu kommen, durch thermische

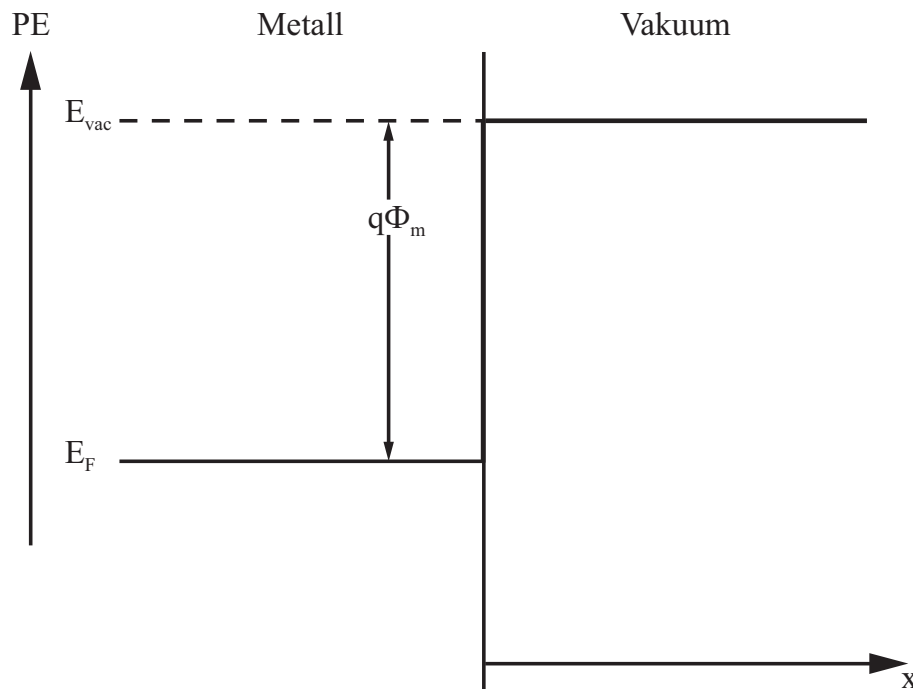


Abbildung 2.1: Energiebarriere für thermionische Emission aus dem Metall ins Vakuum

Anregung genug Energie aufnehmen, um die Austrittsarbeit ϕ_m vom Fermi-niveau E_F auf das Vakuumniveau E_{vac} aufzubringen (thermionische Emission, Abb. 2.1). Die genaue Form der Barriere, hier als rechteckiger Übergang dargestellt, ist hierbei unerheblich, lediglich die Höhe der Barriere ist relevant. Die Praxis zeigte allerdings, dass die Barriere auch durch quantenmechanisches Tunneln überwunden werden kann (Feldemission). Durch die endlich hohe Barriere und die Wellennatur des Elektrons (Überlagerung vieler harmonischer Wellen mit positivem Impuls/Wellenzahl) besteht eine endliche Wahrscheinlichkeit, das Elektron in klassisch verbotenen Bereichen der Barriere vorzufinden, das Elektron ist durch die Barriere „getunnelt“.

Die endlich hohe Barriere wird beim Auftreten eines elektrischen Feldes aber, wie in Abb. 2.2 ersichtlich, zusätzlich abgesenkt. Man spricht hier von Schottkybarrierenabsenkung $\Delta\Phi$ resultierend aus der so genannten Bildkraft [Sze87]. Im Metall-Vakuum-Übergang entsteht diese, sobald ein Elektron den Festkörper verlassen hat, durch die zurückbleibende positive Ladung. In einem Abstand x entspricht dies dem Äquivalent einer positiven Ladung im Punkt $-x$, die die Bildkraft in Gl. 2.1 repräsentiert.

$$F = \frac{-q^2}{4\pi\epsilon_0 (2x)^2} \quad (2.1)$$

Die aufzuwendende Arbeit, um ein Elektron an den Punkt x zu bringen,

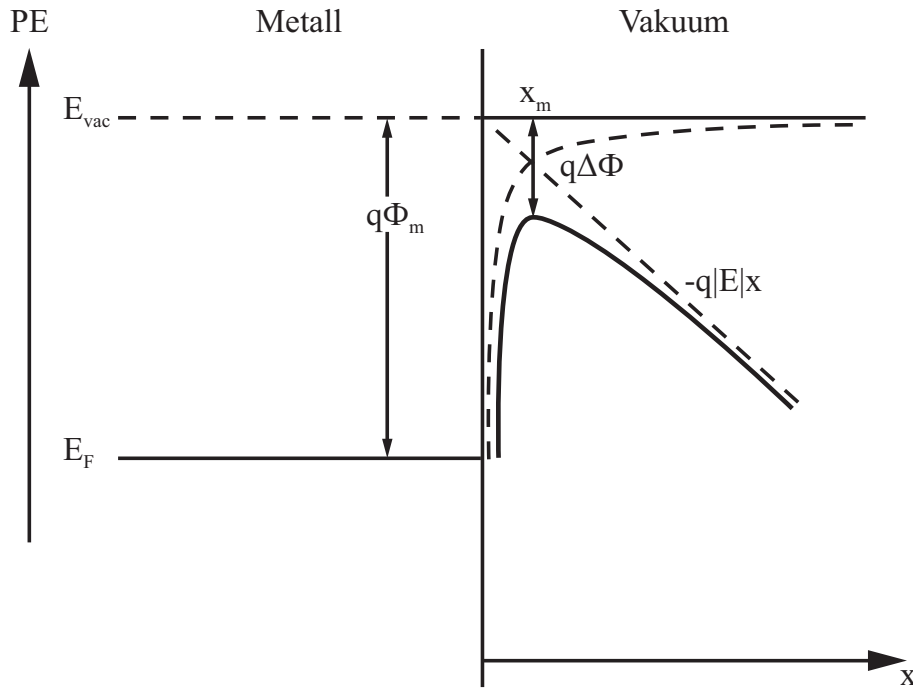


Abbildung 2.2: Barrierenabsenkung durch die Bildkraft

wird dabei durch das folgende Integral beschrieben:

$$W(x) = \int_{\infty}^x F dx = \frac{-q^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (2.2)$$

Mit einem extern angelegten elektrischen Feld E (in $-x$ Richtung) definiert sich die gesamte potentielle Energie zu

$$PE(x) = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} - q|E|x \quad (2.3)$$

Im Maximum x_m des Energieverlaufs lässt sich die Barrierenabsenkung $\Delta\Phi$ ablesen.

$$x_m = \sqrt{\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 |E|}} \quad (2.4)$$

$$\Delta\Phi = \sqrt{\frac{q|E|}{4\pi\epsilon_0}} \quad (2.5)$$

Wie aus Gl. 2.5 ersichtlich ist, ist die Barrierenabsenkung einzig von der Stärke des elektrischen Feldes abhängig.

Die grundlegende Gleichung der Feldemission stellt einen Zusammenhang zwischen der Feldstärke E und dem emittierten Strom her [Fow28].

Diese Veröffentlichung belegt die allgemeine Abhängigkeit eines Tunnelstromes von einem äußeren Feld. Grundsätzlich folgt dieser einer exponentiellen Abhängigkeit in Gl. 2.6.

$$J = Ce^{-\frac{a}{E}} \quad (2.6)$$

Dabei sind C und a Konstanten, J die Stromdichte und E das elektrische Feld. Zur Berechnung werden in [Fow28] die Wellenfunktionen herangezogen und das Randwertproblem mit Hilfe der Besselfunktion ausgewertet. Durch Anwendung der zweiten Hankelfunktion und örtlicher Näherungen ergibt sich die in der Literatur übliche Darstellung von Gl. 2.7.

$$J = \frac{q^2 \cdot \sqrt{\mu}}{2\pi h \cdot (\Phi_m + \mu) \sqrt{\Phi_m}} E^2 e^{-\frac{4\sqrt{2m_e}(q\Phi_m)^{3/2}}{3q\hbar E}} \quad (2.7)$$

Hierin stehen

- μ für das chemische Potential in der Fermi-Dirac Statistik für Elektronen,
- Φ_m für die Austrittsarbeit und
- E für das elektrische Feld.

Fowler und Nordheim kamen durch Auswertung der praktischen Versuchsergebnisse zu dem Schluss, dass Gl. 2.7 gilt, solange die Temperatur in „normalen“ Bereichen (nicht näher in [Fow28] erläutert) liegt, und Feldstärken ab ca. $10^8 \frac{\text{V}}{\text{m}}$ herrschen.

2.2 Feldemission aus Halbleitern

Während bei Metallen das Fermi-niveau E_F im Leitungsband liegt, und aufgrund der metallischen Kristallbindung eine charakteristisch große Zahl freier Ladungsträger vorliegt, liegt das Fermi-niveau bei Halbleitern typischerweise im verbotenen Band zwischen dem Valenz- und Leitungsband. Die Anzahl freier Ladungsträger wird in Halbleitern über gezielt eingebaute Fremdatome (Akzeptoren bzw. Donatoren) eingestellt, was eine vergleichsweise geringe Konzentration quasifreier Ladungsträger ergibt, die Besetzungswahrscheinlichkeit im Leitungsband ist klein. Hieraus resultieren für Halbleiter Abweichungen zur Feldemissionstheorie aus Metallen [Fis61].

Der durch Feldemission austretende Strom setzt sich bei Halbleitern aus mehreren Komponenten zusammen, die neben Anteilen aus dem Leitungsband auch Beiträge des Valenzbands in Abhängigkeit der Größe der Bandlücke sowie Emission aus Oberflächenzuständen enthalten. Die Emission aus dem Leitungsband hängt wesentlich von der Oberflächenkonzentration der Elektronen im Leitungsband an der Oberfläche ab. Diese wird durch das Eindringen des äußeren Feldes in den Halbleiter und durch Ladungen in Oberflächenzuständen beeinflusst. Derartige Einflüsse werden üblicherweise durch eine Bandverbiegung ΔR beschrieben [Fis66]. Das Bänderdiagramm eines n -Halbleiters bei Anlegen eines senkrechten elektrischen Feldes ist in

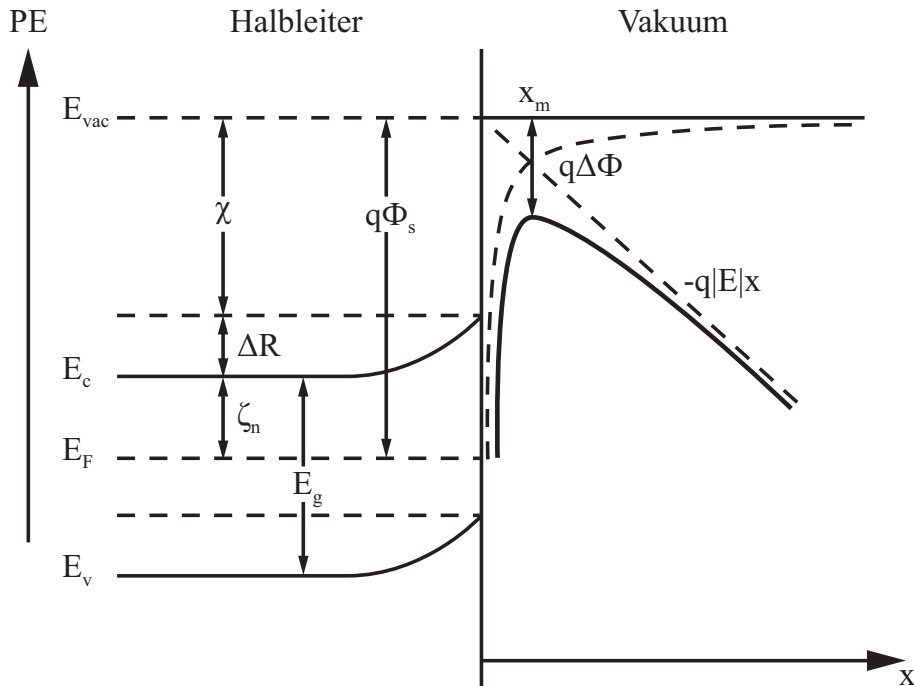


Abbildung 2.3: Vereinfachtes Bändermodell bei nichtentartetem Halbleiter nach [Fis66]

Abb. 2.3 dargestellt, Oberflächenzustände und Feldeindringung werden vernachlässigt. Hierbei stellen die Formelzeichen folgende Werte dar:

- E_F Fermienergie,
- E_V Energieniveau der Valenzbandkante,
- E_g Bandlücke,
- E_{vac} Energieniveau im Vakuum,
- ζ_n Betrag des energetischen Abstandes zwischen Fermienergie und unterem Rand des Leitungsbandes im Halbleiterinneren,
- Φ_S Austrittsarbeit und
- χ Elektronenaffinität.

Somit ergeben sich punktuelle Abweichungen zur für Metalle diskutierten Theorie [Str55]. Beispielsweise muss der durch die Bildkraft beeinflusste Verlauf der potentiellen Energie durch einen Korrekturfaktor χ_k^2 , der eigentlich für Dielektrika gilt, angepasst werden. Er berechnet sich zu

$$\chi_k^2 = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1} \quad (2.8)$$

Dieser Faktor gilt näherungsweise auch für Halbleiter, sofern ihre dielektrische Relaxationszeit, die von der Leitfähigkeit an der Oberfläche abhängt, ausreichend klein ist [Str55]. Dies ist speziell bei hochdotierten Halbleitern,

wie sie in der Anwendung von Feldemittern für die Hochintegration zum Einsatz kommen sollen, der Fall. Das Äquivalent der potentiellen Energie aus Gl. 2.3 für Halbleiter ist damit

$$PE(x) = -\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1} \cdot \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} - q|E|x \quad (2.9)$$

Für hohe Dielektrizitätskonstanten, wie 11.9 für Silizium mit einem resultierenden Bildkraftkorrekturfaktor von ungefähr 0.85, ist damit nach [Str55] keine signifikante Abweichung von dem Verlauf bei Metallen gegeben.

Eine weitere Abweichung ist in Hinblick auf die Feldeindringung in den Festkörper zu nennen. Während bei Metallen aufgrund der hohen Ladungsträgerkonzentration der Effekt der Feldeindringung vernachlässigbar ist, dringt das elektrische Feld bei Halbleitern deutlich tiefer ein, was zu Änderungen der Ladungsträgerkonzentration an der Oberfläche [Kle61] und zur Verbiegung der Bänder führt.

Von einer Entartung des Halbleiters ist die Rede, wenn die Unterkante des Leitungsbandes das als konstant angenommene Fermi-niveau an der Grenzfläche zum Vakuum unterschreitet. Berechnungen von Stratton [Str55] haben ergeben, dass dies für Silizium bei Raumtemperatur ab einer Feldstärke von $4 \cdot 10^8 \frac{\text{V}}{\text{m}}$ der Fall ist.

Entgegen der Feldeindringung wirken in der Bandlücke liegende Oberflächenzustände, die eine gegenteilige Bandverbiegung erzeugen. Somit ist es möglich, dass ein Großteil der induzierten Ladungen durch Oberflächenzustände aufgenommen wird und damit die Potentialbarriere breiter ist als es der Feldstärke entsprechen würde, was einen geringeren Feldemissionsstrom zur Folge hat [Fis66].

Die vorgestellten Effekte haben Einfluss auf den Kennlinienverlauf, was v.a. im in Kap. 2.3.1 erklärten Fowler-Nordheim-Plot (FN-Plot) ersichtlich ist. Wie auch Abb. 2.5 im Vergleich zu Metallen veranschaulicht, zeigen Halbleiter in dieser Darstellung keinen linearen Verlauf der Strom-Spannungscharakteristik und gehen noch über die Abweichungen aufgrund von Vereinfachungen durch Näherungen hinaus. Ursächlich für die Abweichungen bei Halbleitern ist die Verteilung der Energiezustände im Halbleiter [Chu03], da neben Elektronen aus dem Leitungsband auch Ladungen aus dem Valenzband und aus Oberflächenzuständen zum Feldemissionsstrom beitragen.

Dabei ist festzuhalten, dass der Verlauf der Kennlinien sowohl von der Feldstärke als auch von der Ladungsträgerkonzentration abhängig ist. Für kleine Feldstärken, in [Chu03] wird als Grenze der oben erwähnte Wert von $4 \cdot 10^8 \frac{\text{V}}{\text{m}}$ genannt, tragen nur die dünn besetzten oberen Energieniveaus im Leitungsband zum Emissionsstrom bei. Für die Mehrzahl der Elektronen an der unteren Leitungsbandkante ist die Barriere zu breit. Mit steigender elektrischer Feldstärke nimmt auch der Anteil dieser Ladungsträger zu. Bei weiter ansteigendem Feld tritt aufgrund der limitierten Ladungsträgerzahl im

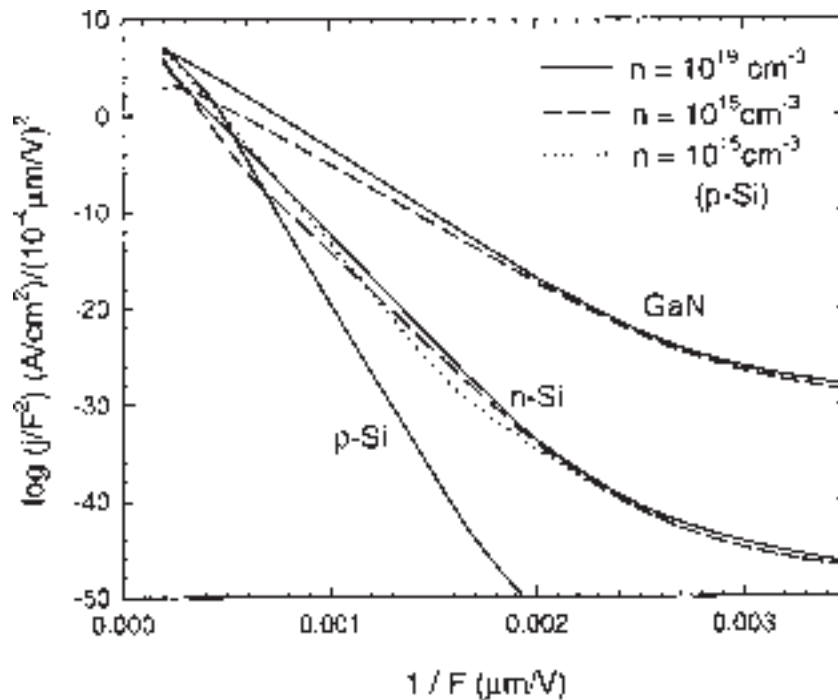


Abbildung 2.4: Abhängigkeit des FN-Plots von der Ladungsträgerkonzentration verschiedener Halbleiter [Chu03]

Halbleiter mit großer Bandlücke wie Galliumnitrid eine Sättigung ein, bei Halbleitern mit kleineren Bandlücken, wie Silizium, wird dieser Effekt durch verstärkte Emission aus dem Valenzband überdeckt, wie in Abb. 2.4 ersichtlich ist.

In diesem Graphen sind auch die Abweichungen des FN-Plots durch unterschiedliche Ladungsträgerkonzentrationen zu erkennen. *n*-Silizium mit hoher Dotierung zeigt ab der Schwelle von $4 \cdot 10^8 \frac{\text{V}}{\text{m}}$ (entspricht im Graphen dem Abszissenwert von $0.0025 \frac{\mu\text{m}}{\text{V}}$) einen geraderen Verlauf als mit niedriger Dotierung. Dagegen steigt die Stromdichte von niedrig dotiertem *n*-Silizium bei hohen Feldern aufgrund des Feldeindringungseffekts stärker an. Die Potentialbarriere sinkt stärker ab, was den Valenzbandanteil am Emissionsstrom erhöht. Für *p*-Silizium überwiegt dagegen die Feldeindringung, so dass für hohe Dotierungen aufgrund des größeren Valenzbandanteils ein steilerer Kennlinienverlauf zu erkennen ist, während die Stromausbeute dagegen kleiner ist.

Daraus ergibt sich auch die Erkenntnis, dass hoch dotiertes *n*-Silizium, wie es als Halbleiter dieser Arbeit zur Herstellung von Feldemissionsspitzen zugrunde liegt, im mittleren Feldstärkenbereich metallähnliches Verhalten zeigt. Speziell n^+ -dotiertes Silizium, dessen Banddiagramm Metallen sehr ähnlich ist, verhält sich auch als Feldemitter quasi-metallisch, da ausreichend Ladungsträger zur Verfügung stehen und der quantenmechanische Tunneleffekt

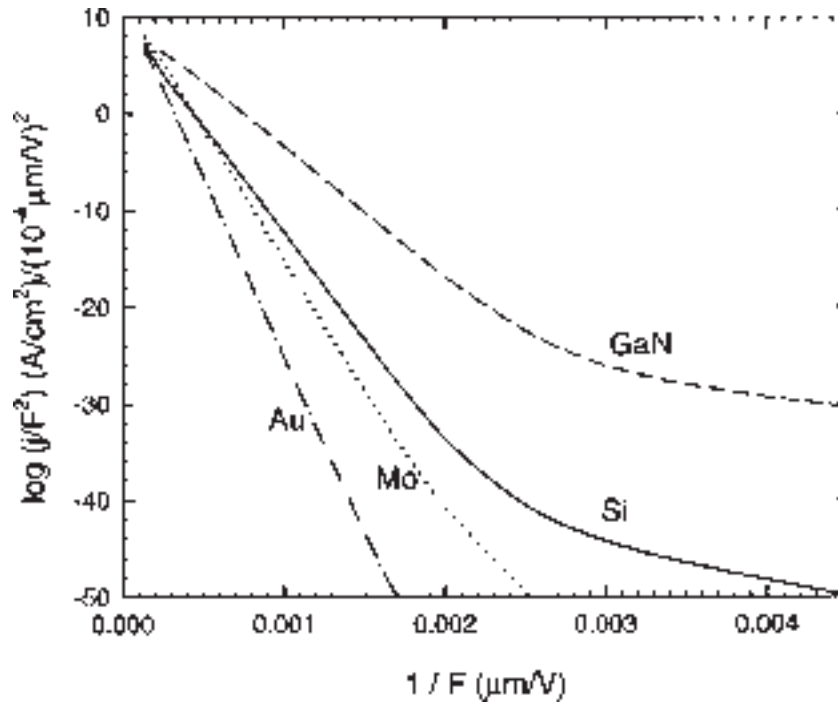


Abbildung 2.5: FN-Plots verschiedener Materialien [Chu03]

den limitierenden Faktor darstellt [Chu01]. Daher werden in den folgenden Kapiteln zumeist die Regeln der klassischen Feldemission verwendet.

2.3 Einflussfaktoren

2.3.1 Geometrie

Die in Kap. 2.1 dargelegten Ausführungen befassen sich sehr allgemein mit Feldemission. Die errechneten Ergebnisse gelten zwar auch für den im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Fall von Feldemissionsspitzen, die in Kapitel 3 detailliert dargestellt sind, bedürfen für genauere Berechnungen aber einiger weiterer Erklärungen. Aufgrund der Geometrie der Feldemitter als konkave Strukturen sollen auf den folgenden Seiten einige Näherungen eingeführt und geometrieabhängige Anpassungen zum besseren Verständnis dargelegt werden.

In [Spi76] zeigt das Autorenteam die physikalischen Gegebenheiten anhand der Emission aus Molybdänspitzen und baut auf die Gesetzmäßigkeiten auf, die Gl. 2.6 zugrunde liegen. Die Darstellung, die den Zusammenhang zwischen Stromdichte und elektrischer Feldstärke herstellt, ist Gl. 2.10 zu entnehmen.

$$J = \frac{q^2 E_{\text{lok}}^2}{8\pi h (\Phi_m) t^2 \left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi_m}\right)} e^{-\frac{4\sqrt{2m}e(q\Phi_m)^{3/2}}{3q\hbar E_{\text{lok}}} v\left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi_m}\right)} \quad (2.10)$$

In dieser Gleichung stehen

E_{lok} für das elektrische Feld an der Emitteroberfläche,

Φ_m für die Austrittsarbeit,

$\Delta\Phi$ für die Schottky-Abnahme der Austrittsarbeit gem. Gl. 2.5,

t, v für elliptische Funktionen, die nach [Spi76] folgendermaßen genähert werden können:

$$t^2 \left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi_m}\right) = 1.1 \quad (2.11)$$

$$v \left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi_m}\right) = 0.95 - \left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi_m}\right)^2 \quad (2.12)$$

Für eine elektrische Feldstärke von $4 \cdot 10^8 \frac{\text{V}}{\text{m}}$, wie sie oben eingeführt wurde, beträgt die Schottky-Abnahme der Austrittsarbeit etwa 0.75 V, bei der Austrittsarbeit von Molybdän entspricht dies rund 18%.

Unter den Voraussetzungen, dass der Zusammenhang zwischen Stromdichte J , emittiertem Strom I und effektiver emittierender Fläche α gemäß Gl. 2.13 gilt und ein Potentialkonvertierungskoeffizient β_V die lokale elektrische Feldstärke an der Emissionsstelle gemäß Gl. 2.14 definiert, kann man Gl. 2.10 umgeformt in Gl. 2.15 darstellen.

$$J = \frac{I}{\alpha} \quad (2.13)$$

$$E_{\text{lok}} = \beta_V V \quad (2.14)$$

$$I = a V^2 e^{-\frac{b}{V}} \quad (2.15)$$

Dabei gilt: $a = \frac{\alpha q^2 \beta_V^2}{8\pi h \cdot t^2 \left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi_m}\right) \Phi_m} e^{\frac{4\sqrt{2m}e q^{3/2} \left(0.95 \cdot \frac{q^2}{8\pi h}\right)}{3q\hbar \sqrt{\Phi_m}}}$ und $b = 0.95 \frac{\Phi_m^{3/2}}{\beta_V}$.

Um mithilfe dieser Zusammenhänge aus gemessenen Daten Rückschlüsse auf die eigentliche Struktur, v.a. die emittierende Fläche, ziehen zu können, läßt sich auf die Ausführungen aus [Cha62] zurückgreifen. Eine erste Übersicht zum Nachweis von Emission aus der gemessenen $I(V)$ -Kennlinie bietet die Transformation in die FN-Darstellung, man spricht hierbei auch vom FN-Plot. Aus Gl. 2.15 folgt:

$$\ln \frac{I}{V^2} = \ln a - \frac{b}{V} \quad (2.16)$$

In ihm erscheint die $I(V)$ -Charakteristik der Feldemission, wie diskutiert zumindest in Abschnitten des Graphen, linear bei Darstellung von $\ln \frac{I}{V^2}$ auf der

Ordinatenachse und $\frac{1}{V}$ auf der Abszisse. Die FN-Plots für verschiedene Materialien sind in Abb. 2.5 dargestellt, im Gegensatz zu Abb. 2.4 sind hier zum Vergleich Metalle und Halbleiter dargestellt. Allgemein ist festzuhalten, dass der Verlauf auch für Metalle nicht exakt linear verläuft, da auch hierfür vereinfachend angenommene Näherungen zugrunde liegen [Chu03].

Aus Gl. 2.10 berechnet sich der Betrag der Steigung dieser Funktion als

$$m_{\text{FN}} = -\frac{d\left(\ln\frac{I}{V^2}\right)}{d\left(\frac{1}{V}\right)} = \frac{4\sqrt{2m_e}(q\Phi_m)^{3/2}s\left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi_m}\right)}{3q\hbar\beta_V} \quad (2.17)$$

Unter Verwendung der genaueren Approximationen nach Charbonnier [Cha62] mit $t\left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi_m}\right) = 1.044$ und $v\left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi_m}\right) = 0.956 - 1.062\left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi_m}\right)^2$ und der zusätzlichen Näherung der Funktion $s\left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi_m}\right)$ durch 0.956 ergibt sich

$$J = \frac{I}{\alpha} = 2.16 \cdot 10^8 G(\Phi) \frac{e^{\frac{m_{\text{FN}}}{V}}}{\left(\frac{m_{\text{FN}}}{V}\right)^2} \quad (2.18)$$

mit

$$G(\Phi) = \Phi_m^2 e^{\frac{10.4}{\sqrt{\Phi_m}}} \quad (2.19)$$

Charbonnier und Martin schlagen in [Cha62] eine Näherung von 2700 für $G(\Phi)$ vor. Damit erreichen sie für $\Phi_m \geq 4$ V eine maximale Abweichung von 7.5%. Da die Austrittsarbeit von Silizium, wie auch von Molybdän, 4 V beträgt und damit sehr nahe an der Grenze des Gültigkeitsbereichs ist, ist diese Näherung gewiss nicht exakt realitätsgetreu, reicht aber für eine Abschätzung aus. Dazu kommt die, wenn auch nicht sehr wahrscheinliche, Möglichkeit der Eindiffusion von Fremdmaterial, das die Austrittsarbeit weiter senkt [Spi76].

Mit Kenntnis eines Kennlinienpunktes ($I_0|V_0$) lässt sich Gl. 2.18 umrechnen in

$$\alpha = \frac{I_0 \left(\frac{m_{\text{FN}}}{V_0}\right)^2}{1.63 \cdot 10^{13} e^{\frac{m}{V_0}}} \quad (2.20)$$

Für die Berechnungen ist lediglich ein möglichst genauer Wert der Steigung des FN-Plots notwendig, der in der Praxis aufgrund von Rauscheffekten nicht exakt zu erhalten ist. Daher wird in [Spi76] eine davon abweichende Auswertung vorgestellt. Hierbei wird nicht die Steigung des FN-Plots, sondern direkt die Ableitung des I(V)-Zusammenhangs (vgl. Gl. 2.15) herangezogen:

$$\frac{dI}{dV} = \frac{I}{V} \left(2 + \frac{b}{V}\right) \quad (2.21)$$

Bei Kenntnis eines Kennlinienpunktes ($V_0|I_0$) und der Ableitung $\frac{dI}{dV}|_{V_0}$ in diesem Punkt, lässt sich daraus b und durch Rücksubstitution auch a berechnen:

$$b = \left(\frac{\frac{dI}{dV}|_{V_0} V_0}{I_0} - 2\right) V_0 \quad (2.22)$$

$$a = \frac{I_0}{V_0^2} e^{\frac{b}{V_0}} = \frac{I_0}{V_0^2} e^{\frac{dI}{dV}|_{V_0} V_0 - 2} \quad (2.23)$$

Damit lässt sich durch die Definition von a und b in Gl. 2.15 die effektive emittierende Fläche berechnen:

$$\alpha = ab^2 \frac{8\pi h \cdot t^2 \left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi_m} \right)}{0.95^2 q^2 \left(\frac{4\sqrt{2m_e q^3/2}}{3q\hbar} \right)^2 \Phi_m^2} e^{-\frac{4\sqrt{2m_e q^3/2} \left(\frac{0.95 q^2}{8\pi h} \right)}{3q\hbar\sqrt{\Phi_m}}} = ab^2 \underbrace{1.68 \cdot 10^{-10} \frac{1}{\Phi_m^2} e^{-\frac{9.9}{\sqrt{\Phi_m}}}}_{H(\Phi)} \quad (2.24)$$

Es ist erkennbar, dass die effektive emittierende Fläche von der Austrittsarbeit abhängt, die ihrerseits aber durch die Barrierenabsenkung beeinflusst werden kann.

Geht man von einer feldlosen Austrittsarbeit von $\Phi_m = 4$ V aus, ergibt sich für $H(\Phi)$ ein Zahlenwert von $7.45 \cdot 10^{-14}$ (unter Vernachlässigung der Einheiten). Nimmt man H als konstant auf diesem Wert an, so ergibt sich im Bereich von $3.35 \text{ V} \leq \Phi_m \leq 11.97 \text{ V}$ eine maximale Abweichung von 10% vom korrekten Wert.

Mit diesen Vereinfachungen erhält man zur Berechnung der effektiven Emissionsfläche in SI-Einheiten:

$$\alpha = ab^2 \cdot H(\Phi) = \left(\frac{dI}{dV}|_{V_0}^2 V_0^2 - 4 \frac{dI}{dV}|_{V_0} V_0 + 2I_0 \right) e^{\frac{dI}{dV}|_{V_0} V_0 - 2} \cdot H(\Phi) \quad (2.25)$$

In diesem Zusammenhang ist deutlich zu erkennen, dass für Feldemission aus dem Festkörper eine signifikante Geometrieabhängigkeit zu beobachten ist. Schon in [Sch23] konnte beobachtet werden, dass ein Effekt vorliegt, der zu einer lokalen Verstärkung des elektrischen Feldes bei an sich planaren Oberflächen führt.

Durch Verdichtung der Äquipotentiallinien an konvexen leitenden Oberflächen herrschen lokal höhere elektrische Feldstärken vor, was Feldemission schon bei geringeren makroskopischen Feldstärken ermöglicht als von der Theorie hervorgesagt. Diese Tatsache spiegelt sich in dem schon in Gl. 2.14 eingeführten Potentialkonvertierungskoeffizienten wider. Dabei ist sowohl die Höhe der Struktur als auch der Krümmungsradius der Spitze von Belang [Vib64]. Desweiteren zeigt sich, dass auch der Winkel zwischen konvexer Fläche und Oberfläche relevant ist [Mar91], da das Aspektverhältnis sich auf den Feldüberhöhungsfaktor β auswirkt, der die lokale Überhöhung des elektrischen Feldes an der Emissionsstelle repräsentiert.

Diese Abhängigkeit äußert sich im Emissionsverhalten. Simulationen an zwei Feldemissionskathoden mit identischem Krümmungsradius von 20 nm und identischer Höhe von 1 μm (nähere Details zur Emittierstruktur sind Kap. 6.2 zu entnehmen) erzielen eine höhere Stromausbeute, sofern die Flanke der Spitze steiler ist, wie Abb. 2.6 zeigt.

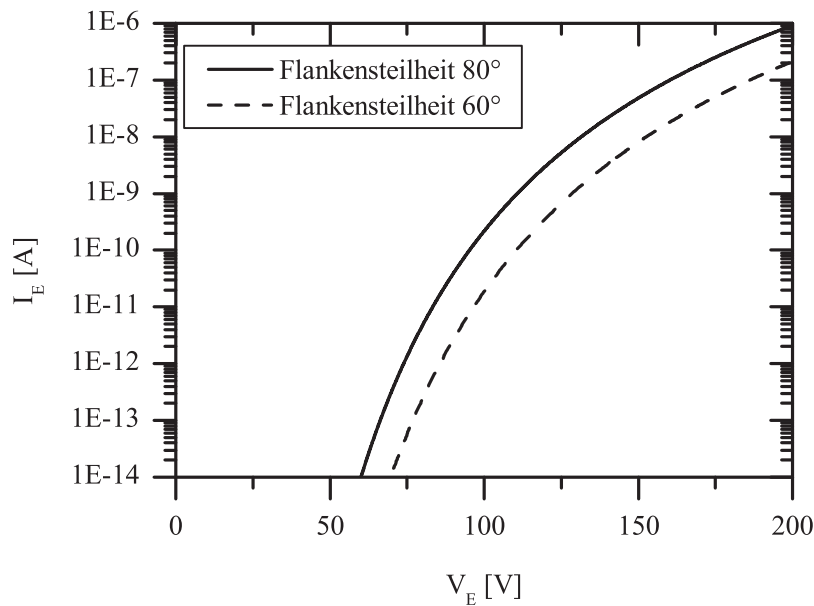


Abbildung 2.6: Stromausbeute einer Silizium-Feldemissionsspitze mit unterschiedlicher Flankensteilheit

Die Ursache für die höhere Stromausbeute liegt dabei in einer stärkeren Feldüberhöhung an der Spitze des Feldemitters. Durch die stärkere Verkrümmung der Äquipotentiallinien liegt die maximale lokale Feldstärke bei 80° Gefälle um etwa 50% höher als bei 60° (was dem „Basismodell“ in Kap. 6.2 entspricht). Im Resultat ist bis zu einer Dekade mehr Strom bei identischer Extraktionsspannung zu erzielen. Auch die Schwelle, ab der die Spitze Emission zeigt, verschiebt sich zu niedrigeren Spannungen, was bei niedrigen Extraktionsspannungen eine noch größere Differenz der erzielbaren Stromniveaus hervorruft.

2.3.2 Äußere Einflüsse

Feldemissionsströme, speziell aus feldüberhöhenden Spitzenstrukturen, sind elementar abhängig von den Druckverhältnissen. So zeigten bereits frühe Untersuchungen [Pas89] eine Relation zwischen Überschlagsspannung, Schlagweite und Umgebungsdruck. Elektrische Entladungen konnten bereits ab elektrischen Feldstärken von $10^7 \frac{\text{V}}{\text{m}}$ beobachtet werden [Hal86] [Hal83], wohingegen, wie in Kapitel 2.1 dargelegt, für Feldemission ein Wert von $10^8 \frac{\text{V}}{\text{m}}$ erwartet wird.

Der am elementarsten vom Druck abhängige Effekt ist in der Ionisation von Restgasatomen im Vakuum zwischen Kathode und Anode zu suchen. Dabei führt das Ionenbombardement zu einer Verschlechterung des Krümmungsradius und damit der Feldüberhöhung [Beu72]. Dieses Verhalten ist umso ausge-

präger, je höher der Gasdruck zwischen Anode und Kathode ist. Im Ergebnis sinkt die Stromausbeute sowie die Lebensdauer der Feldemitter. Hierbei ist bei nachlassender Feldüberhöhung ein Übergang von kathoden- zu anoden-induziertem elektrischem Durchschlag zu beobachten [Cha67]. Dabei können durch das Ionenbombardement aber auch wieder neue konvexe Strukturen erzeugt werden [Tom67]. Im Gegenzug ist bei starker Feldüberhöhung ein Abbrand aufgrund thermischer Belastung durch hohe Stromdichten möglich [Ben67]. Dabei sind Rauigkeiten der Oberfläche oftmals nicht vernachlässigbar [Fur85].

Hinzu kommt eine durch Adsorption und Desorption von Fremdgasatomen bzw. -molekülen hervorgerufene Ungleichmäßigkeit in der Emission über die Zeit [Kan99b], die bei Drücken über 10^{-7} mbar erst zu starkem Rauschen und schließlich zum Zusammenbruch des Emitters führt. Die Zeitkonstanten für die Bedeckung mit leicht beweglichen Adsorbatatomen liegen dabei in einem vom Umgebungsdruck abhängigen Bereich, der von Sekundenbruchteilen und bis zu einigen Minuten reicht [Zei91]. Die Verteilung und Konzentration schwankt sehr schnell, was zu den genannten Schwankungen führt. Die Sputterwirkung von Restgas und die Ad- und Desorption von Fremdatomen können dabei natürlich kombiniert auftreten.

Die Adsorptions- und Desorptionsraten beim Umgebungsdruck p sind von diversen Faktoren, im Speziellen von der Haftwahrscheinlichkeit s_0 , den Aktivierungsenergien $E_{a,ads}$ bzw. $E_{a,des}$, sowie von der Bedeckung Θ_r abhängig, die schwer zu bestimmen sind, so dass für ein Feldemissionssystem keine exakte Berechnung der Adsorptions- und Desorptionsraten möglich sind. Gemäß [Chr91] berechnet sich die Adsorptionsrate wie folgt:

$$r_{ads} = \frac{p}{\sqrt{2\pi m k_B T}} s_0 e^{-\frac{\Delta E_{a,ads}}{k_B T}} (1 - \Theta_r)^n \quad (2.26)$$

Neben den genannten Größen gehen die Masse des Moleküls m_m und n als Reaktionsordnung der Adsorption ein. Dabei gilt $n=1$ für assoziative Adsorption und $n=2$ für dissoziative Adsorption. Die Desorptionsrate ist dagegen abhängig von der Dichte der Adsorptionsplätze σ_A und dem Frequenzfaktor ν . Er repräsentiert die Wahrscheinlichkeit das Chemisorptionspotential zu verlassen, also die Anzahl der notwendigen Versuche des Teilchens zu desorbieren [Jos01]. Für die Desorptionsrate gilt:

$$r_{des} = \nu e^{-\frac{\Delta E_{a,des}}{k_B T}} \Theta_r^n \sigma_A \quad (2.27)$$

Der erste Term aus Gl. 2.26 repräsentiert die Auftreffrate Φ_G .

$$\Phi_G = \frac{p}{\sqrt{2\pi m k_B T}} \quad (2.28)$$

Vereinfacht dargestellt und auf in der Praxis gebräuchliche Einheiten umgeformt ergibt sich folgender Zusammenhang [Haa03]:

$$\Phi_G \approx 2.63 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{s} \cdot \text{m}^2} \frac{\sqrt{uK}}{\text{mbar}} \frac{p}{\sqrt{MT}} \quad (2.29)$$

Hierbei ist der Gasdruck p in Millibar, die molare Masse in u sowie die Umgebungstemperatur in K einzusetzen. Für einen Umgebungsdruck von 10^{-6} mbar, eine Feldemissionsspitze, im Englischen „Tip“ genannt, mit 20 nm Krümmungsradius und der in Halbkugelnäherung (vgl. Kap. 6.6) berechneten aktiven Fläche ergibt sich, abhängig vom Gas, eine Auftreffrate von etwa 3000 Molekülen pro Tip und Sekunde. Durch Ionisation aufgrund der emittierten Elektronen und daraus folgender feldgetriebener Anziehung dürften reale Werte noch etwas darüber liegen.

Insgesamt sind die Ausfallraten von Feldemittern neben dem Druck auch von der Art des Gases abhängig [Mea96]. Da die Edelgase Argon und Neon verglichen zu Stickstoff recht hohe Fehlerraten erzeugen, ist Stickstoff als Spülgas beim Belüften und vor dem Evakuieren einer Vakuummesskammer angeraten.

2.3.3 Thermische Effekte

Die Emission von Elektronen aus einem metallischen Emitter trägt aufgrund der resistiven Verlustleistung im Emitter zu seiner Erwärmung bei. Die resistive Verlustleistung wächst mit zunehmendem elektrischen Widerstand des Metalls, welcher wiederum temperaturabhängig ist und bis zu einigen 100 °C annähernd linear ansteigt. Dabei gilt, dass Feldemissionsströme eine Abhängigkeit von der Temperatur zeigen, v.a. von der lokalen Temperatur an der Emissionsstelle. Es wäre somit zu erwarten, dass eine Rückkopplung schon bei moderaten Stromdichten zu einer instabilen Emissionssituation führt. [Mar60] konnte jedoch zeigen, dass auch bei hohen Stromdichten von $J > 10^7 \frac{A}{\text{cm}^2}$ eine stabile Emission beobachtet werden kann. Grund dafür ist der sogenannte Nottingham-Effekt.

Das dadurch beschriebene Verhalten basiert darauf, dass die Differenz der Energie E_{em} emittierter Elektronen und der Energie E_{nach} aus dem Festkörper nachgelieferter Elektronen eine Wärmeleistung repräsentiert [Not41]. In [Cha64] gilt die Annahme, dass alle von Festkörper nachgelieferten Elektronen von der Fermikante stammen und somit $E_{nach} = E_F$ gilt. Jedoch ist bei einer Temperatur von $T = 0$ K das Leitungsband eines Metalls nur bis zur Fermikante gefüllt (vgl. Kapitel 2.1), weshalb die Nachlieferung zwangsläufig durch höherenergetische Elektronen erfolgt. Diese Energiedifferenz wird in Wärme umgesetzt und heizt den Emitter auf. Bei zunehmender Temperatur stellt sich eine Verteilung der Energieniveaus ein, womit auch Zustände oberhalb der Fermienergie besetzt sind. Aus diesen Zuständen erfolgt bevorzugt die Emission von Elektronen, da die Wahrscheinlichkeit des Tunnelns durch die Barriere aufgrund der geringeren Dicke höher ist. Ab einer bestimmten Temperatur (Inversionstemperatur) gilt $E_{em} > E_{nach}$ und es kommt zu einer effektiven

Kühlung des Emitters [Not41]. Der Betrag der Inversionstemperatur ist von der Austrittsarbeit sowie von der elektrischen Feldstärke abhängig.

Die gleiche Forschergruppe ermittelte im Experiment aber Inversionstemperaturen, die unterhalb der Vorhersagen lagen [Swa66]. Begründet wird dies dadurch, dass ggf. auch Elektronen von unterhalb der Fermikante für die Nachlieferung infrage kommen.

Nicht vernachlässigbar ist allerdings der Effekt der thermischen Aufheizung bei Emission aus Feldemissionsspitzen mit kleinen Krümmungsradien. Die Zeit bis zur Degradation liegt dabei in der Größenordnung von Sekunden bis Minuten. Song et al. [Son98a] führen dies auf die Reduzierung der aktiven Emissionsfläche resultierend aus der thermischen Instabilität des Emitters durch das Nottinghamheizen zurück. Als Nachweis wird angeführt, dass die Degradation beschränkt werden kann, wenn längere Auskühlphasen zwischen zwei Emissionsmessungen eingehalten werden.

Durch die kleine emittierende Fläche von wenigen Quadratnanometern entstehen aber auch sehr hohe Stromdichten in Emissionsspitzen, was aufgrund des spezifischen Widerstandes des Substratmaterials einer sehr hohen thermischen Leistung entspricht. Die daraus resultierende Erwärmung um mehrere hundert Kelvin bei nur wenigen Nanoampere liegt in der Größenordnung des Schmelzpunktes vieler für Feldemission verwendeter Materialien, z.B. Silizium oder Edelmetallen. Die Erwärmung ist dabei vom spezifischen Widerstand, der Geometrie des Emitters und der Stromstärke abhängig.

Die Größenordnung der Erwärmung lässt sich dabei abschätzen. Bei typischen Multistrahlelektronenbelichtersystemen werden Emissionsströme im Bereich von einigen Nanoampere gefordert [Guo01]. Auch wenn diese sich auf mehrere Emitter verteilen können und dabei die Unwägbarkeit der tatsächlich zu jedem Zeitpunkt emittierenden Quellen in Kauf genommen wird, ist ein Nanoampere ein typischer Strom, der aus einem Emitter extrahiert wird. Bei Annahme eines Krümmungsradius von $r = 10$ Nanometern und zylindrischer Emittergeometrie mit einer Höhe h von einem Mikrometer ergibt sich für das Beispiel einer n^+ -dotierten Siliziumspitze mit einem spezifischen Widerstand von $\rho = 1 \cdot 10^{-3} \Omega\text{cm}$ gemäß dem Zusammenhang

$$R = \rho \frac{l}{A} \quad (2.30)$$

ein Widerstand R von etwa $30 \text{ k}\Omega$. Die elektrische Leistung, die durch diesen Widerstand erzeugt wird, beträgt mit

$$P = R \cdot I^2 \quad (2.31)$$

$3 \cdot 10^{-14} \text{ W}$. Bei Annahme einer Emissionszeit von $t = 60$ Sekunden, die in [Son98a] noch als stabil angesehen werden kann, wird eine Energie

$$Q = P \cdot t \quad (2.32)$$

von $1.8 \cdot 10^{-12}$ J in den Emitter eingebracht. Unter Zugrundelegung einer spezifischen Masse von $\rho = 2.33 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$, einer spezifischen Wärmekapazität $c = 700 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$ und Zylinderform, so dass für die Masse m des Emitters gilt,

$$m = r^2 \cdot \pi \cdot h \cdot \rho \quad (2.33)$$

ergibt sich eine Temperaturdifferenz ΔT

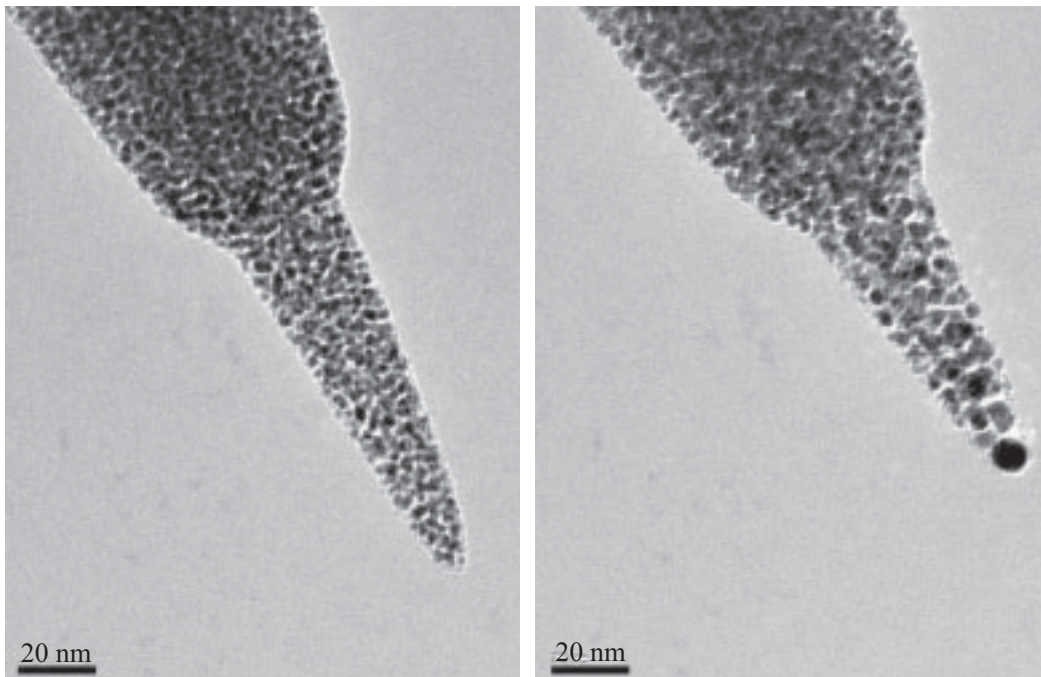
$$\Delta T = \frac{Q}{mc} \quad (2.34)$$

am Emitter von etwa 3500 K. Natürlich wird ein nicht unerheblicher Teil der umgesetzten Wärmeenergie in das Substrat abgeleitet und die Annahme einer Zylinderform ist für Siliziumspitzen nur beschränkt gültig, entspricht die Geometrie doch eher den in Kap. 6.4 ausgeführten abgeschiedenen Emittern. Dennoch zeigt die Abschätzung auf, dass thermische Effekte auch in geringfügig weniger resistiven Kegel- und Pyramidenformen nicht zu vernachlässigen sind und in der Größenordnung mehrerer hundert Kelvin liegen. Auswirkungen dieser Effekte können Materialversatz, Oxidation oder lokale Eruptionen von Emittermaterial sein. Auch das Kristallgefüge kann betroffen sein. Die Zerstörung der Emissionsstruktur ist die Folge. Da der Strom quadratisch in die Gleichung eingeht, führen höhere Ströme zu noch schnellerer Beschädigung. Abb. 2.7 zeigt beispielhaft die Veränderung der Kristallstruktur durch Feldemission. Durch den emittierten Strom kommt es zur Zusammenballung von Material. Die Korngrößen verändern sich und werden unregelmäßiger.

Das Nottinghamkühlen wirkt bei starken Feldern und hohen Temperaturen dem resistiven Aufheizen des Emitters entgegen, das Verhältnis der beiden Effekte unterliegt aber den Umgebungsbedingungen und der Versuchsanordnung [Cha64]. Die resistive Heizleistung steigt bei $T = \text{const}$ quadratisch mit dem Emissionstrom an, das Nottinghamheizen oder -kühlen aber in erster Näherung nur linear. Deshalb ist das Nottinghamheizen bei kleinen Temperaturen dominant, bei höheren Strömen ist ein Einfluss des Nottinghamkühlens zu erwarten, ebenso bei hohen Temperaturen. Die ohmsche Erwärmung dominiert im allgemeinen bei Siliziumstrukturen [Anc96].

Generell besteht ein breiter Konsens in der wissenschaftlichen Gemeinde, dass die Lebensdauer der Emitter ein zentrales Problem darstellt. Allerdings differieren die Erklärungen für die Ursachen. Während ein Teil der Veröffentlichungen die starke Erwärmung für die Degradation der Emission verantwortlich machen, gibt es auch Stimmen, die andere Ursachen anführen.

Simulationen von Ancona [Anc96] zeigen, dass Siliziumspitzen deutlich sensibler auf Erwärmung durch emittierenden Strom reagieren als Metall. Während dort, basierend auf den Simulationsergebnissen, die Rede von einigen hundert Mikroampere für eine thermische Gefährdung ist, zeigen die genannten anderen Veröffentlichungen bei praktischen Messungen Degradation schon bei geringeren Stromstärken. Ursächlich dafür könnte sein, dass die



(a) Kristallstruktur nach Herstellung

(b) Kristallstruktur nach Emission

Abbildung 2.7: Auswirkung von Stromemission auf die Kristallstruktur eines metallischen EBID-Emitters [Sel06]

Simulationsergebnisse punktuelle lokale Erhitzungen, die zum Verschlechtern des Krümmungsradius führen, vernachlässigen. Der Autor selbst spricht in seinen Ausführungen davon, dass die Resultate aufgrund der für Halbleiter vorgenommenen Näherungen nicht ohne Zweifel bleiben sollen.

Aplin et al. [Apl04] identifizierten neben thermischen Defekten und Ausfällen durch Gas-Bombardement auch Defektbildung im Herstellungsprozess als Ausfallgründe, obwohl optische Untersuchungen (vgl. Kap. 6.6) keine gesicherten Änderungen an der Konusform wiedergeben konnten.

Eine langfristige Lebensdauer erscheint bei Berücksichtigung der verschiedenen dargestellten Resultate nur bei Beschränkung auf einige Picoampere pro Emitter wirklich gesichert. Allerdings ist die Einstellung eines solchen Emissionsniveaus aufgrund der in Kap. 2.1 dargelegten exponentiellen Abhängigkeit des Emissionsstroms von der lokalen elektrischen Feldstärke nur schwer möglich. Ursächlich dafür sind Ungleichmäßigkeiten im Spitzenradius und die entsprechend schwierige Regelbarkeit solch kleiner Ströme.

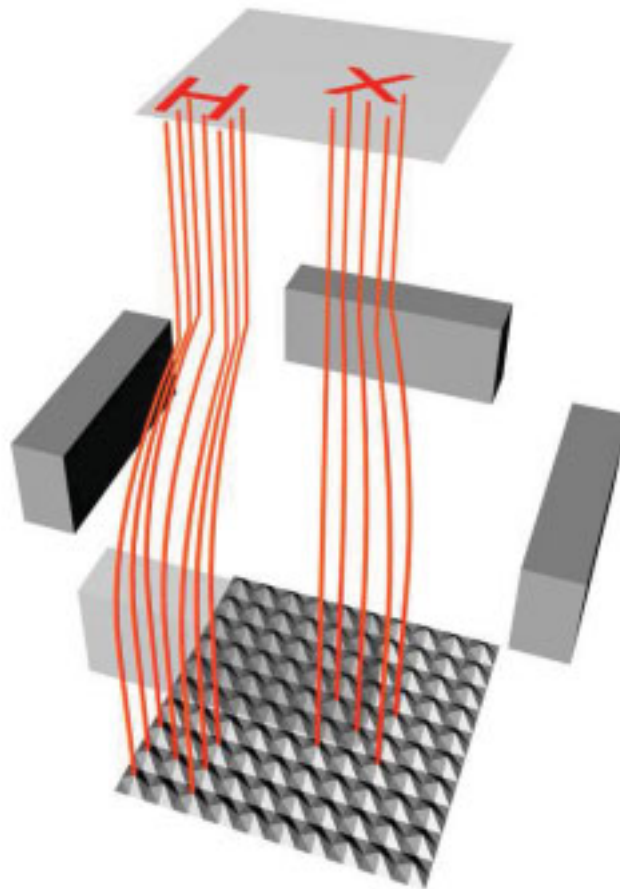


Abbildung 2.8: Prinzip der Mustergenerierung mit stromstabilisierten Emissionsspitzen

2.4 Technische Anwendung

Durch Feldemission aus dem Festkörper extrahierte Elektronen decken vielfältige Einsatzbereiche ab, die zum Teil lange etabliert, aber auch noch in Entwicklung oder Erforschung sind.

Seit vielen Jahren gebräuchlich sind Feldemitter, zumeist aus Wolfram, in Raster- und Tunnelelektronenmikroskopen. Diese Anwendung profitiert dabei von der exzellenten Fokussierbarkeit im Subnanometerbereich aufgrund einer sehr scharfen Energieverteilung der Elektronen aus der einzelnen Emissionsspitze. Die für den Langzeitbetrieb notwendige Stabilität auf gleichbleibendem Stromniveau im Hochvakuum wird dabei durch hohe Extraktionsspannungen im Bereich von Kilovolt sichergestellt und im Betrieb elektronisch laufend nachgeregelt. Zur Sicherung der Emissionseigenschaften des Emitters besteht die Möglichkeit zum Ausheizen des Emitters bei mehreren hundert Grad.

Zu Lichtquellen auf Feldemissionsbasis gibt es eine Reihe von Veröffent-

lichungen und Patenten, z.B. aus jüngster Zeit [Wei08] oder [Che08]. Durch Nutzung einer Leuchtphosphorschicht als Anode bei hoher Emittendichte und geringem Abstand lassen sich somit sehr flache Lichtquellen herstellen, die mit etwa $10000 \frac{\text{cd}}{\text{mm}^2}$ noch dazu sehr hell sein können [Cha03].

Aufbauend auf das Konzept der Feldemissionslichtquelle mit Leuchtphosphor ist es nur ein kleiner Schritt zur Nutzung verschiedenfarbiger Phosphorschichten, um die drei Grundfarben rot, grün und blau von Bildschirmen darzustellen. Solche Feldemissionsdisplays stellen aber erweiterte Anforderungen an Lebensdauer, Homogenität, Reproduzierbarkeit, Stabilität und Größe der zu beleuchtenden Fläche [Ito02], so dass die Konzepte bislang das Prototypenstadium nicht in dem Maße verlassen haben, um zu LCDs aufzuschließen.

Auf lange Sicht könnten sich feldemittierte Elektronenstrahlen auch für Lithographieeinsätze anbieten. Bereits heute gehört Elektronenstrahlolithographie zum Stand der Technik. Durch miniaturisierte, hochstabile und einzeln ansteuerbare Emittoren, wie sie in dieser Arbeit vorgestellt werden, ließen sich Muster generieren, so dass der Nachteil der zeilenweisen Beschreibung bei heutiger Elektronenstrahlolithographie eliminiert würde. Einen prinzipiellen Aufbau zeigt Abb. 2.8. Entsprechende Linsensysteme wurden bereits gezeigt [Guo01], passende Elektronenquellen sind noch in der Erforschung.

Neben den genannten Anwendungsbereichen sind Feldemitter auch im Bereich der Hochfrequenz- bzw. Mikrowellenverstärker zu finden [Ohl93]. Schon seit vielen Jahrzehnten dient Feldemission auch der Erzeugung von Röntgenstrahlung für die Radiologie [Sla41].

Kapitel 3

Field Emitter Arrays

Nach der Betrachtung der grundsätzlichen Rahmenbedingungen und Eigenschaften von Feldemission gibt dieses Kapitel einen Überblick über die historische Entwicklung und die unterschiedlichen Ausprägungen von Field Emitter Arrays in der Praxis. Dazu werden Anordnungen mit und ohne Steuerelektrode erläutert, sowie die zwei bedeutendsten Fertigungstechniken vorgestellt, indem metallische Spindt-type-Emitter und Feldemissionsspitzen aus Silizium näher betrachtet werden. Auf Feldemission aus Isolatoren und Carbon Nanotubes wird an dieser Stelle nicht weiter eingegangen, sondern auf einschlägige Literatur verwiesen, exemplarisch auf [Lee01, Che07, Sta99].

3.1 Ungated Field Emitter Arrays

Ungated Field Emitter, die auch als Diodenkonfiguration bezeichnet werden, bestehen lediglich aus Feldemissionsspitzen und einer darüber angeordneten Anode. Ihr Haupteinsatzgebiet findet sich in Anwendungen, in denen eine hohe Dichte [Hsu96] an Feldemittern benötigt wird, da sie eine hohe Packungsdichte für sich reklamieren können und keine Notwendigkeit für individuelle Extraktoren besteht.

Ein aktuelles Forschungsfeld sind hierbei Lichtquellen, bei denen Ströme in der Größenordnung von einigen Mikroampere aus einem Array erzielt werden können [Cha03]. Allerdings sind für Anwendungen, in denen Ungated Field Emitter zum Einsatz kommen, aufgrund der großen Abstände hohe Spannungen in der Größenordnung von einigen kV notwendig, um die in 2.3.2 erläuterten $10^7 \frac{\text{V}}{\text{m}}$ makroskopischer Feldstärke zu erreichen. Dadurch erhöht sich die Gefahr von elektrischen Entladungen. Auch die Lebensdauer der Emitter kann unter den parasitären Effekten leiden, die durch die hohen Spannungen erzeugt werden.

Daneben eignet sich die Anordnung aus Feldemitter und Anode gut zur Charakterisierung der Emissionseigenschaften unterschiedlicher Feldemissionsspitzen, da mit einem einheitlichen Aufbau, beispielsweise einem vorgespannten Leuchtschirm und räumlicher Trennung zur Probe [Gun02],

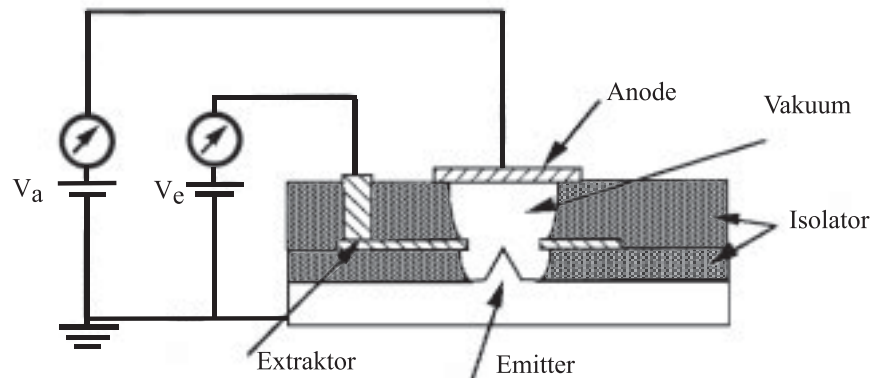


Abbildung 3.1: Schema eines Gated Field Emitters mit integrierter Anode nach [Sun92]

die Schwankungsfaktoren minimiert werden können. Durch die räumliche Trennung werden Kriechströme minimiert.

Um den Vorteil der direkt gegenüber angeordneten Lage von Anode und Emitter beizubehalten und trotzdem die Extraktionsspannungen zu minimieren, bietet sich die Integration von Anoden auf das Substrat der Feldemitter an. Damit können die Abstände zwischen Emitter und Anode auf wenige hundert Nanometer bis wenige Mikrometer reduziert werden. Hierfür ist eine Isolation zwischen Anode und Emitter direkt auf dem Substrat, z.B. in Form einer Opferschichttechnologie, notwendig. Allerdings sind hierbei andere Schwierigkeiten zu erwarten, auf die in Kap. 6.5.1 näher eingegangen wird.

3.2 Gated Field Emitter Arrays

Gated Field Emitter verfügen gegenüber der Diodenkonfiguration über einen Extraktionsring, der zwischen Emitter und Anode (bzw. Zielfläche) eingebracht ist. Bei Abständen von typischerweise weniger als einem Mikrometer ist bereits bei Spannungen in der Größenordnung von 100 V eine Extraktion von Elektronen möglich, die nach der Extraktion von der entfernten Anode in diese Richtung beschleunigt werden können [Bus92].

Es existieren in der Literatur Abwandlungen, bei denen neben dem Extraktor auch die Anode direkt in den Chip integriert ist, wie beispielhaft in Abb. 3.1 dargestellt. Dabei kann zwischen konventioneller vertikaler [Sun92, Und98] und lateraler Bauart [Par97] unterschieden werden, wobei im ersteren Falle die Nutzung freitragender Strukturen als Anode in Opferschichttechnologie angezeigt erscheint, um einen direkten Überbau trotz eines Vakuum-Spalts zu ermöglichen.

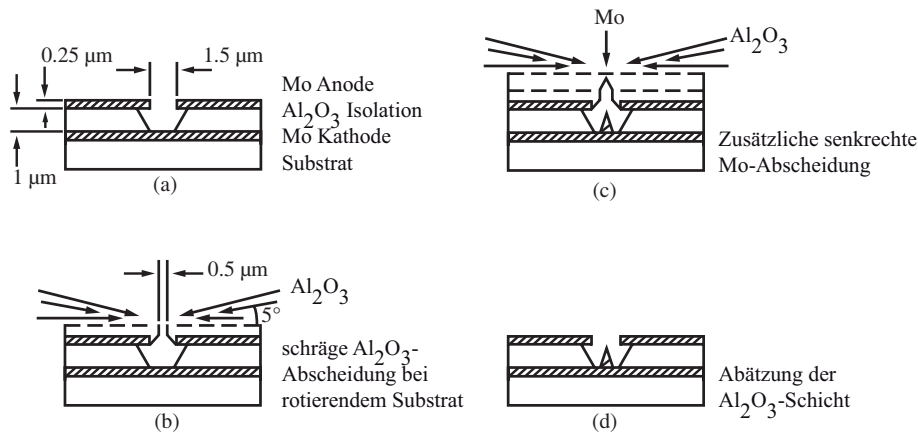


Abbildung 3.2: Basisprozess für Spindt-type Emitter nach [Spi68]

3.3 Spindt-type-Emitter

Der Name der Spindt-type-Emitter leitet sich vom Entwickler der entsprechenden Technologie ab. 1968 veröffentlichte C.A. Spindt erstmals mikrostrukturierte Field Emitter Arrays [Spi68]. Es folgten weitere Veröffentlichungen mit weiterentwickelten Technologien, exemplarisch seien [Spi76, Spi91, Spi94, Spi96, Spi98, Agu00] genannt. Parallel zur Weiterentwicklung durch Spindt et al. wurde die Idee auch an anderer Stelle aufgegriffen, modifiziert oder erweitert und zur Veröffentlichung gebracht. Aus den zahllosen Veröffentlichungen sollen [Vee94, Got00, Din04, Des05] als Beispiele genannt werden. Für eine Übersicht sei [Ito06] empfohlen.

Der Grundprozess für die Herstellung von Spindt-type Emittern ist in Abb. 3.2 dargestellt. Auf ein Glassubstrat, einen Silizium-Wafer oder auch eine Schicht hochdotiertes Polysilizium [Kim97] wird eine leitende Schicht aufgebracht bzw. durch Dotierung eingebracht. Eine Isolatorschicht sowie eine Metallisierungsschicht, beispielsweise aus Molybdän, bilden die Extraktionsstruktur. Für die Verwendung von Molybdän spricht hier die Selektivität gegenüber Materialien bei Ätzungen für die weiteren Prozessschritte sowie die Eignung als Material für Feldemitter [Spi76].

Mithilfe eines Lithographieschrittes und anschließender Metallätze werden kreisrunde Öffnungen in die Metallisierung eingebracht, gefolgt von einer Ätzung des Isolators durch die Öffnungen in der Metallisierung bis hinab zur unteren Metallebene. Dadurch entsteht ein Hohlraum zwischen den beiden leitenden Flächen. Durch die Unterätzung ist der Hohlraum am oberen Ende größer als die Öffnung in der Metallisierung (Abb. 3.2a). Es folgt die Abscheidung einer Opferschicht, die im flachem Winkel unter Drehung des Substrats typischerweise im Elektronenstrahlverdampfer aufgebracht wird. Als Material kommt hier beispielsweise Aluminiumoxid infrage. Die Folge ist eine Reduzierung des Öffnungsdurchmessers (vgl. Abb. 3.2b).

Bei immer weiter schrumpfender Öffnung folgt in senkrechter Ausrichtung die Abscheidung des Konusmaterials, traditionell aus Molybdän, hergestellt im Elektronenstrahlverdampfer (Abb. 3.2c). Durch Einsatz von Sputtertechniken [Vee95], aber auch durch Verdampfen [Ito95a], sind allerdings auch andere Materialien mit niedrigerer Austrittsarbeit oder anderen abweichenden Eigenschaften möglich, beispielhaft seien hier Niob, Hafnium oder Nickel genannt. Dabei sind Krümmungsradien bis hinab zu 1 nm in der Literatur gezeigt worden [Goo94]. Aufgrund des selbstorganisierenden Wachstums bietet sich auch Polysilizium für eine Abscheidung von Emittlern an. Durch die notwendigen hohen Temperaturen und/oder anschließend notwendigen Siliziumätzungen gestaltet sich die Integration, speziell in aktive Bauelemente, allerdings schwieriger als mit den genannten Metallen.

Sobald die Öffnung durch den flachen Einfall der Opferschicht komplett verschlossen ist, ist in der Aushöhlung eine scharfe Spitze entstanden. Durch eine selektive Ätze der Opferschicht wird die Emitter-Extraktorstruktur wieder freigelegt (Abb. 3.2d). Bei Bedarf kann der Opferschicht-Abscheidungsprozess wiederholt werden, was zu einem höheren Emitter mit höherem Aspektverhältnis führt. Dies hat, wie in Kap. 2.3.1 dargestellt, zumeist einen höheren Extraktionsstrom bei gleicher makroskopischer Feldstärke zur Folge.

Typische Abmessungen für die Extraktoröffnung liegen bei 0.5 bis 2 Mikrometern in optischer Lithographie und hängen von der Auflösung der Belichterapparatur ab. Mit feineren Lithographietechniken wie Elektronenstrahlolithographie, Focused Ion Beam (FIB) Lithographie oder Interferenzlithographie konnten darüber hinaus noch kleinere Öffnungen bis hinab zu 150 nm gezeigt werden [Boz94].

Vorteilhaft an der Herstellung von Feldemissionsspitzen nach der Idee von Spindt ist die Tatsache, dass durch selbstjustierende Abscheidung des Emitters, nach der Herstellung des Extraktors, eine ideale Justage der beiden Komponenten zueinander sichergestellt ist. Damit wird eine hohe Gleichmäßigkeit der Strukturen geschaffen. Obwohl die Herstellung kostspieliger verglichen mit anderen Technologien ist, sind Spindt-type Emitter derzeit das Mittel der Wahl für Feldemissionsdisplays [Ito06].

Abgesehen von der Notwendigkeit der gleichzeitigen Abscheidung in senkrechter und schräger Richtung ist der Prozess einfach zu realisieren. Er stellt keine übermäßigen Ansprüche an Lithographieprozesse, da Extraktoröffnungen nicht kleiner als ein Mikrometer sein müssen. Das Wachstum der Emitter erfolgt durch den Abscheideprozess selbstlimitierend.

3.4 Geätzte Emitter

Im Gegensatz zum Prozessablauf nach Spindt erfolgt bei in Ätztechnik hergestellten Feldemissionsspitzen die Ausformung des Extraktors erst nach der Herstellung des Konus, sofern Gated Field Emitter Arrays erstellt werden sollen. Bei Verzicht auf diesen abschließenden Schritt ermöglicht diese Art der

Herstellung sonst Ungated Field Emitter Arrays.

Grundsätzlich eignet sich jedes Material zur Herstellung von geätzten Feldemittern, so lange ein Ätzprozess dafür existiert, um konusförmige Gebilde zu erzeugen. Der Fokus dieser Ausführungen soll auf Ätztechniken für einkristallines Silizium liegen, da es zum einen das am häufigsten eingesetzte Material und zum anderen Ausgangspunkt der CMOS-Technologie ist, die die Grundlage der vorliegenden Arbeit bildet.

Andere Materialien, aus denen in der Vergangenheit erfolgreich Feldemissionsspitzen geätzt wurden, sind Polysilizium [Bos96b, Uh97], amorphes Silizium [Sil98, Li08] und poröses Silizium [Bos96a, Jes96], aber auch Metalle sind vorstellbar.

Insbesondere polykristallines Silizium hat seine Vorteile darin, dass es auf nahezu jeder Oberfläche, also beispielsweise auch auf Isolatoren wie Glassubstraten, abgeschieden werden kann, was potentielle Kostenvorteile für die Industrie erzeugt, so es denn für die Endanwendung applikabel ist. In diesem Zusammenhang konnten auch Möglichkeiten zur Schärfung des Spitzenradius gezeigt werden, die bei Polysilizium durch Silizidierung ermöglicht werden [Lee97].

Im grundsätzlichen Prozessverlauf wird auf das einkristalline Substrat in (100)-Orientierung eine Maskierungsschicht aufgebracht. Üblicherweise ist dies entweder thermisch gewachsenes Siliziumdioxid oder abgeschiedenes Siliziumnitrid. Grundsätzlich ist aber jedes Material denkbar, gegenüber dem sich Silizium mit einer hohen Selektivität ätzen lässt. In einem Lithographie-schritt mit anschließender Ätze, beispielsweise Flussäure für Siliziumdioxid, werden Inseln - in englischer Literatur zumeist als „caps“ bezeichnet - hergestellt. Diese Inseln dienen als Maskierung beim anschließenden Ätzprozess zur Herausbildung der Emitter.

Für diesen Ätzprozess kommen verschiedene nass- und trockenchemische, anisotrope und isotrope Ätztechniken infrage. Als anisotrope Ätzen bieten sich hierbei in erster Linie kristallorientierungsabhängige nasschemische Lösungen an. Typisch sind hierfür Kalilauge [Zho98], Ethylendiamin [Tem95], Hydrazin [Koh01] oder Tetramethylammoniumhydroxid [Tan05]. Des Weiteren können anisotrope Ätzprofile durch physikalisches und physikalisch-chemisches Trockenätzen mit verschiedenen Gasen [Men05] erzeugt werden. Hierauf wird in Kap. 6 näher eingegangen, eine schematische Darstellung des Prozessablaufs zeigt Abb. 6.9.

Isotrope Ätzprofile zur Herstellung von Feldemissionsspitzen in nasschemischer Technik wurden in der Literatur mit einer wässrigen Mischung von Salpetersäure, Flussäure, Essigsäure und deionisiertem Wasser gezeigt [Tem98]. Zumeist kommen für isotrope Ätzprofile allerdings trockenchemische Techniken zum Einsatz, die in Form des reaktiven Ionenätzens (RIE), beispielsweise mithilfe der Ätzgase Schwefelhexafluorid und Sauerstoff, durchgeführt werden [Wel97]. Ein entsprechender schematischer Ablauf ist in Abb. 6.9 dargestellt.

Zur Schärfung des Spitzenprofils und zum Ausgleich etwaiger Unterschiede in der Größe der maskierenden Inseln folgt auf den Ätzschritt üblicherweise eine thermische Oxidation, bei der die Emitter seitlich aufoxidiert werden, bis unterhalb der Kappe eine Spitze entsteht, die idealerweise nur einen Krümmungsradius von wenigen Atomen hat. Bei der Erstellung von Ungated Field Emittern ist der Herstellungsprozess nach Entfernung der Oxidschicht mitsamt des „caps“ abgeschlossen.

Für Gated Field Emitter ist noch eine weitere Metallisierung notwendig, um den Extraktor herzustellen. Hierfür wird die abschattende Wirkung der Oxid- oder Nitridkappe genutzt, um die Metallisierung selbstjustierend um den Emitter anzuordnen [Mat00]. Bei hohen Aspektverhältnissen, d.h. sehr tiefen Ätzungen und nahezu senkrechten Flanken zwischen thermischem Oxid und Metall, kann noch eine zusätzliche Isolatorschicht eingebracht werden, um die Metallisierung auf Höhe der Emitterspitze zu bringen [Tem98]. Diese kann alternativ auch thermisch gewachsen werden [Uh95]. Abschließend sorgt ein Ätzschritt in gepufferter Flusssäure für die Entfernung der Kappe sowie des thermischen Oxids, das die Emitterspitze bedeckt.

Typische Größenordnungen für auf diese Weise gefertigte Strukturen auf Basis von einkristallinem Silizium sind einige Mikrometer in der Höhe sowie Krümmungsradien an der Spitze des Emitters von wenigen Nanometern.

Von diesem Grundkonzept abweichend sind verschiedene Variationen bekannt, in denen Spin-on-Gläser [Tru93] und Planarisierungsschritte wie schichtweises Aufschleudern und Abätzen von Spin-on-Glas [Lee89] oder chemisch-mechanisches Polieren (CMP) [Dvo01] verwendet werden. Ebenso möglich sind Emitter mit größerer Höhe durch zwei aufeinanderfolgende Oxidationen [Tak97].

Einen Mittelweg zwischen Spindt-type-Emittern und den vorstehend genannten geätzten Emittern stellen Spitzen mit Metallüberzug dar. Speziell im Fall von Ungated Emittern können durch einen Metallüberzug die Emissionseigenschaften angepasst werden, da beispielsweise Lageroxide vermieden werden oder Materialien mit niedrigeren Austrittsarbeiten zum Einsatz kommen. Die Menge infrage kommender Materialien ist dabei groß. Es wurden Arbeiten mit Cäsium, Gold, Kalium, Lithium, Nickel und Platin gezeigt [Tal95, Tem99]. Ebenso möglich sind Überzüge aus Metallnitriden und -carbiden [Mac94, Sha94, Xie96].

3.5 Kohlenstoffnanoröhren und andere Emitter

Eine aktuell in der Forschung in zunehmendem Maße diskutierte Umsetzung von Feldemissionsspitzen ist in Form von Kohlenstoff-Strukturen zu sehen. Hierbei sind sowohl Diamant [Giv94], amorphe Kohlenstoffstrukturen [Mye94] als auch Kohlenstoffnanoröhren (CNTs) [Sta99] denkbare Alternativen. Diese können, wie im Vorkapitel erwähnt, als Überzug, aber auch als Grundlage zur Herstellung von Emittern verwendet werden.

Da sich die vorliegende Arbeit mit CMOS-kompatiblen Techniken beschäftigt, wird auf Kohlenstoffstrukturen an dieser Stelle nicht weiter eingegangen. Eine ausführliche Betrachtung der Thematik bietet [Goh02].

Eine weitere Aufstellung von Detaillösungen zur Herstellung von Feldemittern, die über das für diese Arbeit relevante Maß hinausgehen, ist in [Tem99] zu finden.

Kapitel 4

Stabilisierung des Feldemissionsstroms

Feldemission aus konusförmigen Strukturen unterliegt, wie in Kap. 2 gezeigt, aus verschiedenen Gründen Schwankungen. Insbesondere Abweichungen im Krümmungsradius können Unterschiede in der Stromergiebigkeit um Größenordnungen hervorrufen. Um eine praktische Anwendung zu ermöglichen, ist allerdings ein homogenes Emissionsverhalten sowohl im Zeitverlauf als auch im Vergleich zwischen mehreren Emittlern wünschenswert. Dieses Kapitel stellt zeitgemäße Möglichkeiten zur Stabilisierung des Feldemissionsstromes dar und bietet eine Übersicht über die bedeutenden Strategien von einfachen Vorwiderständen über Dotierungen für Halbleiter-Emitter bis zur Regelung durch aktive Bauelemente. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Verschaltung mit klassischen MOSFETs. Im Kap. 4.4 wird hierzu der Stand der Technik diskutiert und zur Zielsetzung dieser Arbeit übergeleitet.

4.1 Dotierung

Wie in Kap. 2.2 erläutert, unterscheidet sich die Feldemission aus Halbleitern in mehreren Aspekten von der klassischen Feldemission aus Metallen. Somit bietet sich bei Verwendung von Halbleitermaterialien zur Herstellung von Feldemittern ein weiterer Freiheitsgrad, die Dotierung. Während n -dotierte Halbleiter, speziell bei hohen Dotierungen, nahezu metallisches FN-Verhalten zeigen (Abb. 4.1a und d), sind p -Halbleiter gesondert zu betrachten. Durch ihren Überschuss an freien Elektronen ist bei p -dotiertem Material eine Begrenzung des Elektronennachschubs zu erwarten.

Nach allgemeinem Verständnis entsteht bei der Emission von Elektronen eine Verarmungszone in der Größenordnung von Nanometern im Bereich der emittierenden Fläche. Diese wird durch die in Kap. 2.2 erwähnte Feldeindringung hervorgerufen. Die Anzahl der zur Emission zur Verfügung stehenden Elektronen wird durch die thermisch generierten Elektron-Loch-Paare in dieser Verarmungszone begrenzt [Art65]. Dabei ist die Tiefe der Raumladungs-

zone und damit die Menge verfügbarer Ladungsträger von der Dotierung abhängig.

Für die Emission bedeutet dies, dass Emission aus p -Halbleitern bei geringen Feldstärken der FN-Theorie (Abb. 4.1b und c) folgt, bei höheren Feldstärken aber in Sättigung geht [Hir96a]. Der Feldemissionsstrom wird also nachschubbegrenzt und damit stabilisiert. Bei weiter steigenden Feldstärken steigt der Emissionsstrom wieder an und nähert sich dem FN-Verhalten. Als Ursache kann eine Ladungsträgermultiplikation und daraus resultierender Lawinendurchbruch sowie Emission aus dem Valenzband gesehen werden. Die Dotierstoffkonzentration beeinflusst dabei das Sättigungsverhalten. Eine höhere Dotierung reduziert den Sättigungsstrom aufgrund der kleineren Verarmungszone [Kan96]. In Abb. 4.1 sind vergleichend Emissionscharakteristiken identischer Geometrien bei verschiedenen Dotierungen dargestellt.

Da die zu emittierenden Elektronen nicht aus dem Substrat nachgeliefert, sondern in der Raumladungszone generiert werden, sind neben der thermischen Generation auch Elektron-Loch-Paare zu betrachten, die durch Photonen generiert werden. Feldemitter eignen sich demzufolge auch als Photodetektoren [Bor66]. Abhängig von der Beleuchtungsstärke ändert sich die Höhe des Sättigungsstroms.

Bedingt durch die Menge nachlieferbarer Ladungsträger zeigt sich ein weiterer Effekt für p -dotierte Halbleiter, speziell in Form von Gated Field Emittoren (vgl. Kap. 3.2). Unterhalb des Extraktors bildet sich eine Inversionsladung aus. Bei wenigen Emittoren fehlt aufgrund der verhältnismäßig großen Metall-Isolator-Halbleiter-Struktur ein Sättigungsverhalten [Kan97a]. Die Inversionslage unterhalb des Extraktors lässt sich allerdings auch gezielt nutzen, um die Emission zu steuern, indem sie in eine MOSFET-Struktur (vgl. Kap. 4.4) eingebettet wird. Mit zunehmender Emitterzahl für eine einzelne Extraktorelektrode bekommt die Verarmungszone an der Oberfläche der emittierenden Struktur zunehmend Bedeutung, so dass sich ein Sättigungsverhalten einstellen kann [Hir96a].

Allerdings ist die Stromstabilisierung durch p -Dotierung nicht in vollem Maße befriedigend. Nach wie vor hängt die Emissionscharakteristik eines jeden einzelnen Emitters von den in Kap. 2.3 diskutierten Rahmenbedingungen ab, so dass sich signifikante Unterschiede zwischen mehreren Emittoren ergeben können. Auch eine Degradation über den Zeitverlauf [Son98a] wird damit nicht beeinflusst.

4.2 Triodenstruktur

Weniger der Kontrolle des Elektronennachschubs als eher der Bündelung des Elektronenstrahls dient die Implementierung einer Fokussierelektrode. Die aus Emittoren austretenden Elektronen zeigen eine Streuung, die kegelförmig ist. Der Austrittswinkel, unter dem Elektronen detektiert werden können, beträgt als Größenordnung 30° [Mob91]. Somit sind Möglichkeiten

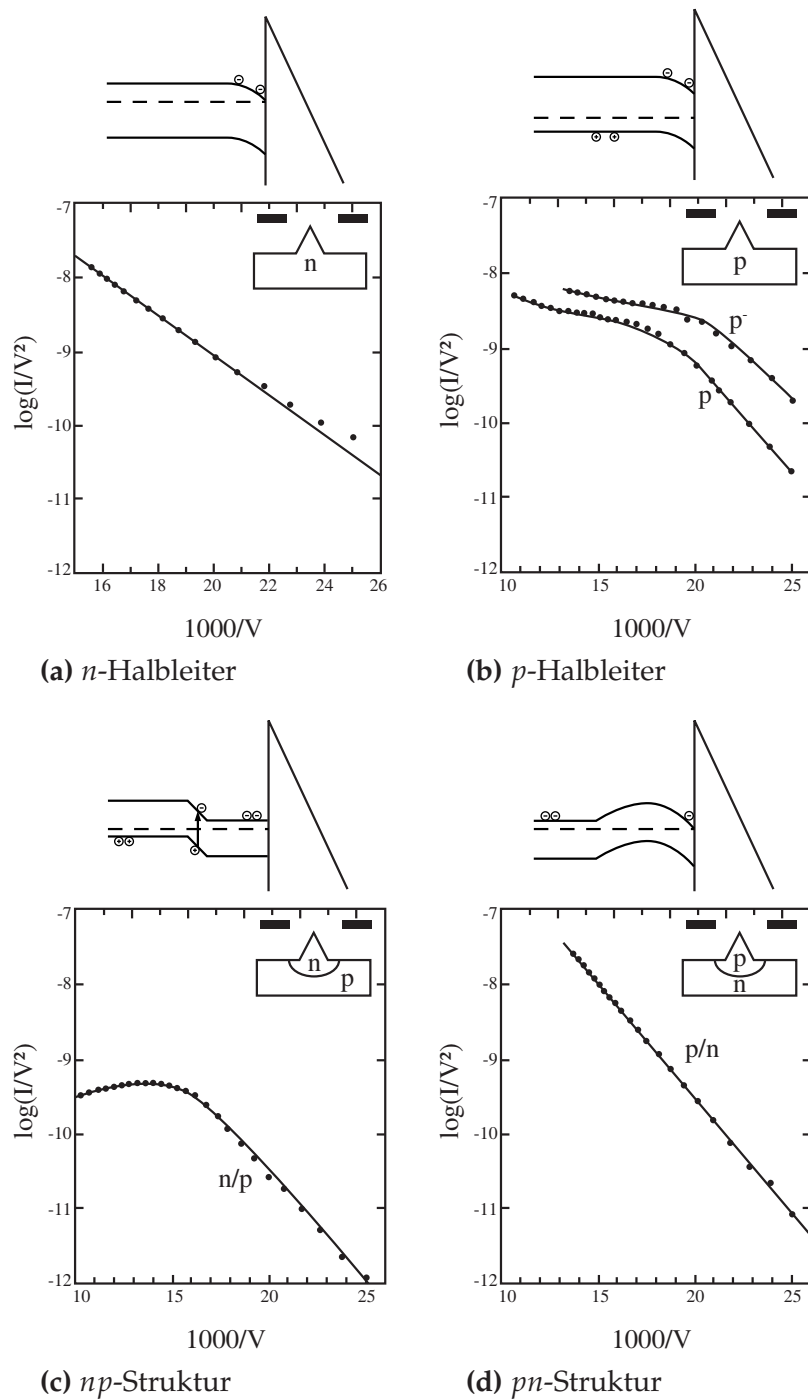


Abbildung 4.1: Emissionscharakteristik in Abhängigkeit von der Dotierung nach [Kan97a]

zur Strahlbündelung wünschenswert.

In der Literatur sind hierbei sowohl vertikale als auch horizontale Anordnungen dokumentiert. Im ersteren Fall befindet sich die Fokussierelektrode

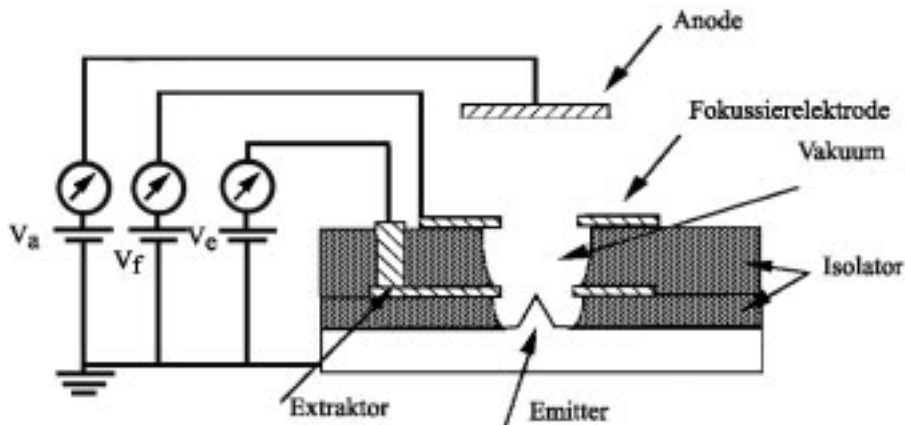


Abbildung 4.2: Schema einer vertikalen Triodenanordnung

oberhalb der Extraktionselektrode [Fra71, Lee98a, Dri99]. Die beiden Elektroden sowie das Substrat sind durch Isolationsschichten getrennt, wie Abb. 4.2 schematisch zeigt. Der Herstellungsprozess ist eine Erweiterung des in Kap. 3.2 dargelegten Ablaufes, womit sich hierfür in erster Linie geätzte Emittoren anbieten, da die Abscheidung eines Konus bzw. eines Metallüberzugs durch die weitere Elektrode nochmals erschwert wird. In [Ito95b] wird eine Abhängigkeit des Strahlverlaufs vom Potential der Fokussierelektrode verdeutlicht. Zu berücksichtigen ist, dass die Stromausbeute in diesem Konzept von der Fokussierelektrode reduziert wird, da ein Teil der emittierten Elektronen von der Fokussierelektrode aufgefangen wird.

Der in Abb. 4.3 dargestellte zweite, leichter zu realisierende, Ansatz sieht die Implementierung einer Fokussierelektrode koplanar zum Extraktor vor [Tan96]. Da die Herstellung der Fokussierelektrode im gleichen Arbeitsschritt wie die Extraktionselektrode erfolgen kann, reduziert sich der Aufwand. Allerdings sind höhere Spannungen verglichen zum vertikalen Konzept notwendig. Dafür ist zu erwarten, dass nahezu keine Elektronen von der Fokussierelektrode abgefangen werden [Kes95], wie in Abb. 4.4 dargestellt.

4.3 Resistive Begrenzung

In Kap. 2.3 kam zum Ausdruck, dass verschiedene Ursachen vorliegen, die zu Schwankungen im Emissionsverhalten sowohl über die Zeit als auch zwischen verschiedenen Emittoren führen, da der Emissionsstrom stark vom Feldüberhöhungsfaktor der emittierenden Struktur abhängt.

Eine Herangehensweise diesen Schwankungen zu begegnen ist den Emittoren durch eine resistive Schicht zu unterfüttern und damit eine Serienschaltung zu einem Widerstand herzustellen [Lev96].

Beim Anlegen einer Potentialdifferenz zwischen Substrat und Extraktor

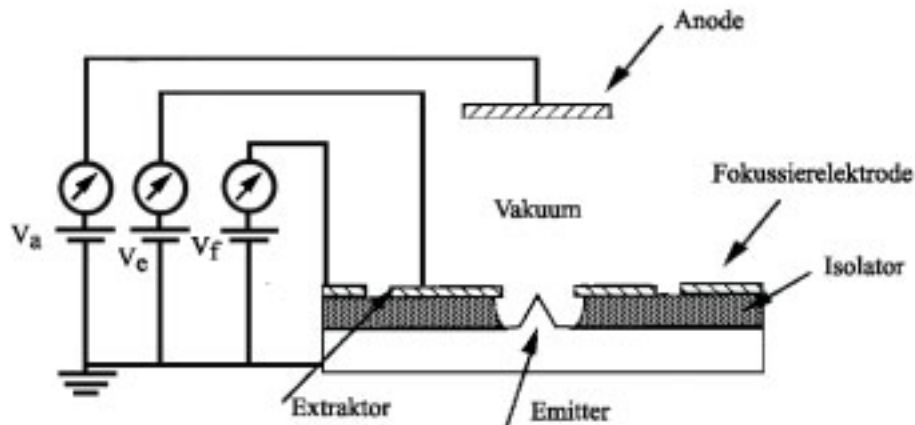


Abbildung 4.3: Schema einer koplanaren Triodenanordnung

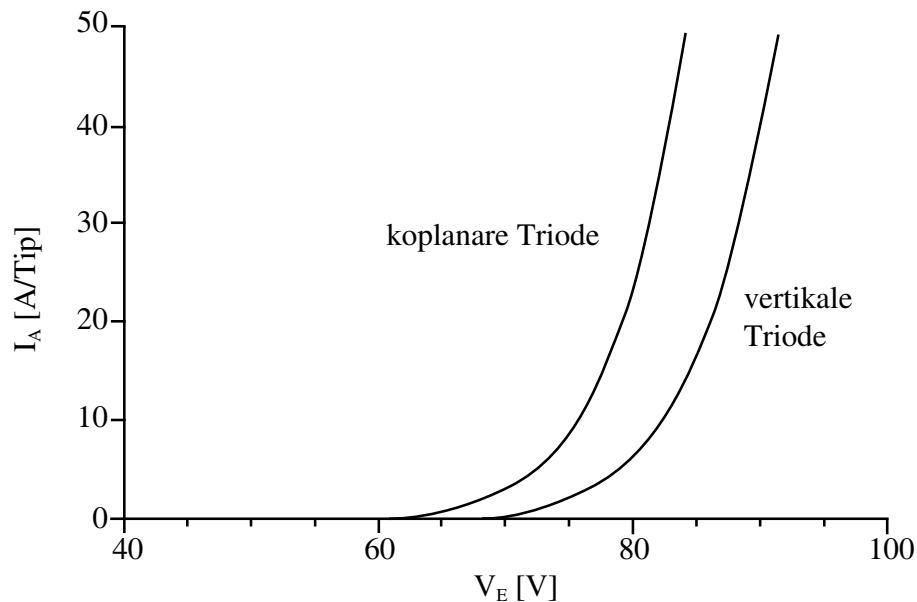


Abbildung 4.4: Emissionsvergleich zwischen vertikaler und koplanarer Triodenanordnung [Kes95]

fällt bei einem Stromfluss ein Teil der Spannung über der resistiven Schicht ab. Dieser Spannungsabfall wirkt als negative Rückkopplung, die den emittierten Strom stabilisiert, wie Abb. 4.5 beispielhaft zeigt.

Das Grundprinzip fußt auf einer Widerstandsschicht, die einer Größenordnung von $100 \text{ M}\Omega$ bis einige $\text{G}\Omega$ entspricht. Anschließend erfolgt die Herstellung von Feldemittern üblicherweise nach dem Spindt-Prozess (vgl. Kap. 3.3). Als Weiterentwicklung sind auch gitterförmige Widerstandstrukturen gezeigt worden, um mehrere Emittoren mit jeweils eigener resistiver Begrenzung gleichzeitig betreiben zu können [Ha02]. Dabei kann das Modell mit mehre-

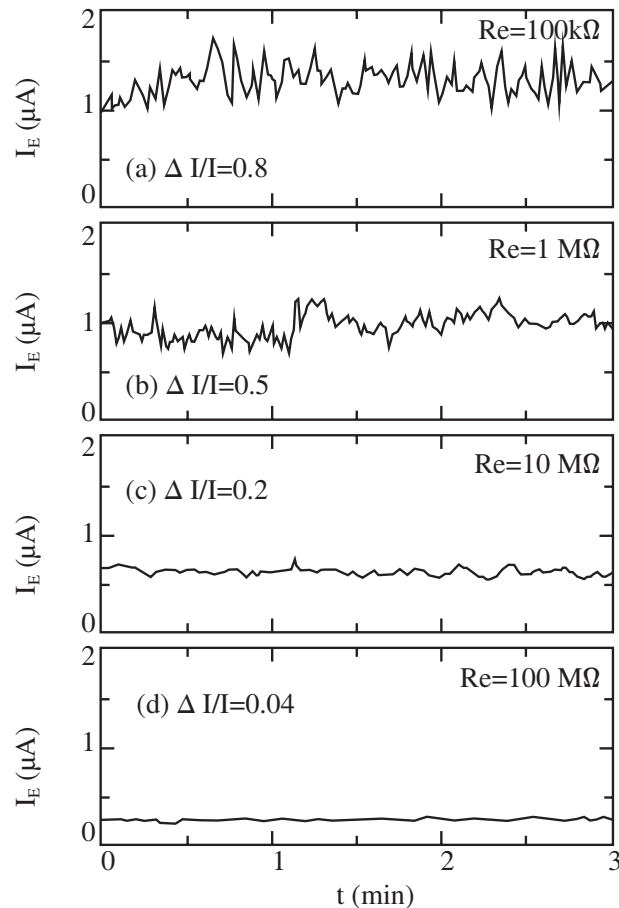


Abbildung 4.5: Emissionsstabilisierung durch Einbringen einer resistiven Schicht nach [Ito97]

ren Emittlern und gitterförmiger Widerstandsschicht recht komplex werden. In [Bap97] wird versucht, bei Kenntnis der geometrieabhängigen Parameter unter Berücksichtigung der Gitterstruktur das Potential an jedem Emittler zu berechnen, entsprechende Details sind der Veröffentlichung zu entnehmen.

4.4 Externe Beschaltung durch MOSFETs

Eine individuelle und regelbare Kontrolle des Elektronennachschubs zum Emittler lässt sich über passive Strukturen wie die im Vorkapitel dargelegte resistive Schicht nicht erreichen. Dagegen sind aktive Bauelemente durch ihre Regelbarkeit deutlich besser geeignet, um auch kurzfristige Schwankungen und Variationen zwischen individuellen Emissionsquellen zu regeln.

Eine vielversprechende Herangehensweise ist die Limitierung der Ladungsträgerverfügbarkeit durch eine Serienschaltung aus Feldeffekttransistor (MOSFET) und Emitterspitzen. Der Drainstrom von MOSFETs lässt sich durch

die Fertigung und die Gatespannung sehr genau und sehr reproduzierbar einstellen. Somit wird der Elektronennachschub kontrollierbar und aus den Spitzen können Ladungsträger auch nur in dem Maße emittieren, wie sie durch den Transistor geliefert werden. Bei Verwendung von Siliziumemittern kann die Herstellung der Spitzen in einen bestehenden CMOS-Prozess integriert werden.

Als Konsequenz aus der Notwendigkeit eines n -dotierten Emittergebiets in Einheit mit einer MOSFET-Struktur wird der Transistor in Form eines n -Kanal MOSFET ausgeführt. Hierbei gibt es zwei Ausführungsvarianten zu betrachten, die sich in der Herstellung geringfügig unterscheiden und leicht voneinander abweichende Eigenschaften haben. Sie werden auf den folgenden Seiten näher ausgeführt.

4.4.1 Funktionsweise des MOSFETs

Die Grundstruktur des n -Kanal MOSFETs besteht aus einer MOS-Kapazität, die den Stromfluss zwischen Source und Drain steuert. Diese beiden Bereiche sind n -dotiert und bilden zusammen mit dem p -dotierten Substrat unterhalb der MOS-Kapazität zwei pn -Dioden, wie in Abb. 4.6 dargestellt. Durch Anlegen eines ausreichend positiven Potentials am Metall der MOS-Kapazität, genannt „Gate“, wird eine Inversionsschicht unterhalb des Isolators erzeugt. Dieser Elektronenkanal entspricht einer leitenden Verbindung zwischen Source und Drain, über die sich Elektronen von Source nach Drain bewegen können. Eine ausführlichere Erklärung des Funktionsprinzips ist beispielsweise in [Ste08] zu finden. Da MOSFETs im Rahmen dieser Arbeit lediglich zur Einstellung des Emissionsstroms verwendet werden, soll hier die Betrachtung auf das Schaltverhalten eingeschränkt werden. Die Kennlinie eines MOSFETs lässt sich in drei Bereiche unterteilen.

Man spricht hierbei vom Unterschwellenbereich, wenn das Potential von Gate gegenüber Source kleiner ist als die Einsatzspannung des Transistors ($V_{GS} < V_T$). Der Drainstrom I_D ist dann exponentiell von der Drain-Source-Potentialdifferenz V_{DS} abhängig.

Im aktiven oder Triodenbereich, für den $V_{GS} > V_T$ und $V_{DS} < V_{GS} - V_T$ gilt, verhält sich der Transistor wie ein aktiv von V_{GS} gesteuerter Widerstand (linearer Bereich), bis bei steigendem V_{DS} die quadratische Abhängigkeit von V_{DS} zunimmt.

Sobald $V_{DS} > V_{GS} - V_T$ und $V_{GS} > V_T$ gilt, tritt Sättigung des Drainstroms ein, man spricht vom Drainsättigungsbereich. I_D ist nur mehr von V_{GS} abhängig.

Für den Einsatz von MOSFETs zur Steuerung von Feldemissionsströmen ist damit v.a. der Unterschwellenbereich des Transistors relevant. Feldemissionsströme bewegen sich in der Größenordnung von wenigen Nanoampere bis zu einigen Mikroampere, so dass in erster Linie das Sperrverhalten der Feldeffekttransistoren von Belang ist.

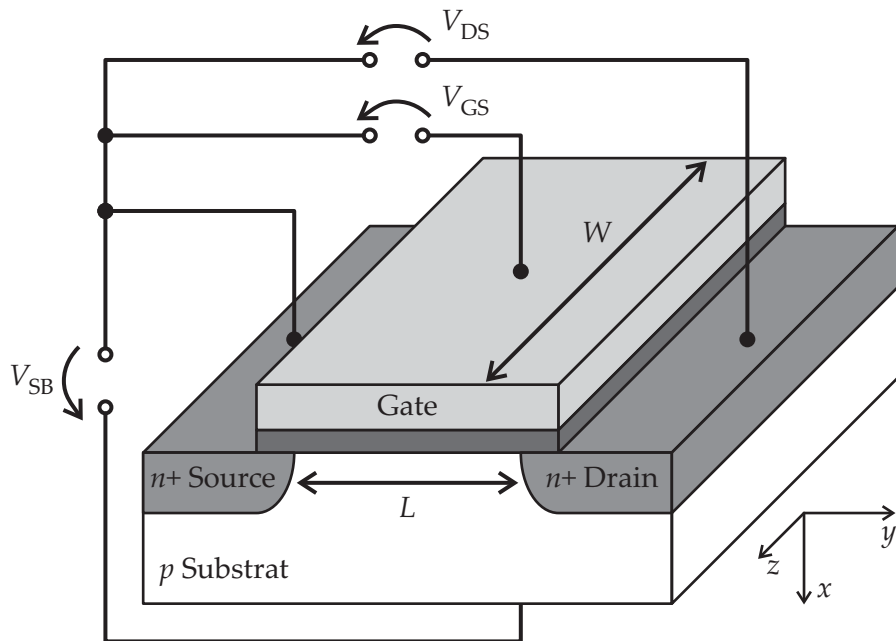


Abbildung 4.6: Schema eines n-Kanal MOSFETs mit Angabe der Potentiale [Ste08]

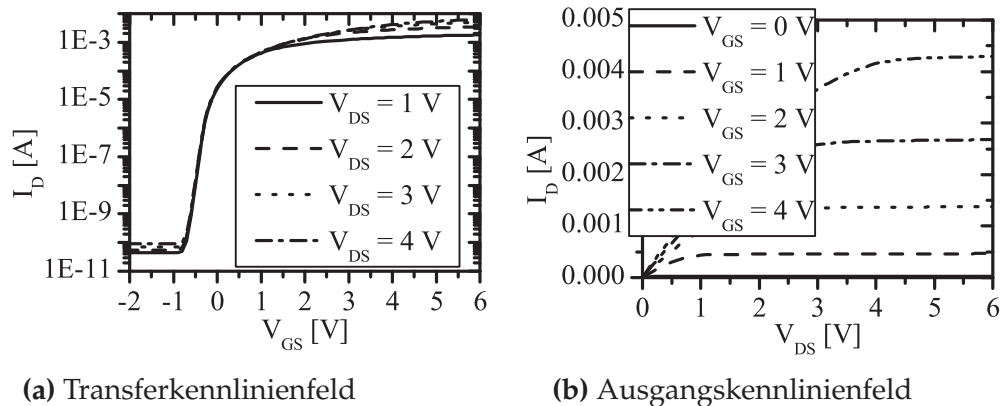


Abbildung 4.7: $I(V)$ -Charakteristik eines typischen n -MOSFETs, wie er für die Integration verwendet wird

In Abb. 4.7a ist ein Transferkennlinienfeld eines infrage kommenden MOSFETs aus lehrstuhleigener Produktion dargestellt, in Abb. 4.7b das zugehörige Ausgangskennlinienfeld. Der Herstellungsprozess basiert auf den Entwicklungen aus [Osw04]. Auf notwendige Modifikationen für den Einsatz in Feldemissionsanwendungen wird in den Kapiteln 5 und 7 noch näher eingegangen. Mit einem Off-Strom von weniger als 100 Pikoampere und einem On-Strom von einigen Milliampere ist hiermit das gesamte Spektrum der Feld-

emission abgedeckt, so dass ein Regelbereich von deutlich unterhalb der zu erwartenden Feldemissionströme bis über dieses Niveau hinaus ermöglicht wird.

Ebenso ist erkennbar, dass die Drainströme nicht signifikant in Abhängigkeit vom Drainpotential schwanken, was eine Voraussetzung für eine reproduzierbare Begrenzung auch bei wechselnden Potentialen durch den Extraktionsprozess ist. Aufgrund der im Bauelement, speziell in Verschaltung mit Feldemissionsspitzen und in Zuleitungen, vorhandenen Kapazitäten ist dagegen zu erwarten, dass auch im stabilisierten Emissionsstrom noch mit geringfügigen Schwankungen zu rechnen ist [Gun02].

4.4.2 Extern verbundene MOSFETs

Die einfachste Implementierung eines MOSFET-gesteuerten Feldemissionsstroms ist die serielle Verschaltung von diskreten Bauelementen für Emission und Steuerung, wie von Yokoo et al. mit einem Field Emitter Array auf Silizium-Basis und einem nicht näher spezifizierten kommerziell verfügbaren MOSFET vorgeschlagen [Yok95]. Dieser Ansatz bietet den Vorteil, dass eine individuelle Selektion der Bauelemente ermöglicht wird. Darüber hinaus wird die Notwendigkeit von Vakuumbedingungen auf die emittierenden Strukturen begrenzt, während die Steuerung außerhalb verbleiben kann. Der Ansatz der externen Steuerung erlaubt prinzipiell auch höhere Packungsdichten, da nur Platz für Zuleitung bzw. Kontaktierung vorgehalten werden muss, bzw. repräsentiert er den Ansatz, in dem mehrere Feldemissionsarrays räumlich getrennt von einer Ansteuerelektronik auf einem Träger implementiert werden.

Nachteilig wirken sich die Zuleitungen auf das Konstrukt aus. Die Zuleitungen stellen Kapazitäten bzw. Induktivitäten dar, die das Rauschverhalten bzw. das Transientenverhalten (vgl. Kap. 4.4.1) beeinflussen. Zusätzlich steigt bei langen Zuleitungen grundsätzlich die Empfindlichkeit auf Störeinflüsse aus der Umgebung, die sich beispielsweise als Schwingungen in der Kennlinie abzeichnen können.

So ist in [Yok95] ein Steuerverhalten dahingehend gezeigt, dass der emittierte Strom zwar stabilisiert gezeigt wird, allerdings fehlen Nennungen zu Regelverhalten und Betriebsbedingungen des Transistors.

4.4.3 MOSFET-integrierte Emittter

Von der Verschaltung diskreter Bauelemente ist der konsequente nächste Schritt der zur Verschmelzung von MOSFET und Emittter zu einem einzelnen Bauelement. Hierbei sind Varianten zu unterscheiden, bei denen das MOSFET-Gate zugleich der Extraktor des Emitters ist und solche, die über einen separat beschaltbaren Extraktor verfügen. Die Schemata und Ersatzschaltbilder der beiden möglichen Ausprägungen sind in Abb. 4.8 gegenübergestellt. In den folgenden Unterkapiteln sollen diese beiden Typen genauer vorgestellt und

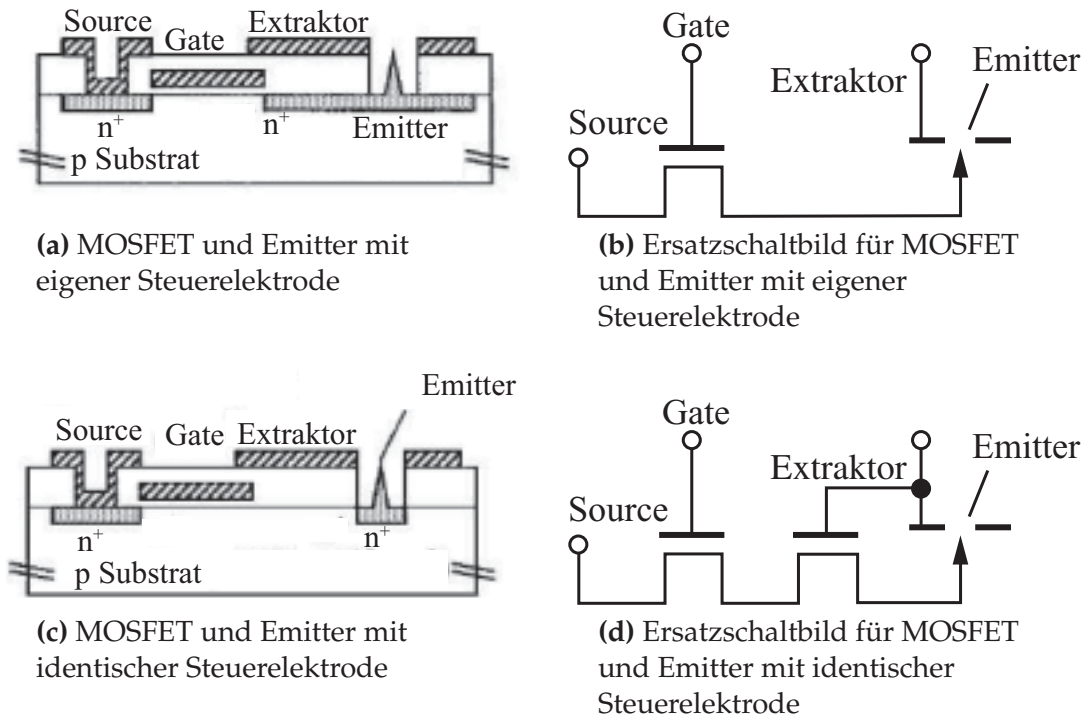


Abbildung 4.8: Mögliche Ausprägungen von MOSFET-integrierten Emittoren mit unterschiedlicher Ansteuerphilosophie nach [Mat99]

der Stand der Technik dargelegt werden.

Emitter mit eigener Steuerelektrode

Im Jahr 1994 wurde H.F. Gray ein Patent zur Integration von Feldemissionsspitzen in einen Feldeffekttransistor genehmigt, um die Zerstörung der Feldemitter durch zu hohe Stromdichten zu vermeiden [Gra94]. In den Ansprüchen wird in theoretischer Form die Integration von Silizium-Emittern oder Spindt-type-Emittern in den Prozessablauf zur MOSFET-Fertigung beschrieben sowie die Steuerwirkung gemäß den extern verbundenen MOSFETs (vgl. Kap. 4.4.2) postuliert. Dabei wurden für die Steuerung des Transistors über die Gate-Elektrode sowie für die Extraktion unabhängige Elektroden vorgesehen, um unabhängige Potentiale verwenden zu können (vgl. Abb. 4.8a und b).

Erste experimentelle Bestätigungen der Integrierbarkeit finden sich in [Has96], wo polykristalline Siliziumemitter in TFT-Technologie hergestellt wurden. Auch in diesem Ansatz sieht die Implementierung eine eigene Extraktionselektrode für die Emitter vor, die in Niob ausgeführt wird. Als Isolation dient ein thermisch gewachsenes Siliziumdioxid mit 200 nm Dicke. Ein Transistor kontrolliert dabei 10000 Emitter, was eine dedizierte Untersuchung

des individuellen Emitterverhaltens verhindert. Erreichte Krümmungsradien werden nicht angegeben. Unter Vakuumbedingungen werden bei 50 V Extraktorspannung und 100 V Anodenspannung bei nicht näher bezeichnetem Abstand einige Mikroampere Extraktionsstrom berichtet. Die Darstellung der MOSFET-Steuerung erfolgt nur in linearem Maßstab mit geringerem Spannungsbereich und Verweis auf nicht näher bezeichnete schlechte Performance des TFTs. Fluktuationen im Bereich von 1% sowie eine stetige Degradation im Verlauf von einer Stunde werden geschildert.

H. Gamo et al. [Gam98, Gam99] verfolgen ein ähnliches Konzept. Der Herstellungsprozess implementiert eine Fertigung des TFTs vor der der Feldemitter, die aus amorphem Silizium gefertigt werden. Dabei erklären die Autoren, dass mit maximal 350 °C, also ohne Hochtemperaturschritte, auszukommen sei. Die Oxidinseln messen dabei 800 Nanometer in der Höhe und etwa 1.2 Mikrometer im Durchmesser. Für die im Trockenätzverfahren herausgebildeten Emitter sind damit Extraktorenabstände von mindestens 600 nm zu erwarten. Das Autorenteam macht hierzu allerdings keine Angaben, ebenso wie zum erreichten Krümmungsradius. Ein Transistor verfügt auf dem Drainfeld über 1000 Emitter. Es werden Emissionsströme gezeigt, die durch die Transistorvorschaltung bei variierender Extraktorspannung dem Ausgangskennlinienfeld des beispielhaft gezeigten TFT ähneln. Sobald der Emissionsstrom ein dem Drainstrom des Transistors entsprechendes Niveau erreicht - in der Größenordnung von 100 nA -, ist ein Transistorschaltverhalten im Ansatz zu erkennen. Eine Angabe des jeweiligen Drainpotentials fehlt. Emissionsstromschwankungen von 1.5%, laut Aussage der Autoren, erwecken den Anschein, in der Größenordnung derer des Transistors zu sein.

Ein auf Polysilizium basierendes Modell gleicher Stoßrichtung wird in [Son98b] erläutert. Hier sind die Fluktuationen, aber auch das Stromniveau, um etwa eine Größenordnung höher. Der Anodenstrom liegt laut Angaben der Autoren einen Faktor 1000 über dem am Extraktor gemessenen. Dieser ist gemäß der Angaben aus der Isolatorstärke etwa 800 Nanometer von der Spitze entfernt, deren Krümmungsradius 50 Nanometer betragen soll, bei einer Höhe von einem Mikrometer. Signifikante Emission im Bereich von μA sind ab 50 V Extraktorspannung dargestellt. Der Anodenabstand beträgt einen halben Millimeter, als Potential liegen 450 V an.

In [Lee98b] wird eine Erweiterung des Konzepts vorgestellt, um hohe Spannungen im MOSFET-Teil des Bauelements zuzulassen. Dabei wird mit zwei unterschiedlich dotierten Kanalbereichen zwischen Source und Drain des MOSFETs gearbeitet sowie eine Gateoxiddicke von 480 nm verwendet. Dies ist speziell dann vonnöten, wenn es zum Kurzschluss zwischen Emitter und Extraktor kommt und eine Zerstörung des MOSFETs drohen könnte. Eine MOSFET-Steuerung der Emission wird nicht angegeben, die Veröffentlichung konzentriert sich auf die Vorstellung der MOSFET-Charakteristik und den Vergleich zwischen Simulation und Messung des Ausgangskennlinienfeldes.

Auf diese Vorarbeiten aufbauend fokussierte sich eine Forschergruppe der

Seoul National University auf den Transistor sowie die Ansteuerlogik. In mehreren Reports [Nam99, Kim99, Lee00, Shi01] stellen die Autoren ein verfeinertes Konzept vor, das neben verschiedenen Kanaldotierungen auch zwei unterschiedliche Gateoxiddicken über der Länge des Kanals, im Nämlichen von 460 Nanometern und 100 Nanometern oder 25 Nanometern zur Reduzierung des Gatepotentials enthält. Dies entspricht der Serienschaltung eines Hochspannungs- und eines Niederspannungstransistors zwischen Source und Drain. Für nicht näher dimensionierte Spindt-type-Emitter, die im Anschluss an die MOSFET-Fertigung in ungenannter Anzahl abgeschlossen wurden, lässt sich den Ausgangskennlinienfeldern stromstabilisierendes Verhalten bei einer Extraktorspannung von 60 V bis 80 V entnehmen. Die Gatespannungen liegen innerhalb des 5 V CMOS-Bereichs. Des Weiteren wird das Rauschverhalten des emittierten Stroms untersucht. Als Erkenntnis ist zu entnehmen, dass geringe Gatespannungen durch strengere Begrenzung des Emissionsstroms ein besseres Rauschverhalten zeigen, welches mit steigenden Gatespannungen anwächst. Nicht zu entnehmen ist, ab welcher Gatespannung der Transistor so viel Strom treiben kann, dass von einer Begrenzung die Rede sein kann, da bei festgelegtem Extraktorpotential der Drainstrom über dem Erwartungswert des Anodenstroms liegt.

Ein auf geringe Einsatzspannungen der Emission sowie Reduzierung von Lawineneffekten und Stoßionisation am Drain-Kanal-Übergang ausgerichteter Vorschlag wird in [Hon00] vorgestellt. Dort wird von sehr niedrigen erreichbaren Emissionseinsatzspannungen von um 20 V berichtet. Widersprüche bestehen allerdings in der Darstellung der Transistor-Transferkennlinie, die bei 10 V Drainpotential und 10 V Gatespannung etwa 20 μA Drainstrom ausweist, während die MOSFET-gesteuerte Emission in der Größenordnung von 200 μA liegen soll. Allerdings zeigt die Quelle, dass der vom Extraktor aufgefangene Emissionsstrom einen ähnlichen Kurvenverlauf hat wie der an der Anode aufgezeichnete Strom, wenn er auch betragsmäßig einige Größenordnungen darunter liegen mag. Das belegt, dass der Extraktorstrom bei Ausschließbarkeit von parasitären Strömen einen gewissen Rückschluss auf den emittierten Strom erlaubt.

Weitere Veröffentlichungen entstammen der Forschergruppe T. Matsuoka et al. [Mat99]. In ihnen wird die Problematik der Ionisation aufgegriffen und eine Unterscheidung zwischen zwei verschiedenen Typen von MOSFET-integrierten Emittern mit eigener Steuerelektrode definiert. Sofern das MOSFET-Gate alleine ausreicht, um einen Elektronenkanal zwischen Source und Drain zu erzeugen und sich die Extraktor-Elektrode über dem Drainfeld befindet, wird in diesem Zusammenhang vom extern verbundenen MOSFET gesprochen, da das Ersatzschaltbild dem der in Kap. 4.4.2 erläuterten Struktur entspricht. Das n -dotierte Draingebiet ist hierbei äquivalent zu einer Leitung zu betrachten. Der zweite Fall sieht einen Kanal vor, der ähnlich wie in der zweistufigen Gatestruktur bei [Kim99] einen zweigeteilten Kanal enthält. Dieser zweite Teil des Kanals wird beim sog. MOSFET-strukturierten Emitter

durch die Extraktionselektrode erzeugt. [Mat00] erläutert die Vorteile dahingehend, dass das im Vergleich zum MOSFET-Gate hohe Extraktorpotential eine ebenfalls hohe Feldstärke erzeugt, dazu fällt das Drain-Source-Potential über eine kürzere Strecke ab, was die Feldstärke am Drain-Kanal-Übergang erhöht. Damit würden durch Stoßionisation früher Ladungsträger erzeugt, die einer Strombegrenzung durch den Transistor entgegen wirken. Bleibt das Drainpotential dagegen unterhalb eines bestimmten, geometrieabhängigen, Levels, so unterscheiden sich die beiden Transistormodelle nicht. Zwar zeigen die Emissionscharakteristiken Unterschiede, hinsichtlich der Messumgebung sind allerdings Zweifel berechtigt. Der extern verbundene Emitter wurde nicht in Form eines monolithischen Bauelements, sondern in Form zweier durch Leitungen verbundener Einzelteile, entsprechend dem Aufbau in Kap. 4.4.2, dargestellt, während der MOSFET-strukturierte Emitter ein monolithisches Bauelement ist. Darüber hinaus wird als Emissionsstrom der in die Source des Transistors fließende Strom angegeben, nicht der tatsächlich emittierte. Dieser Strom ist laut den Darstellungen darüber hinaus in einem Bereich, der ein Drainpotential unterhalb des kritischen Wertes erzeugt. Vergleichende Angaben zum MOSFET-strukturierten Emitter fehlen.

Die zu vergleichenden Angaben sind in [Kan97b] zu finden. Hierin wird das Modell eines MOSFET-strukturierten Emitters angegeben. Die beiden Teil-Gates sind dabei zwei Mikrometer voneinander getrennt, womit die Durchgängigkeit des Inversionskanals aufgrund der hohen Gatepotentiale sichergestellt sein soll, was die Abbildung eines Ausgangskennlinienfeldes der Emission zu einer 30 Millimeter entfernten Anode bestätigt. Die Darstellung eines Transistorkennlinienfeldes fehlt dagegen, ebenso wie eine Erklärung, wo der emittierte Strom gemessen wird. Die oben erwähnten und als zugehörig zu erachtenden Veröffentlichungen von T. Matsukawa et al. lassen vermuten, dass auch hier der in die Source fließende Strom gemessen wurde, womit Leckströme nicht auszuschließen sind. Die Stabilisierung über die Zeit erscheint in der vorliegenden Darstellung gegeben.

Dieser Stabilisierung nimmt sich das Forscherteam in [Kan99b] an. Bei verschiedenen Umgebungsdrücken und Gasatmosphären wird das Rauschverhalten dargestellt, das bis zu einer Amplitude von nahe $1 \mu\text{A}$ reicht. Speziell oberhalb von $1 \cdot 10^{-7}$ torr ist ein deutlicher Rauschzuwachs zu erkennen, der auch durch eine MOSFET-strukturierte Anordnung nur eingeschränkt stabilisierbar ist. Allerdings geht auch hier wieder nicht hervor, an welcher Stelle der emittierte Strom gemessen wurde.

Emitter ohne Steuerelektrode

Parallel zu Veröffentlichungen zu MOSFET-integrierten Feldemittern mit eigener Elektrode wurden Konzepte vorgestellt, bei denen MOSFET-Gate und Extraktor identisch sind oder zumindest ein Teil des MOSFET-Kanals durch den Extraktor erzeugt wird (vgl. Abb. 4.8c und d). Auf der Vorteilseite kann dieses Konzept eine einfachere Herstellung für sich reklamieren, dafür sind

Autor(en)	Arbeiten
Yokoo et al. [Yok95]	Extern verbundene MOSFETs
Gray [Gra94]	Patentschrift für Funktionsprinzip MOSFET-integrierter Emitter
Hashiguchi et al. [Has96]	Emitter-Integration in TFT
Gamo et al. [Gam98, Gam99]	Amorphe Siliziumemitter in TFT-Technologie
Song et al. [Son98a, Son98b, Lee98a, Lee98b, Nam99, Kim99, Lee00, Shi01]	Polysiliziumemitter in TFT-Technologie, Degradationsverhalten, konventionelle MOSFETs, Kanaldotierung, Oxiddicke, Spindt-type-Emitter, Rauschverhalten
Hong et al. [Hon00]	niedrige Extraktionsspannungen, Vergleich von Emissionsstrom an Anode und Extraktor
Matsukawa et al. [Mat99, Mat00, Kan97b, Hir96b, Ito96, Hir96c]	Vergleich verschiedener Integrationsarten
Kang et al. [Kan99a]	Abhängigkeit der Emission vom Umgebungsdruck

Tabelle 4.1: Literaturübersicht der wichtigsten Veröffentlichungen zu MOSFET-gesteuerter Feldemission

die Steuereigenschaften eingeschränkt. Die Tatsache, dass der Extraktor mit deutlich höheren Potentialen betrieben werden muss als in CMOS-Logik zur Steuerung eines Transistors notwendig sind, fordert ein deutlich dickeres Gateoxid. In der Praxis entspricht es der Isolation zwischen Emitter und Extraktor.

Drei ähnliche Veröffentlichungen aus dem Jahr 1996 der Autoren J. Itoh, T. Hirano und S. Kanemaru befassen sich mit den Eigenschaften der Bauelementstruktur [Hir96b, Ito96, Hir96c]. Das Konzept basiert auf in RIE trockengeätzten Siliziumspitzen, bei denen nach einem Nachoxidierschritt neben den Emittern durch eine weitere Öffnung im Oxid während der Implantation ein Sourcegebiet geschaffen wird. Während das Konzept an sich nachvollziehbar ist, beinhalten die angegebenen Werte eine Reihe von Auffälligkeiten, die Fragen aufwerfen. So ist unklar, warum das Konzept zu einer Stabilisierung des emittierten Stroms auf $0.8 \mu\text{A}$ führen kann, wo der Drainsättigungsstrom des Transistors gemäß Darstellung bei den gewählten Betriebsparametern $0.7 \mu\text{A}$ beträgt. Weiter unklar ist, wieso in der stabilisierten Kennlinie die Einbrüche des emittierten Stroms unter das stabilisierte Niveau fehlen, obwohl

das Stromniveau eines frei laufenden Feldemitters oftmals unter diesen Wert fällt bzw. sich über lange Zeitbereiche unterhalb dieses Niveaus befindet, allerdings bei verschiedenen Extraktor/Gate-Potentialen. Darüber hinaus ist auch hier der durch den Sourcekontakt fließende Strom als Emissionsstrom angegeben, der Gatestrom wird mit weniger als 2 nA angegeben.

In [Kim96] wird ein ähnlicher Prozess vorgeschlagen und das kontrollierende Prinzip der MOSFET-Steuerung angedeutet. Dagegen fehlen Vergleichsmessungen und detaillierte Angaben zu Verschaltung und Ort der Strommessung.

Allen genannten Veröffentlichungen gemein ist, dass keine Angaben darüber gemacht werden, wie sich die Emission im Rückwärtsbetrieb, also bei negativem Extraktorpotential gegenüber dem Emitter verhält, was Leckagen ausschließen könnte. Dafür wird in einzelnen Fällen der Strom zur Anode angegeben, die galvanisch vom emittierenden Bauelement getrennt ist und damit zumindest Oberflächenströme ausschließt. In vielen Fällen kommt allerdings nur der durch Source fließende Strom zur Darstellung, ohne Angabe darüber, wie viel davon wirklich in Form von Emission austritt. Darüber hinaus gibt es einzelne Ansatzpunkte, in denen einheitliche Aussagen zur Fähigkeit des Konzepts fehlen. Bislang nicht gezeigt wurde das Verhalten von MOSFET-gesteuerten Feldemittern im Verhalten über die Zeit bei wechselnden Gatepotentialen zur Einstellung des Strahlstroms.

Kapitel 5

Steuerwirkung von MOSFETs für Feldemissionsanwendungen

In den folgenden Ausführungen soll die MOSFET-Steuerwirkung, die in Kap. 4.4 vorgestellt wurde, experimentell untersucht werden. Dazu kommen als einfache Demonstratoren für Feldemissionsbauelemente MOS-Kapazitäten zum Einsatz, die direkt auf das Drainfeld des Transistors platziert werden. Sie zeichnet eine einfache Herstellung aus, so dass grundlegende Untersuchungen damit in einfacher Form ermöglicht werden, bevor in Kap. 7 die komplexere Integration von Feldemissionsspitzen behandelt wird. Nach einer kurzen Vorstellung der Eigenschaften der MOS-Kapazität wird auf den Versuchsaufbau eingegangen und anhand von Bauelementsimulationen das Konzept überprüft. Abschließend werden die technologische Umsetzung und elektrische Messresultate gezeigt.

5.1 Test-Device MOS-Kapazität

Die MOS-Kapazität stellt ein grundlegendes Bauelement der Halbleitertechnologie dar, das in einfach herzustellender Form den in Kap. 2 zugrunde gelegten Metall-Isolator-Metall Übergang repräsentiert. Sie besteht im gebräuchlichsten Fall aus einem Siliziumsubstrat, einer thermisch gewachsenen Siliziumdioxidschicht mit der Dicke d_{Ox} und einer Metallisierung. Während in der idealen MOS-Kapazität durch den Isolator kein Strom fließen kann, unterliegt die reale MOS-Kapazität den Gesetzmäßigkeiten für Tunnelströme. So treten in MOS-Kapazitäten abhängig von der angelegten elektrischen Feldstärke im Isolator zwei unabhängige Tunnelphänomene auf. Bei niedrigen Feldstärken und dünnen Oxiden (weniger als etwa 5 nm Oxiddicke) dominiert direktes Tunneln durch die Barriere, parallel dazu tritt in Oxiden Fowler-Nordheim-Tunneln (vgl. Kap. 2.1) auf, das ab Feldstärken von etwa $6 \cdot 10^8 \frac{V}{m}$ dominierenden Charakter annimmt bzw. bei dickeren Oxiden messbaren Stromfluss oberhalb des Rauschbodens erzeugt [Hut02].

Somit können MOS-Kapazitäten, die im Spannungsbereich des Fowler-

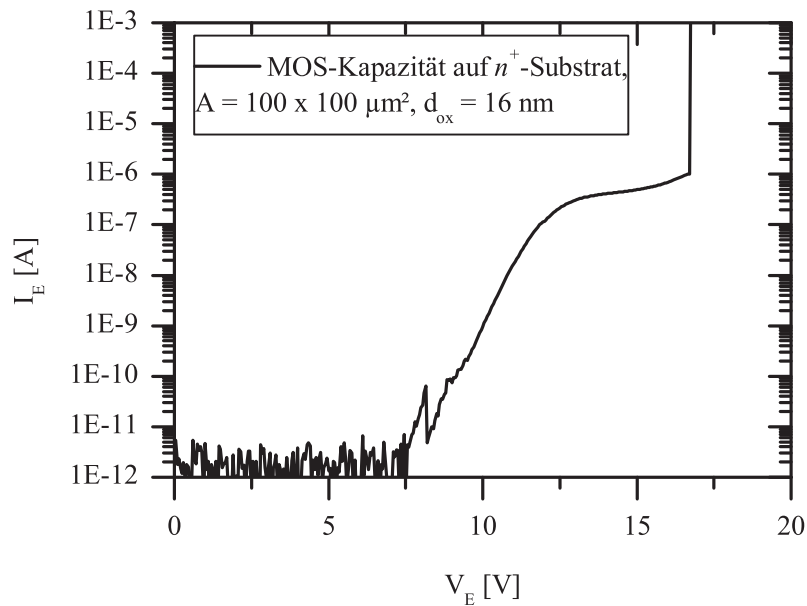


Abbildung 5.1: Strom-Spannungsverlauf einer MOS-Kapazität auf n^+ -Substrat

Nordheim-Tunnels betrieben werden, in ihrem Verhalten Feldemitter auf dem Drainfeld substituieren. Die Darstellung der IV-Kennlinie einer MOS-Kapazität, die auf einem der Draindotierung entsprechenden n^+ -Substrat gefertigt wurde, in Abb. 5.1 zeigt den Fowler-Nordheim-Tunnelbereich oberhalb von 10 V Extraktionsspannung.

Allerdings gibt es dabei ein Phänomen zu beachten, das bei der Messung des Tunnelstroms im Zeitverlauf auftritt und in Abb. 5.2a dargestellt ist. Es zeigt sich, dass der Stromfluss beim Anlegen einer konstanten Spannung im Zeitverlauf zurückgeht, bevor er sich auf einem konstanten Niveau einpendelt, ehe nach einiger Zeit der harte Durchbruch erfolgt. Der Effekt ist reproduzierbar, beim erneuten Anlegen der Spannung nach einer Pause ist er in abgeschwächter Form wieder zu beobachten (vgl. Abb. 5.2b). Dieses Verhalten betrifft nicht nur die für diese Arbeit gefertigten Kapazitäten auf n -Substraten, sondern auch konventionell für vorhergehende Arbeiten gefertigte Kapazitäten auf p -Substraten, z.B. aus [Osw04], wo der Effekt ebenfalls in Strom-Zeit-Kennlinien von MOS-Kapazitäten zu erkennen ist.

Die dargestellten Kennlinien stammen von MOS-Kapazitäten, die auf einem mit Phosphorsilikatglas n^+ dotierten Wafer mit p -Grunddotierung ($\rho \sim 1 \Omega\text{cm}$) gewachsen wurden. Dies entspricht dem Vorgang einer Draindotierung in der MOSFET-Fertigung. Das Oxid entstand bei einem Rapid-Thermal-Process (RTP) gem. [Ste08] innerhalb von 10 Minuten bei 900 °C in reiner Sauerstoffatmosphäre. Daraus resultiert eine Oxiddicke auf der n^+ -Oberfläche von ca. 16 Nanometern. Als Metallisierung kamen Aluminium sowie ein Titan/Platin-Schichtstapel zum Einsatz, was in der qualitativen Beob-

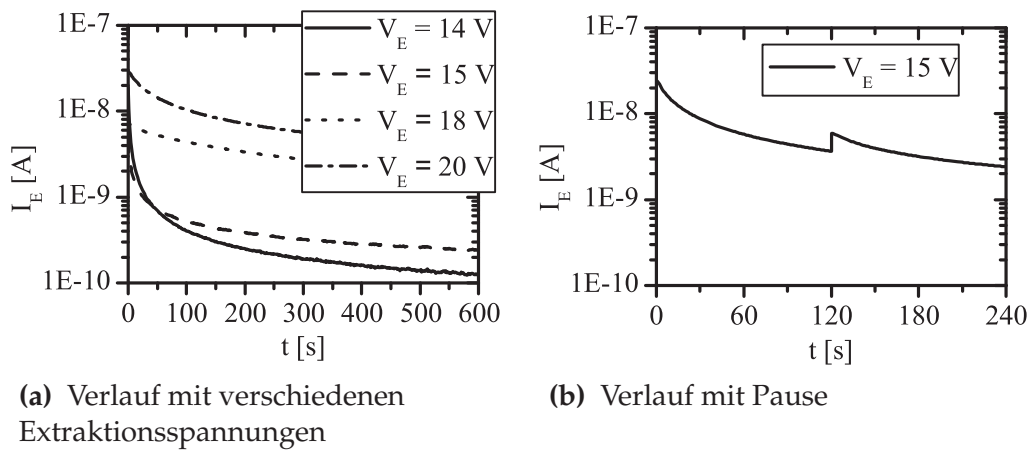


Abbildung 5.2: Strom-Zeitverlauf einer zu Abb. 5.1 identischen MOS-Kapazität

achtung keine Unterschiede für das Verhalten der MOS-Kapazitäten ergab.

Allgemein kann festgehalten werden, dass alle im Rahmen dieser Arbeit untersuchten MOS-Kapazitäten abfallende Stromdichten im Zeitverlauf zeigten und somit ein Artefakt in einzelnen Messungen ausgeschlossen werden kann. Als potentielle Ursache für ein Nachlassen des Tunnelstroms über die Zeit kommen die im Oxid existierenden positiven Oxidladungen infrage. Sie sorgen im Grundzustand für eine Absenkung der Barrierendicke [Sze07], da sie einem zusätzlichen positiven Potential entsprechen. Ein Teil dieser positiven Ladungen scheint beim Durchtunneln der Elektronen abgesättigt zu werden, was die elektrische Feldstärke über der Barriere und damit auch den Tunnelstrom reduziert [Kan99a].

Das angesprochene Zeitphänomen beeinflusst die Eignung von MOS-Kapazitäten als Test-Devices für die gewünschten Anwendungen nicht, wird allerdings Auswirkungen auf den exakten Verlauf der Kennlinien haben, wie in Kap. 5.5 näher ausgeführt wird. Im Gegenteil sollte der Effekt durch die beschriebene Begrenzung des Emissionsstroms durch einen vorgeschalteten MOSFET sogar verschwinden.

5.2 Funktionsweise und Aufbau

Wie im Vorkapitel erläutert, erfüllen MOS-Kapazitäten die Anforderungen, um damit die MOSFET-Steuerung von FN-Tunnelströmen zu verifizieren. Der Versuchsaufbau entspricht einer Serienschaltung aus Transistor und MOS-Kapazität, die in der Praxis durch eine Erweiterung des MOSFET-Prozesses umgesetzt werden kann.

Da während der Gateoxidation auch auf dem Draingebiet ein Oxid aufwächst, das wegen der n^+ -Dotierung etwa doppelt so dick ist wie das Gate-Oxid, bedarf es zur Erstellung der MOS-Kapazitäten lediglich einer Metallisie-

rung.

Diese Erweiterung lässt sich im am Fachgebiet üblichen Fünfmaskenprozess, der in [Osw04] dokumentiert ist, durch eine Modifikation im Maskenschritt zur Definition des Metall-Gates einbringen. Durch Ergänzung eines weiteren Kontaktpads auf dem mit Oxid bewachsenen Teil des Draingebiets ist die Bedingung der Serienschaltung der MOS-Kapazität zum MOSFET erfüllt. Eine detaillierte Aufstellung der Prozessschritte ist in Kap. 5.4 zu finden.

5.3 Simulationen

Zur späteren Verifikation der praktischen Messungen wurde ein Simulationsmodell entworfen, das in Synopsys Sentaurus Device¹ implementiert wurde. Die zugrundeliegende Struktur wurde rotationssymmetrisch um den Mittelpunkt des Drainfeldes angelegt. Die dort platzierte MOS-Kapazität hat damit die Form einer Scheibe mit einem Durchmesser von 20 Mikrometer. Der *n*-MOSFET wurde mit einer Kanallänge von 10 Mikrometern vorgesehen, die aktive Fläche zwischen den beiden konzentrischen Ringen, die den Übergang zwischen Kanal und Source bzw. Drain bilden, beträgt $1000 \mu\text{m}^2$, äquivalent zur Anordnung in Kap. 7.3.

Als Gateoxid kam eine Dicke von 20 nm zum Einsatz. Für die MOS-Kapazität auf dem Drainfeld sind für eine bessere Konvergenz des Simulators 5 nm vorgegeben. Die Metallisierung bestand aus Aluminium, Source und Drain waren mit 10^{19}cm^{-3} Phosphoratomen dotiert, die Bulk-Dotierung bestand aus 10^{16}cm^{-3} Boratomen, auf eine separate Kanaldotierung wurde verzichtet.

Unter Nutzung des FN-Modells am Übergang Silizium/Oxid sollte eine Transferkennlinie Aufschluss über das Steuerverhalten des MOSFET geben sowie ein Ausgangskennlinienfeld den Vergleich zwischen dem Verhalten der MOS-Kapazität mit und ohne MOSFET-Beschaltung ermöglichen.

Wie aus den Abbildungen 5.3a und 5.3b ersichtlich ist, belegen die Simulationen das erwartete Verhalten des Bauelements. Bei angelegtem konstantem Potential an der Metallisierung der MOS-Kapazität ergibt sich ein Steuerbereich von 4 Dekaden im Simulationsmodell. Das Stromniveau im Offbereich wird durch den Leckstrom des Transistors definiert. Dagegen hängt der On-Bereich ausschließlich von der MOS-Kapazität ab. Der Transistor könnte nach Erreichen der Inversion mehr Strom treiben als dem Tunnelstrom durch die MOS-Kapazität bei angelegter Extraktionsspannung entspricht.

Diese Tatsache spiegelt sich auch in den Ausgangskennlinien wider. Exemplarisch sind in Abb. 5.3b die Ausgangskennlinien für zwei Gatespannungen dargestellt. Im ersten Fall ist das Gate-Potential mit 0.3 V auf ein Niveau im Unterschwellenbereich eingestellt. Bei steigender Extraktionsspannung wird ab dem zugehörigen Stromwert eine Sättigung erreicht. Auch bei weiterem

¹Sentaurus Device ist der Nachfolger von ISE DESSIS.

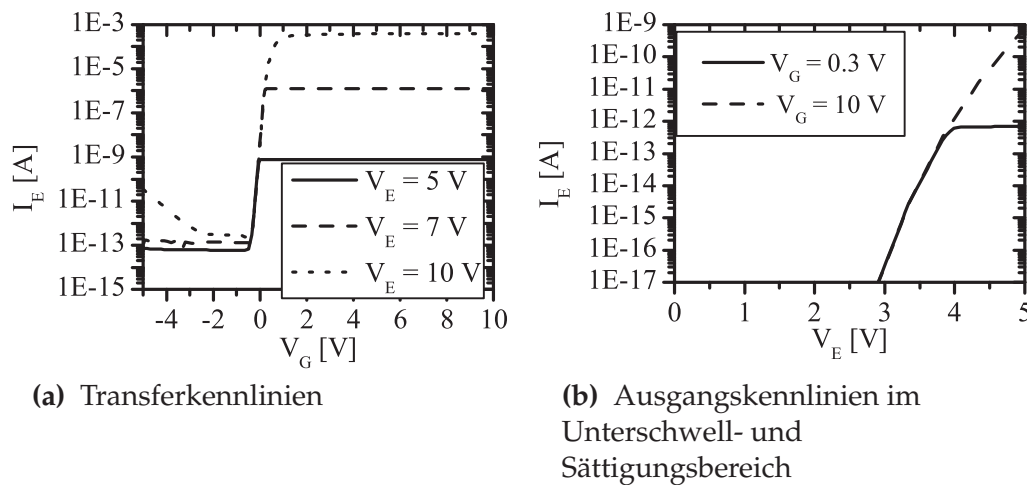


Abbildung 5.3: Simulierte $I(V)$ -Charakteristik einer MOS-Kapazität auf dem Drainfeld eines MOSFETs

Ansteigen der Extraktionsspannung folgt die Kennlinie nicht mehr der FN-Gesetzmäßigkeit, sondern bleibt konstant. Befindet sich der MOSFET dagegen im Betriebsbereich der Drainsättigung, so entfällt die Begrenzung und der Tunnelstrom durch die MOS-Kapazität verhält sich wie man es ohne Vorschaltung des Transistors erwarten würde.

Durch die Idealisierung der Bauelemente im Simulator kam es nicht zur Untersuchung, inwiefern die MOSFET-Steuerung dämpfend auf Änderungen des Tunnelstroms einwirken kann. In Nämlichen sind das das in Kap. 5.1 diskutierte Verhalten der verwendeten realen MOS-Kapazitäten und das allgemeine Rauschverhalten, wie es für den eigentlichen Einsatzbereich bei Feldemittern zu erwarten ist (vgl. Kap. 2.3.2). Dieser Sachverhalt soll anhand realer Bauelemente untersucht werden.

5.4 Technologische Umsetzung

Für die Fertigung von MOSFET-integrierten MOS-Kapazitäten zur Untersuchung der Steuerwirkung eines Transistors auf Feldemissionsströme wurde das Simulationsmodell mit soweit möglich äquivalenten Abmessungen in Silizium umgesetzt. Die Fertigung erfolgte auf $3 \times 3 \text{ cm}^2$ großen Waferteilen, die vor Beginn des Prozesses aus handelsüblichen 150 mm-Wafern mit Bor-Dotierung gesägt wurden. Sie haben eine Dicke von 550 Mikrometern, der spezifische Widerstand beträgt etwa $1 \Omega\text{cm}$.

Nach einem Grobreinigungsschritt zur Entfernung von Staub durch Spülung in DI-Wasser werden die Siliziumsubstrate einem RCA-Reinigungsprozess mit Ultraschallunterstützung bei $70 \text{ }^\circ\text{C}$ unterzogen [Ker93]. Zwischen dem basischen Reinigungsschritt RCA-1 und dem Bad

in der sauren Lösung RCA-2 wird das chemische Oxid durch einen HF-Dip (1%ige HF-Lösung) entfernt.

Es folgt das Aufwachsen eines thermischen Siliziumdioxids als Bauelementisolation und Diffusionssperre. Unter mit Sauerstoff gesättigter Wasserdampf-atmosphäre wachsen bei einer Prozesstemperatur von 1000 °C in 90 Minuten etwa 500 Nanometer auf. In einem ersten Maskenschritt werden die Gebiete von Source und Drain definiert und damit auch die Länge und Weite des späteren MOSFET-Kanals zu 10 Mikrometern respektive 100 Mikrometern festgelegt. Die Ätzung der Fenster in das thermische Oxid erfolgt mittels gepufferter Flußsäure (BHF) mit Ultraschall-Unterstützung.

Die Source- und Draindotierung wird durch ein Phosphorsilikatglas mit 4% Phosphoranteil (Fabrikat P507, Hersteller Filmtronics [Fil]) eingestellt. Nach der Hydrophilisierung der Oberfläche im RCA-3 Reinigungsschritt wird das Phosphorsilikatglas aufgeschleudert. Die eigentliche Diffusion erfolgt innerhalb von 15 Minuten bei einer Temperatur von 950 °C im Röhrenofen. Als Abschluss der Dotierung folgt eine BHF-Ätzung zur Entfernung des Phosphorsilikatglas.

Vor dem Aufbau des Gatestacks dient der zweite Maskenschritt zur Ätzung des dort befindlichen Feldoxids mittels BHF zur Freilegung des Kanalgebiets. Ebenso wird in diesem Maskenschritt die Kontaktfläche für den Bulk-Anschluss definiert. Nach nochmaliger Reinigung des Substrats in RCA-1 / HF-Dip / RCA-2 / HF-Dip erfolgt eine Oxidation unter Sauerstoffatmosphäre zur Bildung des Gateoxids. Die Parameter von 900 °C bei 10 Minuten Oxidationszeit unter RTP-Bedingungen entsprechen denen in Kap. 5.1, um vergleichbare Resultate zu erzeugen. Die Gateoxidschicht wird sofort nach der Oxidation mit 150 nm Aluminium bedampft, woraus mithilfe des dritten Maskenschrittes und einer wässrigen Phosphorsäure- / Salpetersäurelösung die Gatestege strukturiert werden. Neben der Gatemetallisierung wird mit diesem Maskenschritt auch die Größe der MOS-Kapazitäten auf den Drainfeldern festgelegt.

Als Intermetalldielektrikum kommt ein weiteres Spin-On-Glas (SOG, Fabrikat 21F, Hersteller Filmtronics [Fil]) zum Einsatz. Es wird ebenso aufgeschleudert und ist bei den gewählten Aufschleuderparametern (3000 rpm, 10 Sekunden) etwa 200 nm dick. Es isoliert die beiden Metallebenen des MOSFETs, nämlich die Gatemetallisierung sowie die Kontaktpads für Gate (G), Extraktor (E), Source (S), Drain (D), Gate (G) und Bulk (B). Ihre Anordnung zeigt Abb. 5.4.

Um für letztere eine Durchkontaktierung an den gewünschten Stellen zu schaffen, werden im vierten Maskenschritt die Kontaktlöcher definiert. Als Ätzlösung ist eine 5% konzentrierte Flußsäure für das SOG anzuwenden. Dabei ist der Ätzschritt zeitkritisch, da an den Source-, Drain- und Bulk-Anschlüssen neben dem SOG auch das während der Gateoxidation gewachsene thermische Oxid geätzt werden muss, die Flußsäure aber während dieser Zeit bereits das nach dem Durchätzen des SOG freigelegte Aluminium für

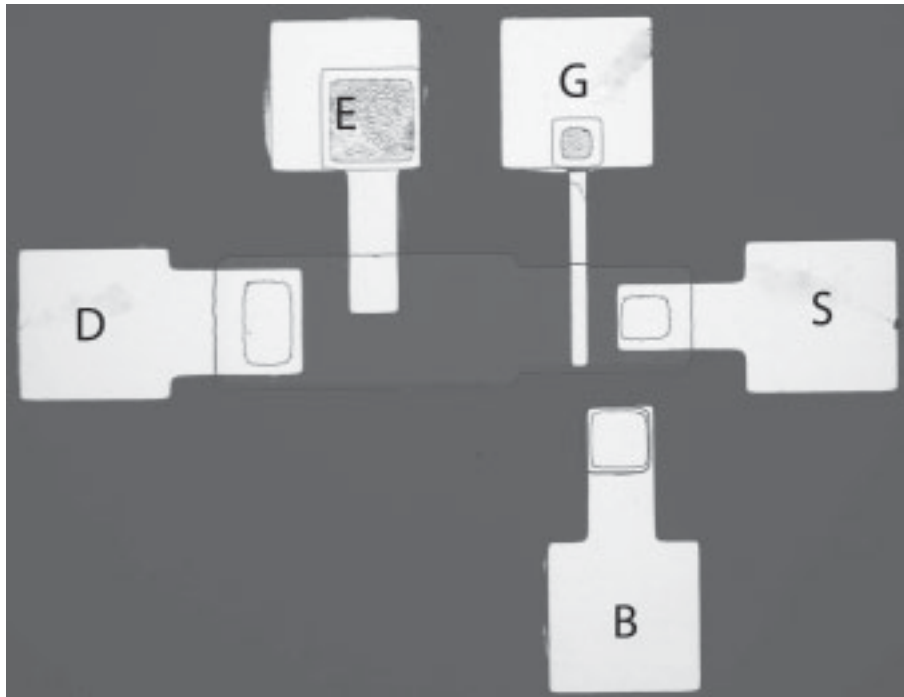


Abbildung 5.4: Teststruktur für MOSFET-gesteuerte Feldemission

Gate und Extraktor angreift. Eine gewissenhafte Sichtkontrolle ist daher notwendig.

Sofort nach der Ätzung wird in einem neuerlichen Aufdampfprozess Aluminium mit 150 nm Dicke aufgebracht. Der fünfte und letzte Lithographieschritt mit folgender Aluminiumätzte äquivalent zum dritten Schritt definiert die Kontaktpads, mit denen das Bauelement zur späteren Vermessung mit der Peripherie verbunden werden kann. Anstatt Aluminium sind auch andere Metallisierungen wie beispielsweise Platin mit einer haftvermittelnden Titanschicht, äquivalent zu Kap. 5.1, möglich.

Der vorgestellte Technologieablauf repräsentiert eine Vereinfachung des in Kap. 7.2 ausgeführten und in Abb. 7.1 dargestellten Prozesses für MOSFET-integrierte Feldemissionsspitzen. Im dafür notwendigen Maskendesign wurden daher auch MOSFET-integrierte MOS-Kapazitäten berücksichtigt und stehen damit auf jedem für diese Untersuchungen hergestellten Wafer ebenfalls zur Verfügung.

5.5 Elektrische Charakterisierung

Aufgrund des im Vergleich zur Simulation dickeren Oxids bei den realen Bauelementen waren höhere Extraktionsspannungen im Bereich zwischen 15 V und 20 V an den MOS-Kapazitäten notwendig. Dieser Wertebereich deckt sich mit den in Kap. 5.1 dargestellten MOS-Caps ohne MOSFET.

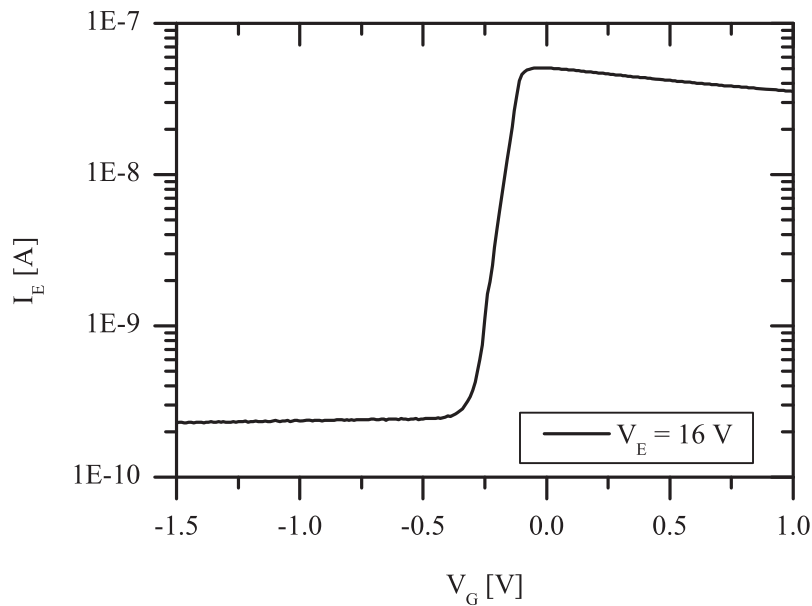


Abbildung 5.5: Transferkennlinie einer $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ großen MOS-Kapazität auf dem Drainfeld eines MOSFET

Beispielhaft für das Transferverhalten der MOSFET-integrierten MOS-Kapazitäten ist in Abb. 5.5 eine Transferkennlinie für ein Extraktionspotential von 16 V gegenüber dem Sourcepotential des MOSFET angegeben. Das Stromniveau im Onbereich von 20 - 30 nA entspricht dem zu erwartenden Tunnelstrom, der MOSFET selbst wäre in der Lage deutlich höhere Ströme zu treiben. Zusätzlich ist der für die MOS-Kapazitäten charakteristische Abfall des Stroms im Sättigungsbereich des MOSFETs zu erkennen.

Im Unterschwellenbereich folgt der Stromverlauf der Transfercharakteristik des Transistors, der Off-Strom von 20 pA entspricht einem durchschnittlichen Wert für Transistoren mit 100 μm Kanalweite in der verwendeten Technologie. Bemerkenswert ist, dass durch die MOSFET-Regelung der über die Zeit nachlassende Strom durch die MOS-Kapazität unterdrückt wird und bis auf wenige Femtoampere konstant bleibt.

Dies zeigt sich auch bei Betrachtung des Zeitverhaltens beim Durchlauf der Transferkennlinie wie in Abb. 5.6 dargestellt. Aus der Kennlinie in Abb. 5.5 wurden charakteristische Spannungswerte herausgegriffen und für jeweils sechs Minuten das jeweilige Gatepotential konstant gehalten.

Die Darstellung zeigt, dass im Regelbereich des Transistors nur Schwankungen im Bereich weniger Femtoampere zu erkennen sind. Der durch die MOS-Kapazität tunnelnde Strom folgt dabei der vom Kanal des Transistors bereit gestellten Ladungsträgermenge. Sobald der Transistor (im Beispiel beim Übergang von $V_G = -0.25 \text{ V}$ zu -0.2 V) mehr Strom liefern kann, beginnt das charakteristische Verhalten der MOS-Kapazität sichtbar zu werden. Bei

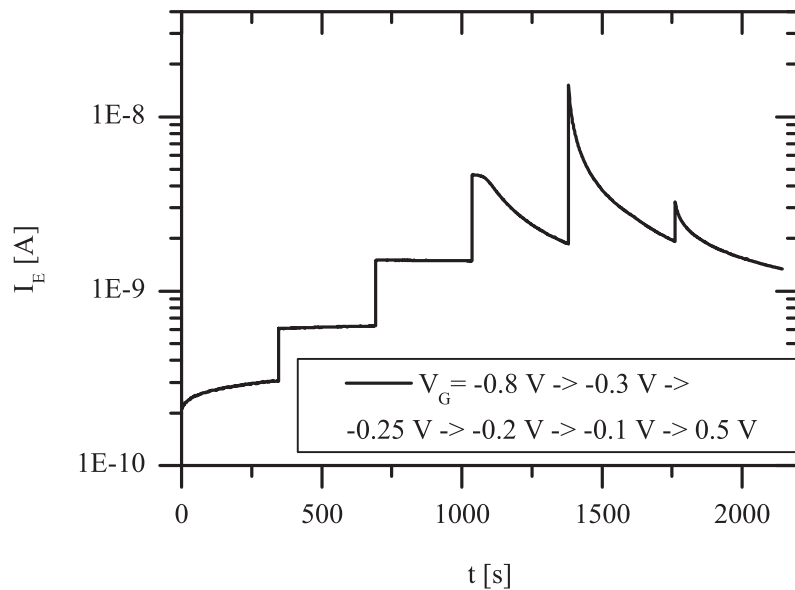
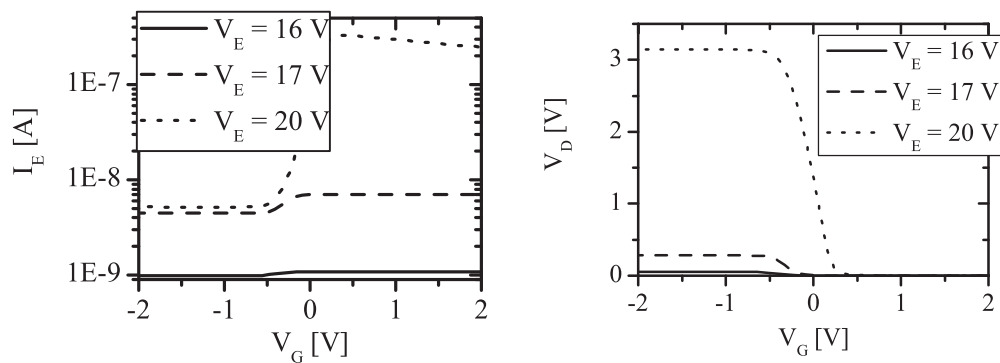


Abbildung 5.6: Zeitverlauf der Transferkennlinie der MOS-Kapazität auf dem Drainfeld eines MOSFET aus Abb. 5.5



(a) Abhängigkeit des Unterschwellbereichs der Transferkennlinien vom Extraktorpotential

(b) Sich einstellendes Drainpotential des MOSFETs in Abhängigkeit vom Gatepotential

Abbildung 5.7: Einfluss der Extraktionsspannung auf die Transferkennlinie

vollständig geöffnetem Kanal entspricht das Verhalten dem des in Abb. 5.1 dargestellten Vorversuchs.

Allerdings kann die Extraktionsspannung einen deutlichen Einfluss auf die Regelbarkeit des Tunnelstroms haben. Abb. 5.7 zeigt den Emissionsstrom sowie das zugehörige Drainpotential bei Messung einer MOSFET-integrierten MOS-Kapazität. Bei der Emission durch die Barriere und noch nicht ausrei-

chender Nachlieferung durch den Kanal baut sich am Drain ein positives Potential auf, wie die in Abb. 5.7b dargestellten Messungen bei verschiedenen Extraktorspannungen zeigen. Durch das erhöhte Potential an Drain kann es zu Leckstromphänomenen im MOSFET kommen, beispielsweise in Form von Strömen durch die in Sperrrichtung gepolte Bulk-Drain-*pn*-Diode. Diese führen zu erhöhten Emissionsströmen im Unterschwellenbereich des MOSFETs, wie die Darstellung in Abb. 5.7a zeigt. Mit zunehmender Extraktionsspannung nimmt der Tunnelstrom durch die MOS-Kapazität ebenso wie das Drainpotential zu. In der Praxis ist daher ein besonderes Augenmerk auf eventuelle Leckstrompfade des MOSFETs notwendig.

Mit den vorgestellten Simulationen und Umsetzungen in reale Bauelemente konnte die MOSFET-Steuerwirkung für Feldemissionsströme zweifelsfrei nachgewiesen werden. Damit ist eine wichtige Grundlage erfüllt, um die Integration von MOSFET und Emitter in den weiteren Kapiteln bewerten zu können.

Kapitel 6

Untersuchungen an Feldemissionsspitzen

In Kap. 3 wurden verschiedene Ausprägungen von Feldemissionsspitzen dargestellt, die den Stand der Technik repräsentieren. Im Verlauf dieses Kapitels werden für die MOSFET-Integration gem. Kap. 4.4.3 infrage kommende Prozesstechnologien für Feldemissionsspitzen vorgestellt sowie hinsichtlich ihrer Eigenschaften und Vor- und Nachteilen untersucht. Die Schwerpunkte liegen dabei auf Si-Ätztechniken und Abscheidung von einzelnen Emittlern. Eine Übersicht über die dafür verwendeten Prozesstechnologien geben die Kap. 6.3 und 6.4. Neben der Herstellung der Emittler werden Extraktionsstrukturen in Kap. 6.5 vorgestellt. Grundlage der Überlegungen bieten die in Kap. 6.2 vorgestellten Simulationsergebnisse, die sich auch mit dem Einfluss des Spitzenradius beschäftigen. Diesem fundamentalen Parameter ist mit Kap. 6.6 ein eigener Abschnitt gewidmet. Dabei liegt der Fokus in der Entwicklung von Herstellungsprozessen für Feldemitter, die sich für eine spätere MOSFET-Integration eignen.

6.1 Funktionsweise und Aufbau

Zur Untersuchung der Charakteristiken von MOSFET-integrierbaren Feldemissionsspitzen kamen Teststrukturen auf Silizium-Wafern zum Einsatz. Da sowohl in Ätztechnik als auch durch Abscheidung erzeugte Feldemitter betrachtet werden sollten, war ein flexibles Maskendesign vonnöten. Diodenstrukturen gem. Kap. 3.1, die aus einer Spitze und lediglich einer Metallisierung zur Erzeugung des elektrischen Feldes bestehen, werden dabei durch auf den Die integrierte freitragende Anoden, die gleichzeitig die Extraktoren darstellen, repräsentiert. Auf sie wird in Kap. 6.5.1 näher eingegangen. Hierbei handelt es sich ausschließlich um in Silizium-geätzte Emittler mit nachfolgend aufgebrachtem Extraktormaterial, bei dem der Abstand durch Opferschichttechnologie frei definierbar ist.

Eine Abwandlung davon stellt eine Variante dar, in denen die freitragen-

den Extraktoren eine Austrittsöffnung für emittierte und beschleunigte Elektronen besitzen. Damit ist die Nutzung einer separaten Anode möglich. Einzig auf Ringextraktoren ausgelegt sind im Folgenden „Emitter mit selbstjustierenden Extraktoren“ genannte Feldemissionsspitzen, bei denen die Erstellung der Extraktionsstrukturen im Fertigungsprozess der Emitter integriert ist und höhere Stabilität versprechen, dagegen allerdings nur eingeschränkt eine Kontrolle des Spitze-Extraktor-Abstands ermöglichen.

Für abgeschiedene Emitter, die im Falle dieser Arbeit aus metallischen Oberflächen emittieren sollen, kommen ausschließlich Ringextraktoren zum Einsatz. Dabei werden die umliegenden Strukturen vor der Herstellung der Emitter gefertigt.

Um eine breite Variation von unterschiedlichen Konstellationen untersuchen zu können, sind in den Lithographiemasken Arrays mit Dimensionen von einer einzelnen Spitze bis zu 5×5 Emitter vorgesehen, die je nach implementierter Extraktorstruktur gemeinsame oder jeweils individuelle Extraktoren besitzen können. Die für die geätzten Spitzen relevanten Basisbreiten (und damit Abstand zueinander sowie Höhe) sind mit einem, zwei und drei Mikrometern vorgesehen. Eine Übersicht über die auf dem Maskensatz vorhandenen Strukturen ist im Anhang A zu finden.

6.2 Simulationen

Wie schon in Kap. 2.3.1 erläutert, ist die Geometrie des Emitters bzw. der Anordnung von nicht zu vernachlässigender Bedeutung. Simulationen helfen hier beim Verständnis der Sachverhalte und beim Vergleich zu realen Messungen. Alle nachfolgend dargestellten Daten entstammen Synopsys Sentaurus Device.

Um eine realitätsnahe Abbildung des Emitters zu erhalten und statt des üblicherweise implementierten zweidimensionalen Modells eine dreidimensionale Berechnung zu erhalten, kommt ein rotationssymmetrisches Modell eines einzelnen Emitters zum Einsatz. Daraus resultiert eine kegelförmige Struktur des in der Grafik dreiecksförmigen Siliziumemitters mit einem klar definierbaren Krümmungsradius an der Spitze. Die Dotierung wurde auf homogen $1 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ Phosphor-Donatoren festgelegt.

Dabei wurden Anordnungen mit Ringextraktor und Anode auf den Emitter sowie den zugehörigen Ringextraktor reduziert, da im Simulationsmodell der Stromfluss zwischen diesen beiden Elektroden zustande kam. Eine Anode in größerer Entfernung änderte nichts am Verhalten des Emitters, sondern erhöhte lediglich den Simulationsaufwand.

Das Basismodell, dargestellt in Abb. 6.1, besteht aus einer Diodenstruktur, deren Extraktor sich in einem Mikrometer Abstand oberhalb zur Emissionsspitze befindet, was realistisch zu fertigen Abmessungen entspricht. Die Höhe der Spitze beträgt 1 Mikrometer aufragend über dem Masseknoten bei einer Flankensteilheit von 60° , was näherungsweise einer realen Ätzflanke in

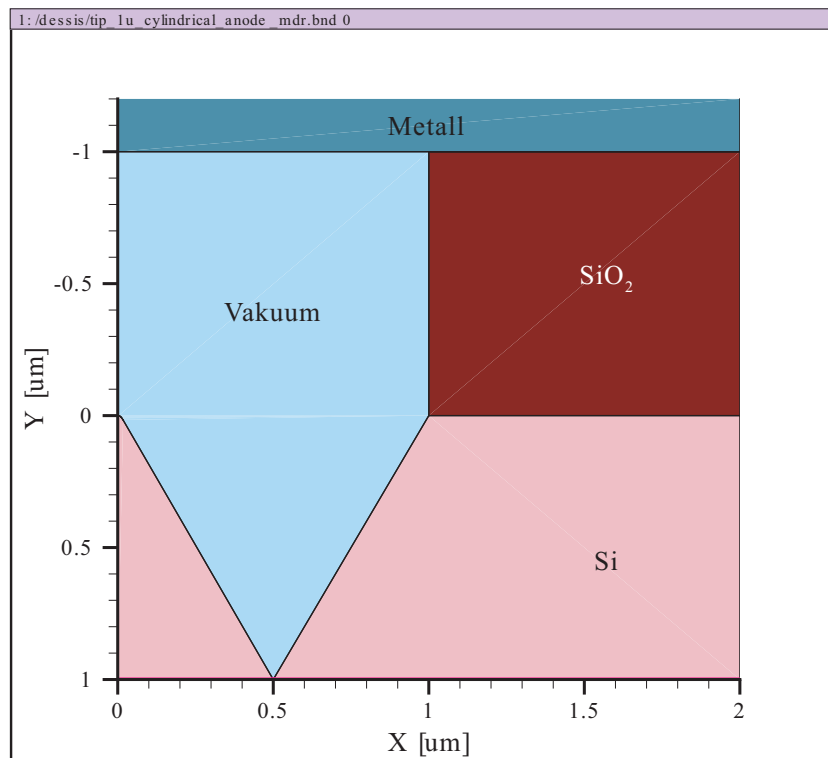


Abbildung 6.1: Zur Ordinatenachse rotationssymmetrisches Basismodell der Simulation für einen Siliziumemitter mit $r = 20 \text{ nm}$, $h = 1 \text{ µm}$ und Extraktorabstand 1 µm

Silizium entspricht. Als Krümmungsradius werden 20 Nanometer definiert, was einer, in den späteren Kapiteln für reale Bauelemente ermittelten, Plateaugröße von 40 Nanometern entspricht. Der Simulations Quelltext, auf dem alle weiteren Simulationen aufbauen, ist in Anhang B widergegeben.

Wie zu erwarten war, zeigt die derart konstruierte Feldemissionsanordnung FN-Verhalten (Abb. 6.2a). Allerdings erreicht das Stromniveau erst ab einer Potentialdifferenz von 100 V , was einer makroskopischen elektrischen Feldstärke von $1 \cdot 10^8 \frac{\text{V}}{\text{m}}$ entspricht, mit einigen zehn Femtoampere ein praxisrelevantes Niveau und steigt bis zu makroskopischen Feldstärken von $2 \cdot 10^8 \frac{\text{V}}{\text{m}}$ auf etwas über 100 Nanoampere. In der FN-Darstellung (Abb. 6.2b) der Emissionscharakteristik ist der Theorie folgend eine exakte Gerade zu sehen.

Eine Reduzierung des Krümmungsradius auf 10 Nanometer bei ansonsten unverändertem Modell äußert sich in deutlichen Veränderungen in der Emissionscharakteristik mit der Folge, dass bereits sehr viel niedrigere Potentialdifferenzen zu signifikant höheren Strömen führen, wie Abb. 6.5 zu entnehmen ist. Dies bestätigt die Spitzengeometrie als wichtigsten Faktor für die Feldemission. Im Umkehrschluss bestätigen diese Ergebnisse, dass in der Praxis

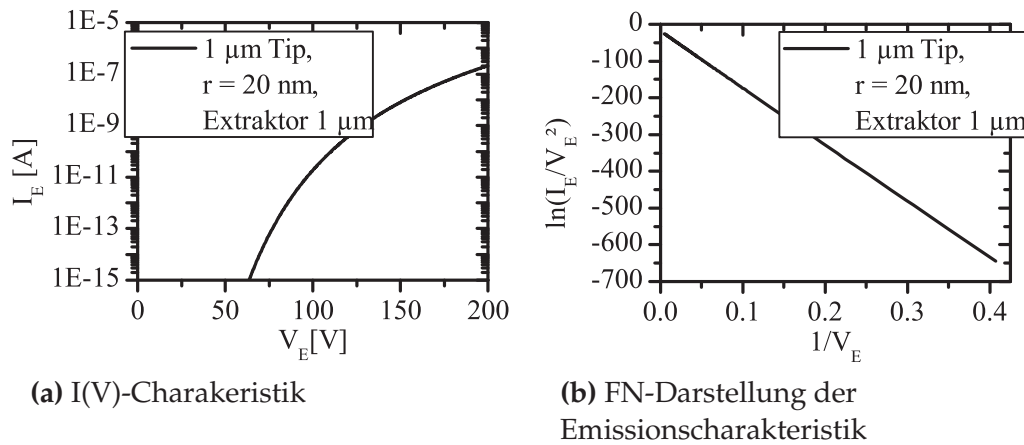


Abbildung 6.2: Emissionscharakteristik des in Abb. 6.1 dargestellten Basis-Simulationsmodells für Feldemission

Technologien notwendig sind, die entsprechend kleine und reproduzierbare Krümmungsradien sicherstellen können, da der Einfluss des Krümmungsradius den höherer makroskopischer elektrischer Feldstärken durch geringere Abstände oder höhere Potentiale überwiegt.

Bei Betrachtung der Feldüberhöhung des elektrischen Feldes an der Spitze resultiert dieser Krümmungsradiusunterschied in einem entscheidenden Unterschied der lokalen Feldstärke. Während im erstenen Falle ein Feldüberhöhungsfaktor von etwa 9 zu verzeichnen ist, beträgt er bei reduziertem Radius etwa das doppelte, wie der Vergleich in Abb. 6.3 zeigt.

Im Zusammenhang mit Felddausbreitung ist zusätzlich interessant, wie sich die Geometrie des Extraktors auf die Emissionscharakteristik auswirken kann, um den Einfluss von Abstand und Anordnung zu bewerten. Zur Untersuchung wurde der freitragende Extraktor oberhalb des Emitters wie in Abb. 6.4 durch einen Ringextraktor im Abstand von 500 Nanometern ersetzt.

Im Resultat ist festzuhalten, dass der Ringextraktor zu einer signifikant höheren Feldüberhöhung führt und damit in die Nähe des Effekts des von 20 Nanometer auf 10 Nanometer reduzierten Spitzenradius kommt. Allerdings ist der technologische Aufwand einen entsprechend kleinen Ringextraktor zu fertigen als signifikant höher einzuschätzen. Bei einer Verdoppelung des Öffnungsdurchmessers sinkt die Stromergiebigkeit bereits sichtbar. Die detaillierten Emissionscharakteristiken der beiden Anordnungen sind ebenfalls vergleichend in Abb. 6.5 dargestellt.

Grundsätzlich sind die elektrischen Felder und damit der Stromfluss aus der Spitze in den Ringextraktorarrangierungen höher. Ein potentieller Grund hierfür kann in der Tatsache liegen, dass durch die auf quasi gleicher Höhe wie die Emitter liegenden Extraktoren eine Äquipotentialfläche innerhalb der Öffnung entsteht, womit die Potentialdifferenz zur Spitze auf einem geringe-

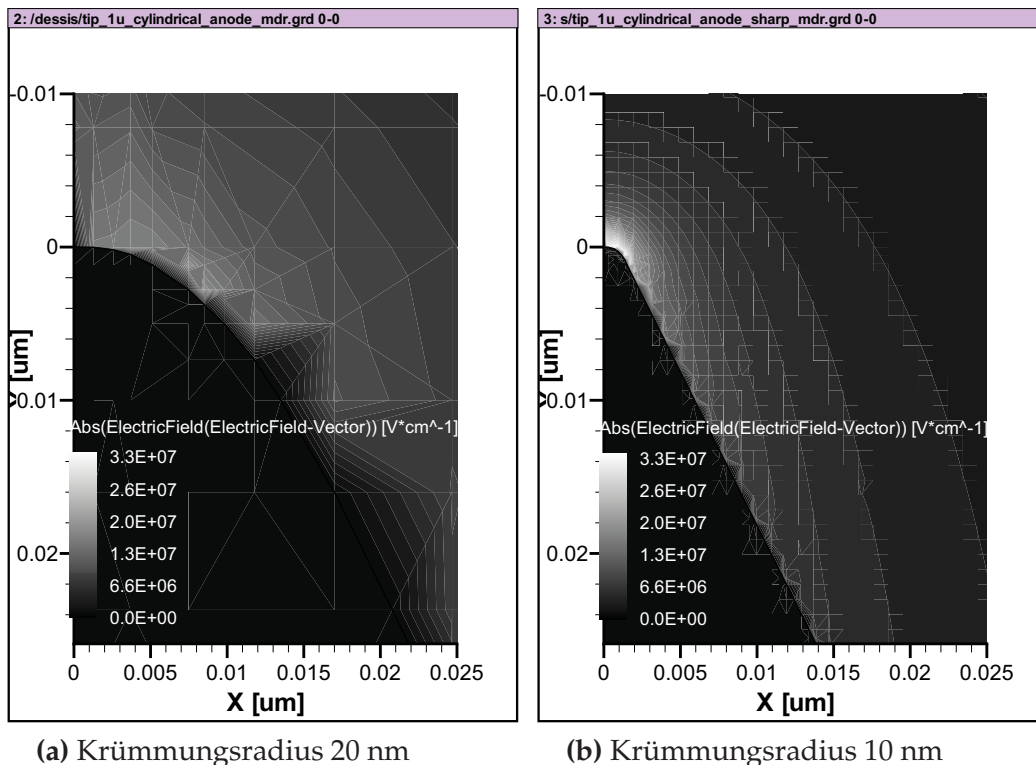


Abbildung 6.3: Simulierte lokale elektrische Feldverteilungen für unterschiedliche Spitzenkrümmungsradien bei makroskopischer Feldstärke von $2 \cdot 10^8 \frac{\text{V}}{\text{m}}$

ren Abstand abfällt.

Aufgrund der technologischen Schwierigkeiten für die exakte Abmessung der Ringextraktoren bietet sich der in Kap. 6.1 vorgestellte Prozess an, bei dem die Extraktoröffnung selbstjustiert definiert wird und die Isolatorstärke technologisch bestimmt werden kann. Die Simulation dieser Anordnung soll Aufschluss über die elektrischen Eigenschaften liefern.

In diesem Simulationsmodell wurde ein Isolator zwischen Spitze und Metallisierung von 250 Nanometern in Form von Siliziumdioxid zugrundegelegt. Die Metallisierung von 200 Nanometern Dicke beginnt etwa 100 Nanometer unterhalb der Spitze und hat einen horizontalen Abstand von 300 Nanometern, was die Abschattung der Anordnung beim vertikalen Aufbringen der Metallisierung in der Praxis repräsentiert und den dort nachgemessenen Dimensionen entspricht (vgl. Kap. 6.5.2). Da die vorstehend geschilderten Ergebnisse für Ringextraktoren auch hier relevant sein können, sollen hier sowohl die reine selbstjustierende Extraktor-Anordnung als auch ein Einfluss beispielsweise der Kontaktmetallisierung berücksichtigt werden. Im Modell wird diese mit einem Abstand von einem Mikrometer und durch ihre Funktion bedingt oberhalb des Emitters repräsentiert (vgl. Abb. 6.6). Die elektrische Charakteristik zeigt Abb. 6.8.

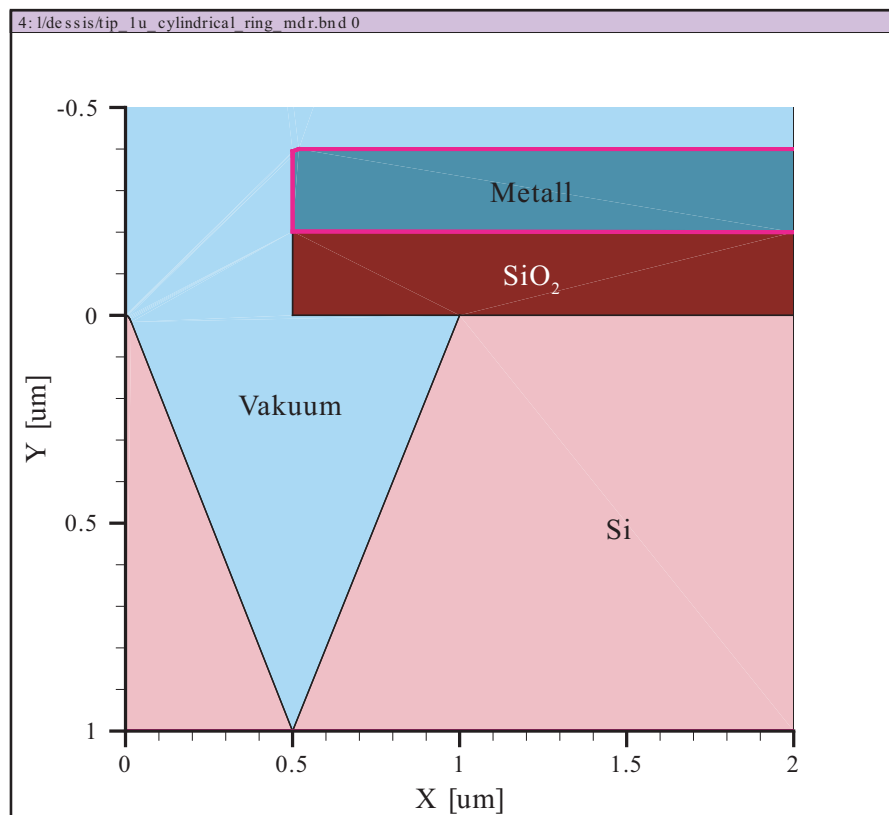


Abbildung 6.4: Zur Ordinatenachse rotationssymmetrisches, modifiziertes Emitter-Modell mit Ringextraktor, Öffnungsdurchmesser 500 Nanometer

Im Ergebnis ist eine signifikante Reduzierbarkeit des elektrischen Potentials zu beobachten. Bereits bei einer Potentialdifferenz von 100 V beträgt die Feldüberhöhung in Abb. 6.7 etwa 10. Dies bedeutet eine höhere Stromausbeute im Vergleich zu den bisher vorgestellten Anordnungen, die etwa eine Größenordnung über der der oben vorgestellten Ringextraktorstruktur beträgt.

Dabei ist ein zusätzlicher Effekt bei Berücksichtigung der Kontaktflächen zu verzeichnen, da durch die Anordnung oberhalb des Emitters weitere Feldanteile generiert werden. In der Kennlinie sorgt die Berücksichtigung für geringfügig höhere Ströme, wenn die Kontaktstruktur entsprechend nahe am Emitter liegt, das Gros der Wirkung entstammt allerdings der Nähe zwischen Extraktor und Emitter direkt an der Spitze (vgl. Abb. 6.8).

Zur Verifikation der mit Silizium-Vakuum-Metall erzielten Ergebnisse wurde das Vakuum durch ein dünnes Tunneloxid ersetzt und damit das Verhalten einer MOS-Kapazität auf einer konvexen Struktur betrachtet. Auch in diesem Aufbau befindet sich die maximale Feldüberhöhung an der konvexen Spitze. Bei einem über dem Oxid abfallenden elektrischen Feld von etwa $1.6 \cdot 10^8 \frac{\text{V}}{\text{m}}$ beträgt der maximale Feldüberhöhungsfaktor allerdings nur 2. Trotzdem zeigt die Simulation, dass Stromfluss größtenteils im Bereich der Spitze auftritt und

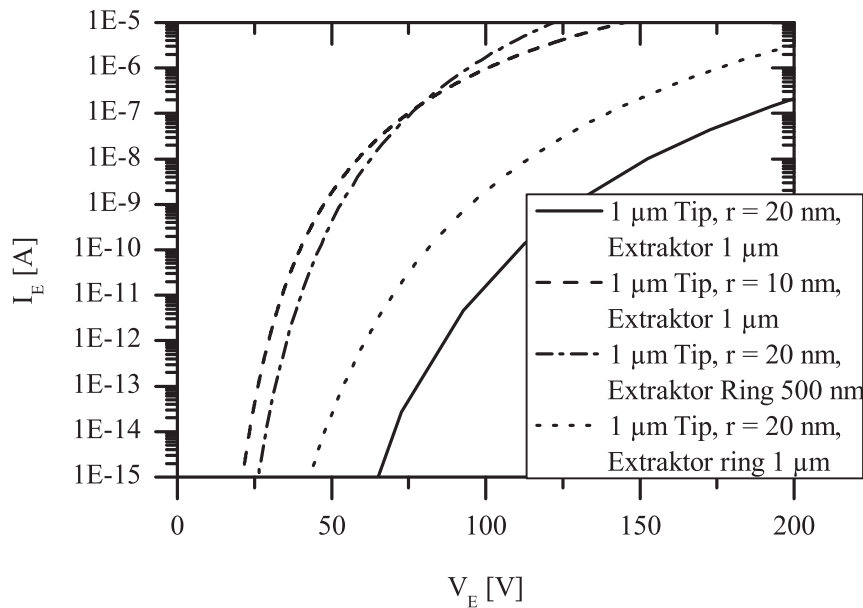


Abbildung 6.5: Vergleichende Übersicht über die Emissionscharakteristika verschiedener Emitter-Extraktor-Anordnungen, inklusive des Basismodells

zum Fuß hin um Größenordnungen abnimmt.

Mit den hier gezeigten Simulationen ist unter Berücksichtigung der Tatsache, dass tatsächliche Geometrien in der Praxis im Detail andere Dimensionen haben werden, zumindest eine qualitative Abschätzung der zu erwartenden Emission möglich. Es zeigt sich, dass für sinnvolle Stromerträge in der Emission ein besonderes Augenmerk auf die Abmessungen sowohl des Emitters als auch des Extraktors und ggf. der Anode gelegt werden muss.

6.3 Ätztechniken

Auf den folgenden Seiten werden verschiedene näher untersuchte nass- und trockenchemische Ätztechniken vorgestellt, mit denen sich Feldemissionspitzen aus einkristallinem Silizium ätzen lassen. Dabei wird bewusst die Beschränkung auf gängige, nicht gesundheitsgefährdende Methoden vorgenommen und beispielsweise auf Ätzlösungen wie Hydrazin verzichtet. Da die vorgestellten Ätztechniken kompatibel zur Integration von in Kap. 7 diskutierten aktiven Bauelementen sein sollen, werden alle Ätzungen an Siliziumwafern in (100)-Ausrichtung durchgeführt. Für die verschiedenen Ätztechniken wurde eine Maskenschicht aus Siliziumdioxid mit einer Dicke von etwa 500 Nanometern vorgesehen, was einer Oxidationszeit von 90 Minuten bei 1000 °C in mit Sauerstoff gesättigter Wasserdampfatmosfera entspricht (Abb. 6.9a). Hierfür werden mittels einer Chrommaske die in Kap. 6.1 definierten Arrays in einem

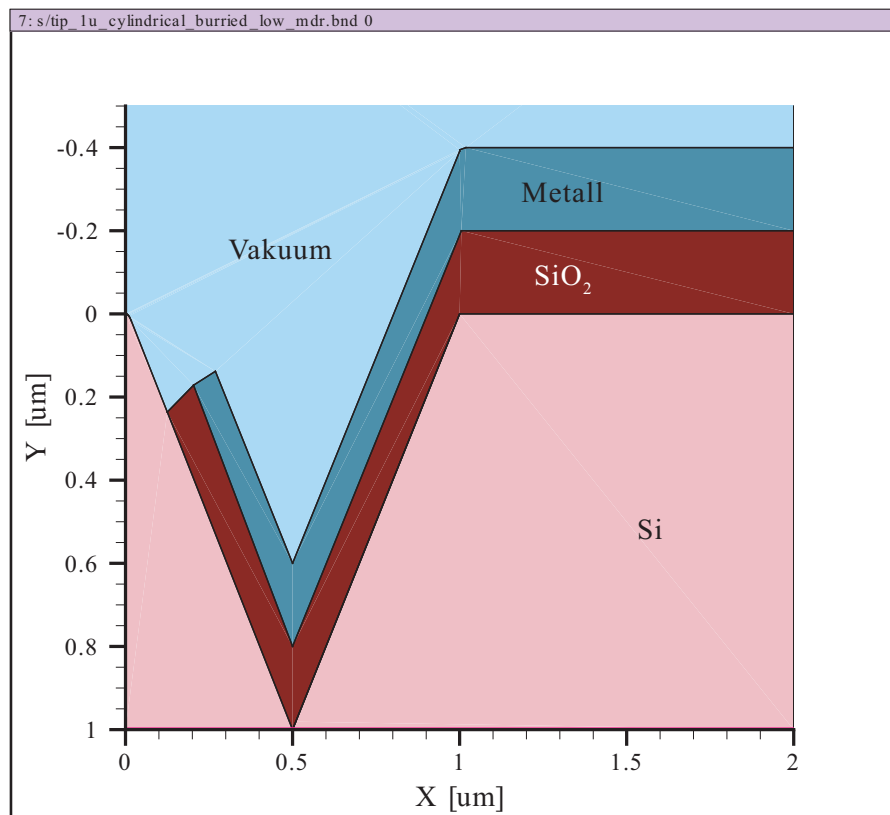


Abbildung 6.6: Zur Ordinatenachse rotationssymmetrische selbstjustierende Extraktorstruktur mit Kontaktpad

Lithographieschritt und anschließender Ätzung in gepufferter Flußsäure in das Siliziumdioxid übertragen (Abb. 6.9b). Im folgenden Ätzschritt entstehen unter diesen Oxidinseln durch Ätzung des Siliziums pyramidenförmige Strukturen (Abb. 6.9c), die durch eine anschließende thermische Oxidation geschärft werden (Abb. 6.9d), um einen minimalen Krümmungsradius zu erhalten. Das Resultat mit abschließender n^+ -Dotierung ist in Abb. 6.9e dargestellt.

6.3.1 Anisotropes nasschemisches Ätzen

Nasschemisches Ätzen von Silizium basiert auf dem Konzept der kristallrichtungsabhängigen Ätzgeschwindigkeit. Aufgrund der stärkeren Bindung zwischen den Atomen in $\{111\}$ -Ebenen geht der Ätzprozess in $\{100\}$ - und $\{110\}$ -Richtung schneller vonstatten. Somit bilden sich im Ätzverlauf schräge Flanken mit $\{111\}$ -Oberfläche aus. Zum Teil entstehen an den Schnittkanten der $\{111\}$ -Ebene im Verlauf der Ätzung weitere Flächen höherer Ordnung. Diese sind aber, da sich diese Arbeit auf die Krümmung am obersten Ende der Spitze fokussiert, hier nicht von Belang und werden nicht weiter vertieft.

Angaben in runden Klammern bezeichnen hierbei eine spezifische Ebene,

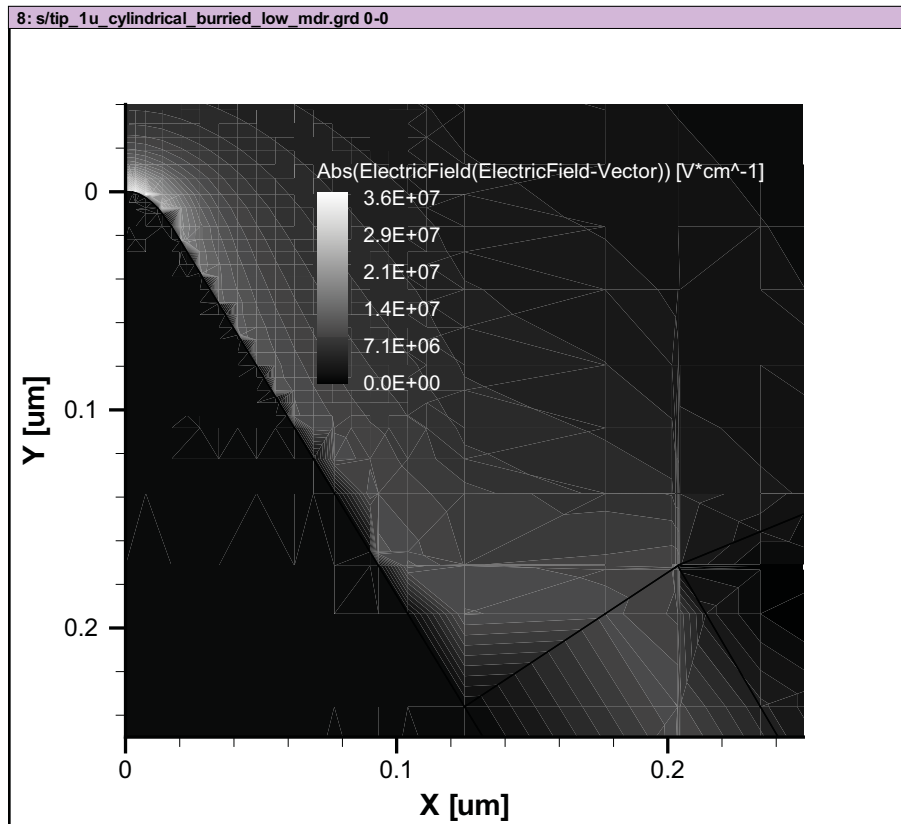


Abbildung 6.7: Simulierte elektrische Feldverteilung einer selbstjustierenden Extraktorstruktur unter Berücksichtigung der Kontaktierung bei angelegter Potentialdifferenz von 100 V

Angaben in geschweiften Klammern eine Gruppe von Ebenen. Im für die vorliegende Arbeit relevanten Fall fasst $\{100\}$ damit beispielsweise die senkrecht zueinander stehenden Ebenen (100), (010) und (001) zusammen.

Kalilauge

Bei Kalilauge (KOH) handelt es sich um eine gebräuchliche Siliziumätze in Form einer stark alkalischen wässrigen Lösung von Kaliumhydroxid. Je nach Ausrichtung der Ätzmaske zur Oberflächenorientierung ergeben sich durch die unterschiedlichen Ätzraten aus Siliziumwafern mit (100)-Oberflächenvektor damit schräge $\{111\}$ bzw. $\{110\}$ oder senkrechte $\{100\}$ -Kanten [Pow01]. Für die letzteren beiden Profile muss die Ätzmaske einen Winkel von 45° zum primären Flat des (100)-Wafers aufweisen, für $\{111\}$ -Kanten dagegen parallel ausgerichtet sein (vgl. Abb. 6.10).

In lediglich mit Wasser verdünnter Kalilauge ist die Ätzrate der $\{110\}$ -Ebene höher als die von $\{100\}$. Es bilden sich also bevorzugt senkrechte $\{100\}$ -Flanken bzw. schräge $\{111\}$ -Flanken. Um die Herausbildung einer senkrech-

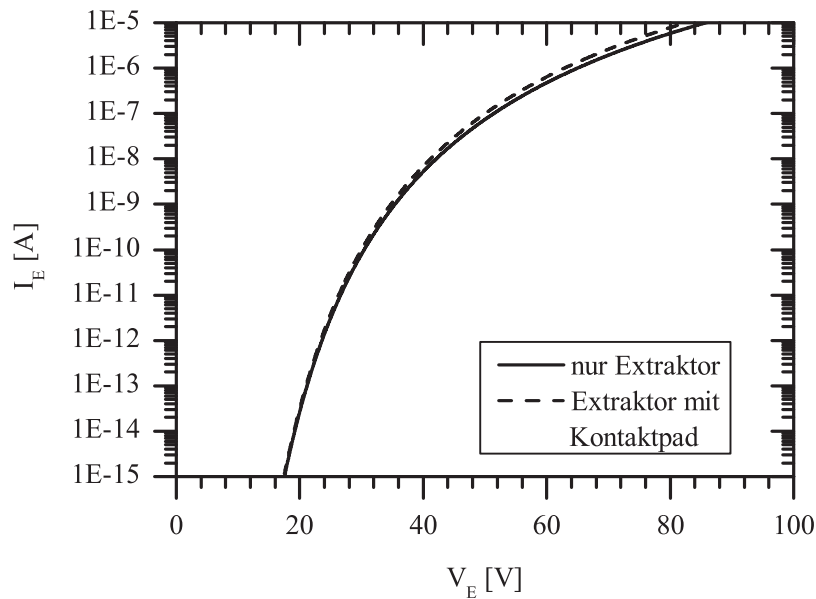


Abbildung 6.8: Elektrische Charakteristik der simulierten selbstjustierenden Extraktorstruktur unter Berücksichtigung des Kontaktpads

ten Flanke zu unterdrücken und die für die Herausbildung von Spitzen notwendigen schrägen Flanken zu fördern, wird der Kalilauge Isopropanol beigefügt. Es ist chemisch in der Ätze nicht aktiv, schützt aber durch Anlagerung die Flanken höherer Ordnung, so dass die Ätzrate der $\{110\}$ -Ebene abnimmt und hinter der der $\{100\}$ -Ebene zurückbleibt. Das Resultat sind schräge $\{110\}$ - bzw. $\{111\}$ -Flanken [Pow01] bei längeren Ätzzeiten statt senkrechter $\{100\}$ -Flanken. Mit steigender Konzentration der Kalilauge nimmt der Effekt des Isopropanols ab, so dass sich ab etwa 50 %iger Konzentration wieder senkrechte Flanken bilden. Idealerweise sollte die KOH-Konzentration für optimale schräge Flanken bei rund 35% mit Zugabe von Isopropanol liegen [Pow01], da hiermit die zuverlässigste Ausbildung schräger $\{111\}$ -Flanken erreicht wird und auch Rauigkeiten bestmöglich vermieden werden. Die Kantenneigung liegt für $\{111\}$ -Ebenen bei rund 57° , für $\{110\}$ bei rund 45° . Durch in geringem Maße trotzdem stattfindende Ätzung der schrägen Kanten und Unterätzung der Maske ist es möglich, Mikrospitzen mit KOH zu erzeugen. Die Selektivität beträgt dann etwa 30:6:1 ($\{100\}:\{110\}:\{111\}$) bzw. 100:1 (Si:SiO₂) [Mau05] für ein Mischungsverhältnis von 4:1.25:1 (H₂O:KOH:Isopropanol). Im Verlauf dieser Arbeit kristallisierte sich ein optimales Ätzraten-Selektivitäts-Verhältnis bei 85 °C heraus. Zu beachten ist allerdings, dass KOH freie Kaliumionen im Substrat hinterlassen kann, die sich bei der Fertigung von CMOS-Bauelementen z.B. in Form von Einsatzspannungsverschiebungen negativ bemerkbar machen können [Gut01].

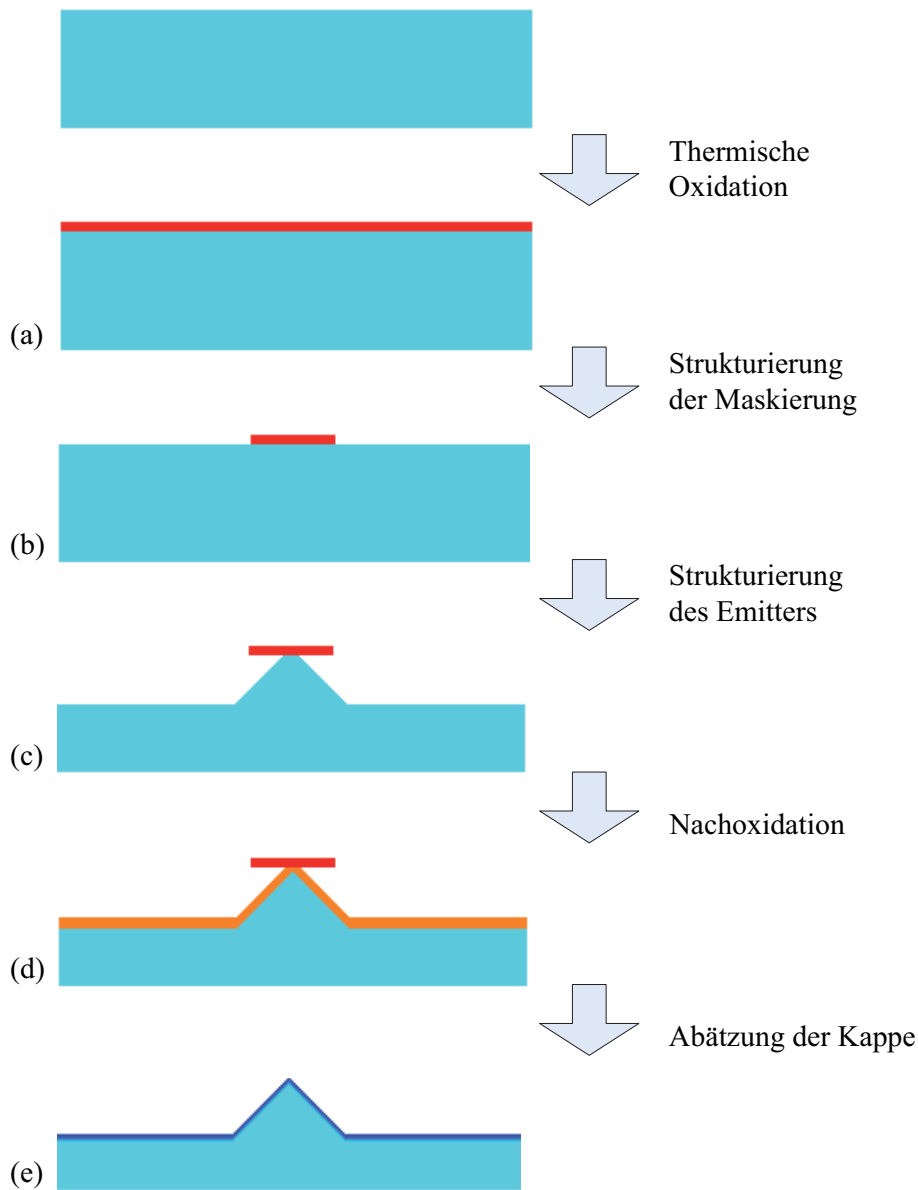


Abbildung 6.9: Schematischer Ablauf zur Ätzung von Feldemissionsspitzen

Tetramethylammoniumhydroxid

Neben Kalilauge hat Tetramethylammoniumhydroxid (TMAH) in der Mikroelektronik die höchste Bedeutung als Ätzlösung für Silizium [Men05]. Für die Verwendung als Ätzlösung wird TMAH mit Wasser verdünnt. Dabei kann die wässrige Ätze verschiedene Vorteile für sich reklamieren, die TMAH den Vorzug gegenüber KOH geben können. Neben der Tatsache, dass TMAH nicht toxisch und ungefährlich in der Handhabung ist, ist v.a. die CMOS-Kompatibilität zu nennen. Diese resultiert aus der Tatsache, dass TMAH keine Alkaliionen im Silizium zurücklassen kann [Sat99]. Somit werden wei-

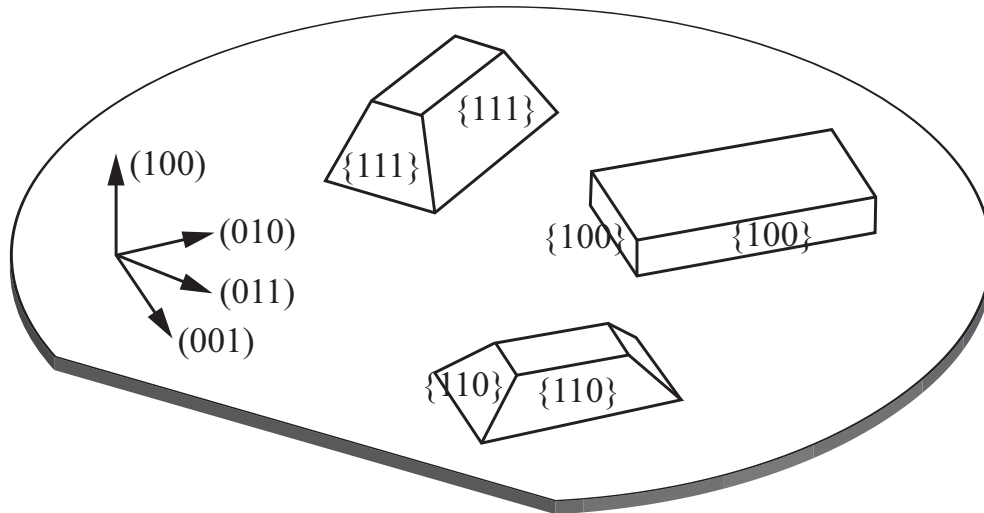


Abbildung 6.10: Verschiedene KOH-Ätzprofile auf (100)-Wafern in Abhängigkeit von der Maskenausrichtung nach [Pow01]

tergehende Prozesse, insbesondere Hochtemperaturschritte, nach der Ätzung ohne Beeinträchtigung der elektrischen Charakteristiken des Bauelements ermöglicht. Unter bestimmten Voraussetzungen mit Zugabe von Additiven ist auch eine gewisse Selektivität gegenüber Aluminium, das in der Halbleitertechnologie nach wie vor eine gebräuchliche Metallisierung darstellt, erreichbar [Men05], was für diese Arbeit aber nicht von entscheidender Bedeutung ist.

In Hinblick auf den Ätzvorgang unterscheidet sich TMAH in verschiedenen Punkten von KOH. Der auffälligste Unterschied liegt in einer geringeren Ätzrate auf (100)-Wafern. Während mit Kalilauge mehrere Mikrometer pro Minute erreicht werden können, befinden sich die Ätzraten bei TMAH im Bereich von einigen hundert Nanometern pro Minute [Tab92]. Dabei ist zu beachten, dass die Ätzraten mit steigender Konzentration der Lösung sinken, dafür nimmt die Oberflächenrauigkeit mit zunehmender TMAH-Konzentration ab. Wie für KOH kann die Zugabe von Isopropanol die Ausprägung von $\{111\}$ -Flanken unterstützen und die Anisotropie verbessern [Mer93]. Untersuchungen für die Herstellung von Feldemittern ergaben, dass eine 5 %ige TMAH-Lösung mit 20 %-Anteil Isopropanol den reproduzierbarsten Kompromiss aus Ätzrate und Selektivität gegenüber den $\{111\}$ -Flanken sowie der Siliziumdioxidmaskierung bietet. Eine Ätztemperatur von 75 °C minimiert die in Kauf zu nehmenden Oberflächenrauigkeiten, die erst über 80 °C deutlich zum Vorschein kommen [Str08a]. Ursächlich für die niedrige Konzentration ist die für die vorliegende Geometrie bei höheren Konzentrationen zu lange Ätzzeit, in der nicht reproduzierbare Mengen von Wasser und Isopropanol aus der Lösung verdampfen können, was eine genaue Einstellung der Dauer ausschließt. Eine stete Durchmischung der Ätzlösung ist dabei notwendig, da die

Ätzrate wegen der Entstehung von Wasserstoffbläschen und Entmischung von Isopropanol deutlich vom Ätzmittelfluss am Sample abhängig ist [Sat99].

Einsatz nasschemischer Ätzen zur Herstellung von Feldemissionsspitzen

Die Ätzeigenschaften von nasschemischen Siliziumätzen sind stark temperaturabhängig. Für praktikable Ätzraten in der Größenordnung von $100 \frac{\text{nm}}{\text{min}}$ bis $1 \frac{\mu\text{m}}{\text{min}}$ sind Temperaturen über $70 \text{ }^\circ\text{C}$ notwendig. Da die Ätzrate exponentiell von der Temperatur abhängt, führen schon kleine Abweichungen von der Solltemperatur zu nicht reproduzierbaren Ergebnissen. Neben dem Problem der homogenen Temperatur der Ätzlösung ergeben sich zwei weitere Herausforderungen. Das Abdampfen von Wasser aus der Ätzlösung lässt die Konzentration im Verlauf der Ätzdauer ansteigen und der leichtflüchtige Isopropanolanteil entschwindet über die Zeit ebenfalls. Dabei ist die Einstellung der Ätztemperatur ein zentrales Problem, da beispielsweise schon das Eintauchen der zu ätzenden Probe lokal die Temperatur der Ätze senkt. Somit ist das Vorwärmen der zu ätzenden Probe für eine reproduzierbare Ätzung zu empfehlen. Um die Aufrechterhaltung eines konstanten Ätzablaufes sicherzustellen, empfiehlt sich die Ätzung mit Ultraschalleinkopplung zu unterstützen. Dabei sind kleine Leistungen in der Größenordnung von 10 bis 12 Watt völlig ausreichend, bei größeren Leistungen besteht Gefahr, dass die maskierenden Oxidinseln bei kleiner werdender Haftungsfläche abgerissen werden.

Die Ultraschalleinkopplung zusammen mit einer kontinuierlichen Bewegung des Samples sorgt auch für eine hinreichende Durchmischung der Lösung, so dass sich die Separation des Isopropanols in Grenzen hält, die die Reproduzierbarkeit nicht beeinträchtigen. Die Einkopplung von Ultraschall im Ätzprozess sorgt damit auch für eine gleichmäßigere Ätzung der einzelnen Strukturen innerhalb eines Arrays [Sch07b]. Dabei ist zu beobachten, dass sich durch verstärkten Angriff an Ätzkanten die Form der Emitter von einer pyramidenförmigen Struktur tendenziell hin zu einer Kegelform verändert, was für den Emitter keine signifikanten Auswirkungen hat. Abb. 6.11 zeigt eine Spitze mit Oxidkappe, unter der ein Plateau mit ca. 400 nm vorhanden ist.

Der ideale Ätzzeitpunkt ist in genau dem Moment erreicht, in dem die Oxidmaskierung abfällt, da sie von allen Seiten horizontal unterätzt wurde. Da hier Dimensionen in der Größenordnungen einiger Nanometer eine Rolle spielen und sowohl bedingt aus minimalen Abweichungen in der Lithografie als auch im Ätzprozess ein identischer Zeitpunkt für das Ende der Ätzung an allen Strukturen nicht zu bewerkstelligen ist, hinterlässt dieses Vorgehen neben einen wenigen „idealen“ Strukturen auch eine Vielzahl überätzter und unterätzter Spitzen. Während die überätzten Spitzen durch brachliegende freie Bindungen schnell in eine rundliche Stumpfform zurückgeätzt werden, verbleiben bei den unterätzten Strukturen unterhalb der Oxidmaskierung flache Plateaus mit einigen zehn bis einigen hundert Nanometern.

Um dieser Problematik zu begegnen, kann ausgenutzt werden, dass unterhalb der Oxidkappen die Flanken des geätzten Pyramiden- bzw. Kegelstump-

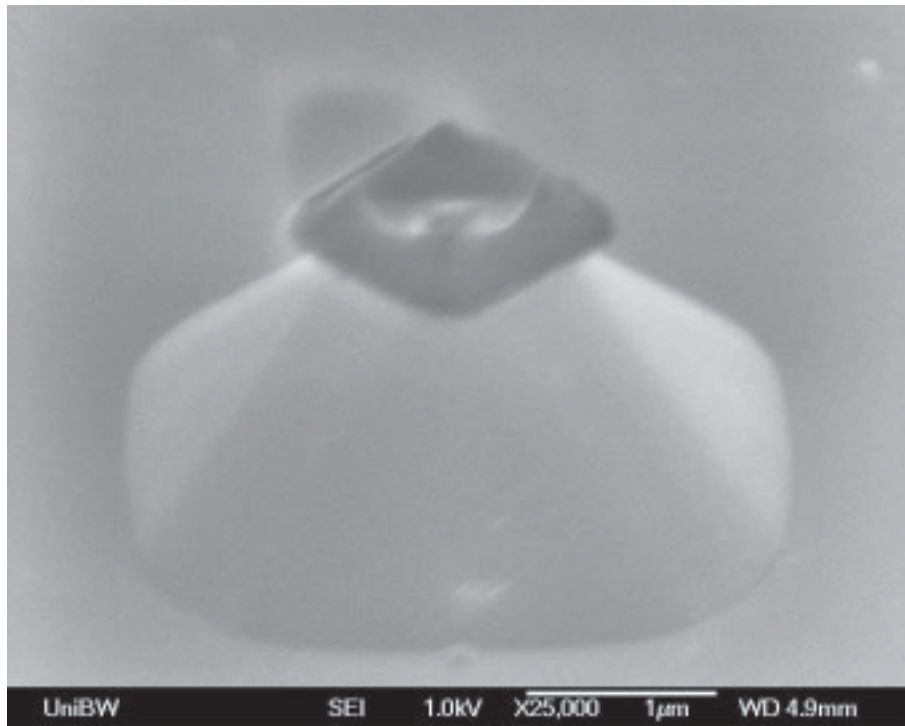


Abbildung 6.11: REM-Aufnahme eines nasschemisch geätzten Feldemitters mit Oxidkappe

freiliegendes Silizium darstellen, während die Plateaus an der Oberseite dieser Stümpfe von einigen hundert Nanometern Oxid bedeckt sind. Dies eröffnet die Option die finale Geometrie der Spitzen über eine thermische Oxidation einzustellen. Da im Oxidationsprozess das Oxid auch in das Silizium hineinwächst, die mehreren hundert Nanometer schon vorhandenes Oxid auf den Plateaus aber eine wirksame Diffusionsbarriere darstellen, treibt die Oxidation quasi die $\{111\}$ -Flanken nach innen und schärft damit die Spitze. Da bis zum Erreichen einer Oxiddicke an den Seitenwänden im Bereich der Maskierung die Oxidation bevorzugt an den Flanken der Spitze auftritt, ist die exakte Oxidationszeit als eher unkritisch zu bewerten, da die nahezu perfekte Spitze am oberen Ende des Emitters erhalten bleibt.

Somit kann ein signifikant höherer Anteil von leicht verschieden großen Strukturen nach dem nasschemischen Ätzschritt zu Emittern transformiert werden. Es ist damit nur von entscheidender Bedeutung, die Oxidmaskierung so weit zu unterätzen, dass der verbleibende Siliziumdurchmesser an der Grenzfläche auf etwa 300 Nanometer reduziert wird. Abweichungen um ± 100 Nanometer sind dabei unkritisch und werden bei der nachfolgenden Oxidation egalisiert.

Oxidationszeiten von bis zu 120 Minuten bei 1000 °C in mit Sauerstoff gesättigter Wasserdampf-atmosphäre wurden dabei als einsetzbar identifiziert, um minimal mögliche Spitzenradien an der Spitze der Emitter zu ermögli-

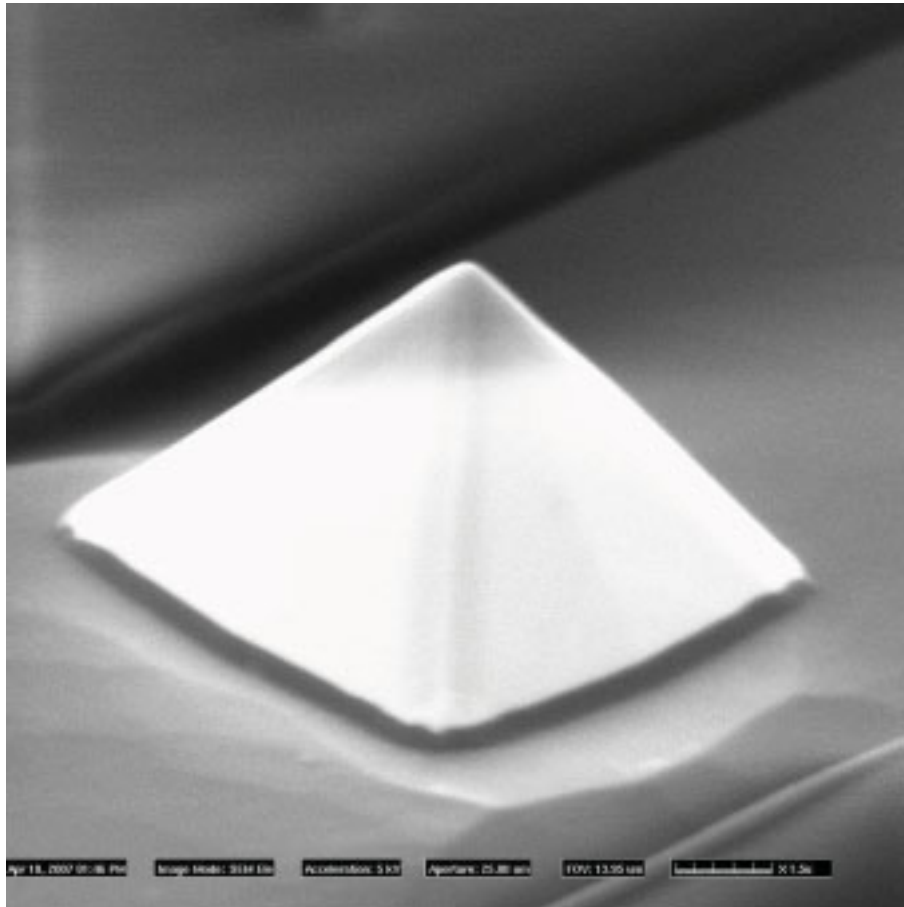


Abbildung 6.12: In Silizium geätzte Feldemissionsspitze mit einer Basisgröße von 2 Mikrometern

chen (vgl. Kap. 6.6). Durch den Verbleib der maskierenden Oxidquadrate nach der Ätzung ist eine Abschätzung des Plateaudurchmessers allerdings nicht exakt möglich, weswegen hier eine hohe Reproduzierbarkeit der Ätzung besonders wichtig ist. Nur so können Erfahrungswerte aus entsprechenden Vorversuchen angewendet werden, bei denen die Oxiddeckel zur Vermessung der Strukturen entfernt wurden.

Die Implementierung dieses zusätzlichen Hochtemperaturschrittes, der zudem von einer möglichst dicken Oxidmaskierungsschicht profitiert, ergibt Vorteile für die Erstellung von Mikroemittern mit TMAH. Die Vorteile sind eine höhere Selektivität gegenüber Oxid verglichen zu Kalilauge, insgesamt reproduzierbarere Ätzresultate, die geringere Ätztemperatur und aufgrund der niedrigeren Ätzrate ein leichter kontrollierbares Ende der Ätzung. Daher wird es in den folgenden Kapiteln bei Verwendung von nasschemischen Siliziumätzen eingesetzt. Dazu kommt noch die Vermeidung potentieller Kontaminationen von Bauelementen und Ausrüstung der CMOS-Linie durch Alkaliionen, dafür muss im Gegenzug eine insgesamt rauere Oberfläche in Kauf

genommen werden.

Im Verlauf der Arbeit mit den verschiedenen Größen kristallisierte sich eine Inselgröße mit 2 Mikrometern Kantenabmessung als am besten reproduzierbare Größe für diesen Prozess heraus. Ein Beispiel für eine solchermaßen gefertigte Spitze ist in Abb. 6.12 zu erkennen. Während mit größeren Strukturen sehr lange Ätzzeiten notwendig waren und entsprechend tiefe Ätzungen ins Silizium entstanden, die für die spätere Bedeckung mit SOG problematisch sind (vgl. Kap. 6.5.1), konnten kleinere Strukturen in der Lithographie nicht reproduzierbar aufgelöst werden.

Da speziell Kalilauge neben der Kristallrichtung auch noch selektiv auf die Dotierung reagiert und p^+ -dotierte Schichten nicht bzw. nur sehr wenig ätzt, lässt sich dieser Effekt zur Herstellung von Emittern mit signifikant kleineren Abmessungen nutzen. In der FIB-Anlage des Instituts können mit dem steuerbaren Galliumstrahl Muster bis hinab in die Größenordnung von 10 Nanometern generiert werden, wie Vorversuche ergaben. Bereits geringe Dosen von $0.01 \frac{\text{C}}{\text{cm}^2}$ reichen aus, um einen ausreichenden Ätzstop zu generieren, wie die Teststruktur mit einem Mikrometer messenden Strukturen in Abb. 6.13 zeigt. Damit ist eine Implantation zu erreichen, deren Flächenausdehnung der gewünschten Dimension entspricht. Die Ätzzeiten für diese Strukturen entsprechen gleich großen Oxidmaskierungen. Da aufgrund der besseren Selektivität gegenüber p^+ -Dotierungen Kalilauge statt TMAH zur Ätzung verwendet wurde, ergaben sich Ätzzeiten von nur 10 Sekunden für Maskierungen von 10 Nanometer Kantenlänge.

Der Vorteil dieser Vorgehensweise liegt in der Tatsache, dass der Krümmungsradius der geätzten Strukturen kleiner sein muss als die implantierte Struktur, also nur wenige Nanometer große Krümmungsradien sichergestellt sind. Nachteilig ist dagegen, dass keine Nachoxidation bzw. aufgrund der Dimensionen überhaupt kein Hochtemperaturschritt mehr erfolgen kann, so dass die Fertigung von MOSFETs rund um diese Emitter ausfällt. Eine nachträgliche Ätzung der Spitzen nach Fertigstellung der MOSFETs entfällt ebenso, da Photoresist die Strukturen nicht ausreichend schützt und des Weiteren die Problematik der Extraktionsstruktur verbleibt, die nach der Ätzung der Spitzen gefertigt werden muss.

6.3.2 Trockenätzen

Neben nasschemischen Ätztechniken sind auch trocken arbeitende Methoden zur Strukturierung von Silizium möglich. Hierbei existieren Methoden, die entweder auf physikalischem Abtrag oder chemischen Reaktionen zwischen Substrat und gasförmigem Ätzmedium basieren. Auch Mischformen zwischen beiden Techniken sind möglich [Men05]. Bei chemisch wirkenden Verfahren kommt es zur Reaktion zwischen Ätzgas und Substrat. Dabei entstehen gasförmige Ätzprodukte, die abgesaugt werden. Chemische Trockenätzverfahren sind in ihrer Tendenz isotrop wirkende Verfahren. Anisotrope Pro-

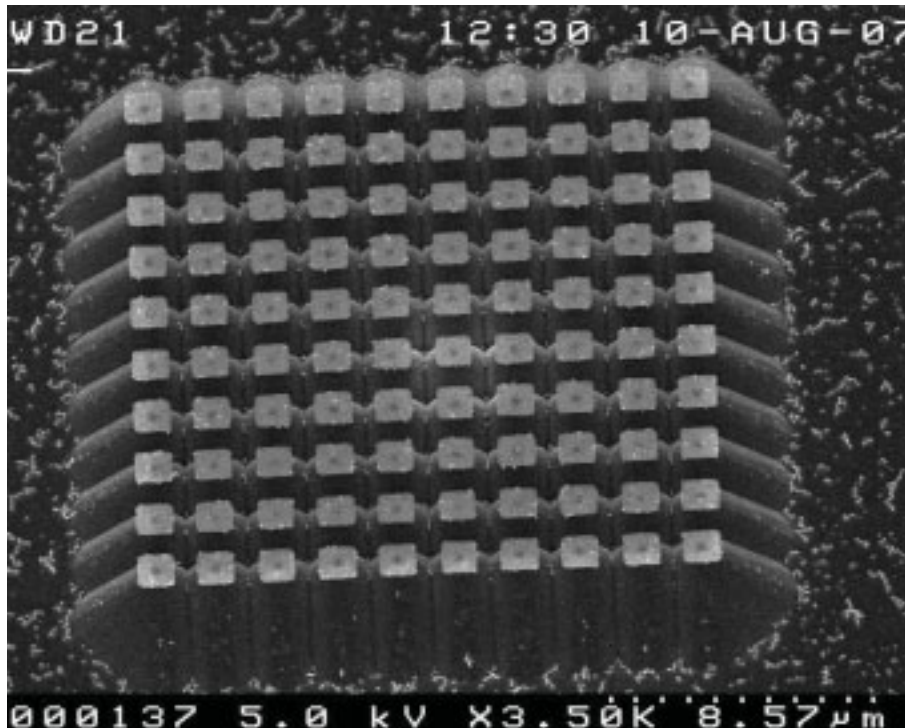


Abbildung 6.13: Teststrukturen zur Evaluierung FIB-Implant-generierter Muster zur Ätzung von Feldemissionsspitzen

file sind mit physikalisch arbeitenden Verfahren möglich. Hier werden die ionisierten Ätzradikale durch ein elektrisches Feld beschleunigt, so dass sie gerichtet auf das Substrat treffen und durch ihre Stoßenergie Material abtragen. Dabei ist die Ätzrate typischerweise lediglich in der Größenordnung von wenigen Nanometern pro Minute und kaum unterschiedlich für verschiedene Materialien, also im speziellen zwischen zu ätzender Struktur und Maskierung.

Grundsätzlich gilt, dass die Ätzrate bei Trockenätztechniken unabhängig ist von der Kristallorientierung, aber insgesamt eine deutlich schlechtere Selektivität zwischen Silizium und Siliziumdioxid bietet als nasschemische Alternativen [Kas00].

Chemisch unterstütztes Ionenstrahlätzen

Eine Verbindung beider Trockenätztechniken sind chemisch-physikalisch arbeitende Techniken, von denen das chemisch unterstützte Ionenstrahlätzen (Chemical Assisted Ion Beam Etch, CAIBE) in Hinblick auf die Eignung zur Herstellung von Feldemittern näher betrachtet werden soll. Die Funktionsweise basiert darauf, dass im System ein gerichteter Einfall inerter Ionen (zumeist Ar^+) auf das Substrat gerichtet wird, zusätzlich aber in der Nähe der zu ätzenden Oberfläche ein reaktives Gas eingeleitet wird. Die inerten Ionen erzeugen

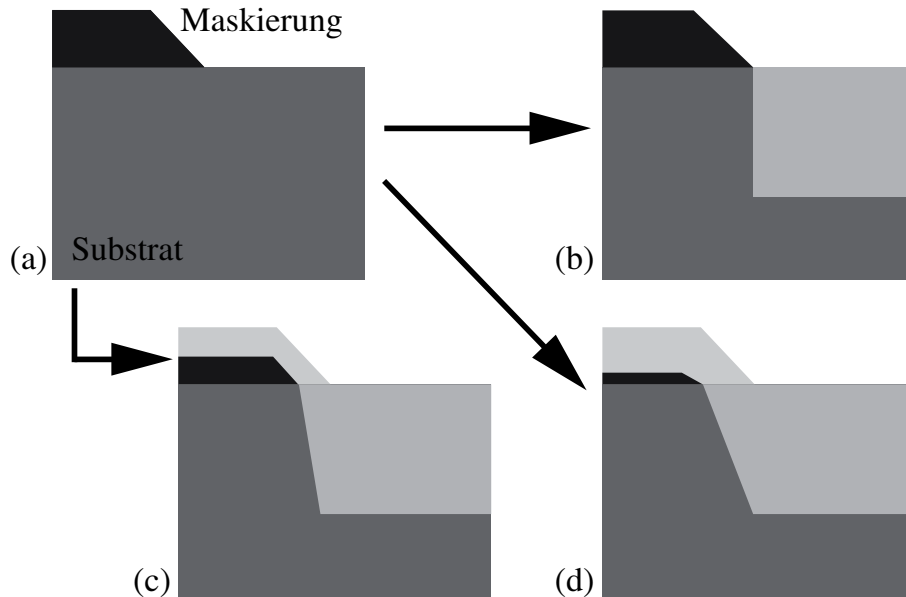


Abbildung 6.14: Herstellung unterschiedlicher Flankenwinkel durch einen Ätzprozess mit hoher Selektivität (b), mit mittlerer Selektivität (c) und geringerer Selektivität bzw. hoher Ätzrate (d) nach [Ehr02]

daraus durch Stöße freie Radikale, die mit dem Substrat flüchtige Verbindungen erzeugen und von einfallenden Ionen abgetragen werden. Dabei sind Selektivität und Anisotropie durch die Wahl des Ätzgases bzw. der Parameter zur Erzeugung der Ionen einstellbar. Dabei basiert, wie Abb. 6.14 zeigt, die Anisotropie auf der Selektivität, da eine niedrige Selektivität zu einem schnelleren Abtrag der Maskierung in vertikaler Raumrichtung führt [Ehr02].

Bei der Durchführung eines Design of Experiments, mit dem die Eignung der CAIBE-Ätztechnik [Bib07] anhand einer Ätzanlage vom Typ TePla R.I.B.-Etch 160 ermittelt werden sollte, konnte festgehalten werden, dass Pyramidenstümpfe erzeugt werden können, die Ähnlichkeit mit denen der nasschemischen Ätztechniken haben. Da die Einstellungen, mit denen die steilste Flanke und damit das kleinste Plateau an der Grenzfläche zwischen dem maskierenden Siliziumdioxid und Silizium erzeugt werden konnte, lediglich eine Selektivität von 1.7 aufwies, reduzierte sich die Oxiddicke der Maskierung auf nur mehr 150 Nanometer, während typische Plateaugrößen noch bei 800 ± 100 nm lagen. Damit ist bei Nutzung der trockenchemischen Ätztechnik in den in dieser Arbeit verwendeten Dimensionen von einigen Mikrometern ein nachfolgender Oxidationsschritt zwingend notwendig. Aufgrund der verbleibenden Plateaugrößen wurde eine Nachoxidation von 240 Minuten bei 1000 °C in mit Sauerstoff gesättigter Wasserdampf-atmosphäre als geeignet ermittelt.

Da die auf den Stümpfen verbliebene Oxiddicke eine im Vergleich zu den nasschemischen Ätzversuchen signifikant durchlässigere Diffusionsbarriere

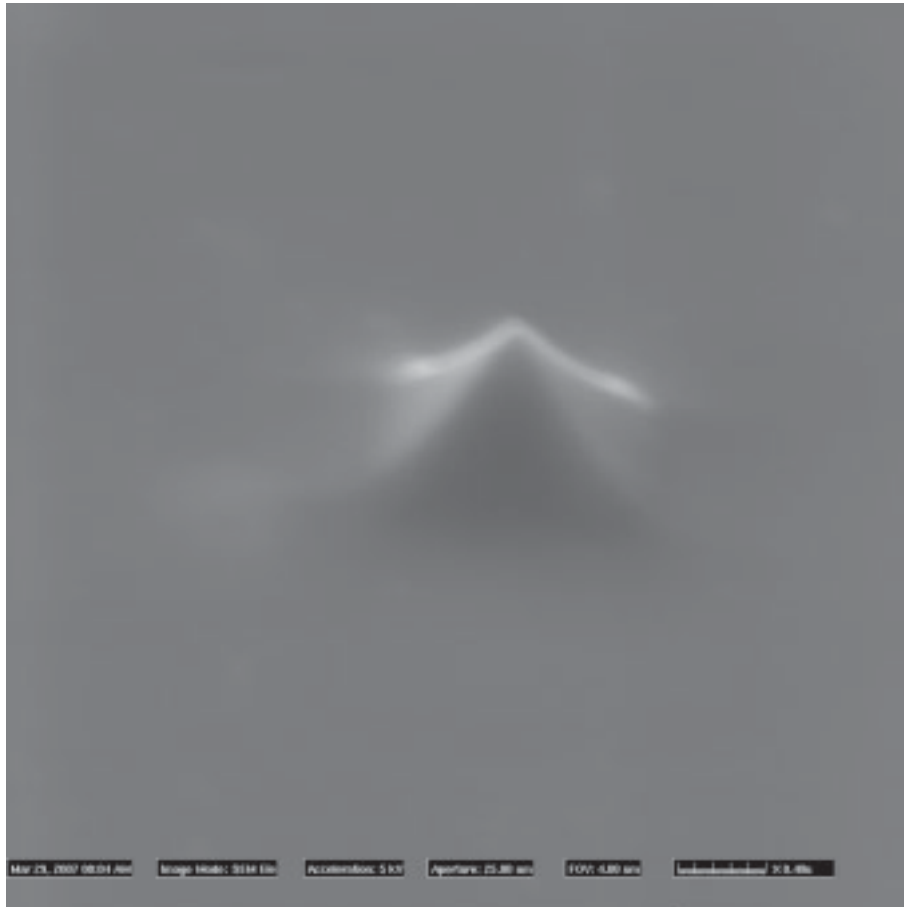


Abbildung 6.15: In trockenchemischer CAIBE-Technik gefertigter Feldemitter nach Nachoxidation

bei der Oxidation bietet, beträgt die Höhe der Emitter nach Ende der Oxidation nur etwa 800 Nanometer, wie in Abb. 6.15 zeigt. Am Fuß sind sie dagegen etwa 1.2 Mikrometer breit, was etwa der Hälfte der Emitter aus nasschemischer Fertigung entspricht. Dies hat Vorteile für den in Kap. 6.5.1 beschriebenen nächsten Prozessschritt zur Erzeugung der Extraktionsstruktur, allerdings ist der operative Aufwand signifikant höher und die überhängenden Oxiddeckel gehen verloren, was eine Verwendung im Prozess mit selbstjustierenden Extraktoren ausschließt (s. Kap. 6.5.2).

Weitere mögliche Verfahren

Grundsätzlich ist es möglich, Spitzen auch in isotropen trockenchemischen Techniken zu fertigen, als Beispiel sei eine Behandlung in Tetrafluormethan-Plasma (CF_4) genannt. Vorversuche in einem Plasmaascher vom Typ TePla Plasma Prozessor 100-E zeigten schnell, dass hier eine Reproduzierbarkeit in notwendigem Umfang nicht erzielt werden konnte, weswegen diese Option nur

der Vollständigkeit halber erwähnt wird.

Auch die Kombination aus isotropen und anisotropen nass- und trocken-chemischen Ätzschritten wie z.B. in [Tem98] bzw. eine abwechselnde Anwendung zum Erreichen höherer Aspektverhältnisse sind in der Literatur dokumentierte Techniken.

6.4 Abscheidung von Feldemittern

Neben der Ätzung von Feldemissionsspitzen, die üblicherweise vor der Herstellung der Extraktionsstruktur geschieht, besteht die Möglichkeit zur Fertigung des Emitters in eine Öffnung des Extraktors. Die bekannteste Technik ist dabei die in Kap. 3.3 bereits vorgestellte Spindt-Technik, die allerdings aufgrund ihres Prozessablaufs nicht prädestiniert für die Implementierung in eine Prozessfolge zur Herstellung von Regel-MOSFETs erscheint.

Stattdessen wurde für diese Arbeit der Fokus auf die Abscheidung von Material aus Gaspercusoren im Elektronenstrahlmikroskop gelegt, sog. elektronenstrahlunterstützte Abscheidung (Electron Beam Induced Deposition, EBID) [Utk06]. Dabei ist es möglich durch Aufspaltung des eingeleiteten Gases durch auf einige keV beschleunigte Elektronen verschiedene Materialien auf Flächen von wenigen Quadratnanometern abzuscheiden und die Höhe der Struktur über die Abscheidezeit einzustellen. Daher kommt für die Abscheidung eine große Bandbreite von Materialien von Metallen [Sel06] bis zu diamantähnlichen Isolatorstrukturen [Ara04] infrage.

Grundsätzlich sind diese Strukturen vorgesehen für Extraktionsstrukturen mit Ringextraktoren.

6.4.1 Kohlenstoffbasierte EBID-Emitter

Aufgrund ihrer großen Härte kamen Kohlenstoffemitter in den Fokus der Aufmerksamkeit. Dabei wurde auf einen etablierten Prozess [Mey03] des Center for NanoScience der Sektion Physik an der Ludwig-Maximilians-Universität München zurückgegriffen und die Strukturen anschließend für einen Einsatz als Emitter mit einem Metallüberzug ausgestattet.

Der Prozessablauf sieht vor, dass auf einem Wafer mit einer n^+ -dotierten Oberfläche ein thermisches Oxid aufgewachsen wird. Für die Dicke von etwa 500 Nanometern kommt der Standardprozess von 90 Minuten Oxidationszeit bei 1000 °C in mit Sauerstoff gesättigter Wasserdampfatmosfera zum Einsatz. Darauf folgend werden Fenster von einigen Mikrometern Größe in das Oxid geätzt, so dass die Abscheidung auf die Siliziumoberfläche erfolgen kann.

Anschließend sind zwei verschiedene Vorgehensweisen möglich. Bei ausreichend genauer Justierbarkeit der Lithographie kann nun eine Metallisierung zur Ausbildung des Extraktors auf die Oberfläche des Oxids aufgebracht werden. Dabei ist sicherzustellen, dass keine leitende Verbindung zwischen

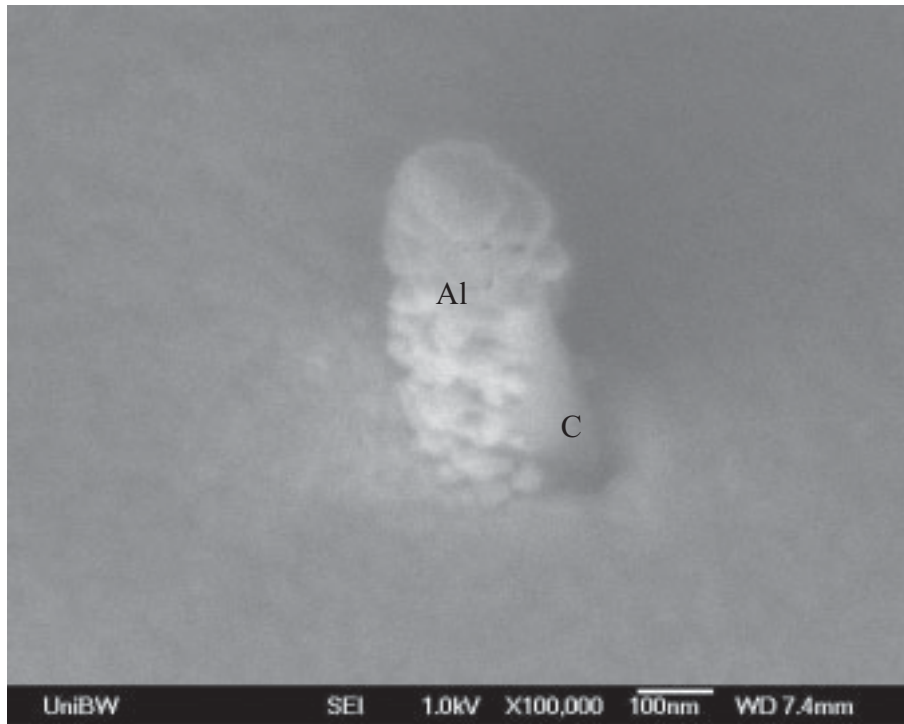


Abbildung 6.16: Mit 20 Nanometern Aluminium bedampfter kohlenstoffbasierter EBID-Emitter

Substrat und Metallisierung hergestellt wird. Aufgrund der leichten Strukturierbarkeit und paralleler Verwendung im MOSFET-Prozess (vgl. Kap. 7) bietet sich hierfür das Aufdampfen von etwa 150 Nanometern Aluminium an. Vor der Abscheidung der Spitzen wird nun noch ein weiterer Lithographieschritt durchgeführt, der einen Lift-Off-Schritt vorbereitet. Er dient der Metallstrukturierung nach der Spitzenherstellung und dem Aufbringen von Metall, z.B. durch Aufdampfen. Wichtig ist hierbei das Vermeiden von Kurzschlüssen zwischen Substrat und Extraktormetallisierung, was bei ungenauer Justage der Lithographiemaske unweigerlich der Fall ist, da auf einen möglichst kleinen lateralen Abstand zwischen Emitter und Extraktor, idealerweise unter einem Mikrometer, zu achten ist. Auch für diese Metallisierung fiel in der Durchführung aufgrund guter Vorkenntnisse in der Verarbeitung die Wahl auf Aluminium. Dabei zeigte sich, dass die Abscheidung von 20 Nanometern Metall zum einen durch Abschattungseffekte ungleichmäßig auf dem Konus erfolgte und keine glatte Oberfläche zu erreichen war (vgl. Abb. 6.16).

Der zweite Weg besteht darin, nach der Ätzung der Öffnungen für die Abscheidung der Spitzen einen Lift-Off-Schritt vorzubereiten, der eine gemeinsame Metallisierung von Extraktor und Kohlenstoff-Koni vorsieht. Damit kann direkt nach der Deposition eine Metallisierungsschicht aufgebracht werden. Hierbei ist keine besondere Auswahl hinsichtlich Ätzbarkeit notwendig, so dass auch sehr gut leitende Metalle wie Gold infrage kommen. Die Trennung

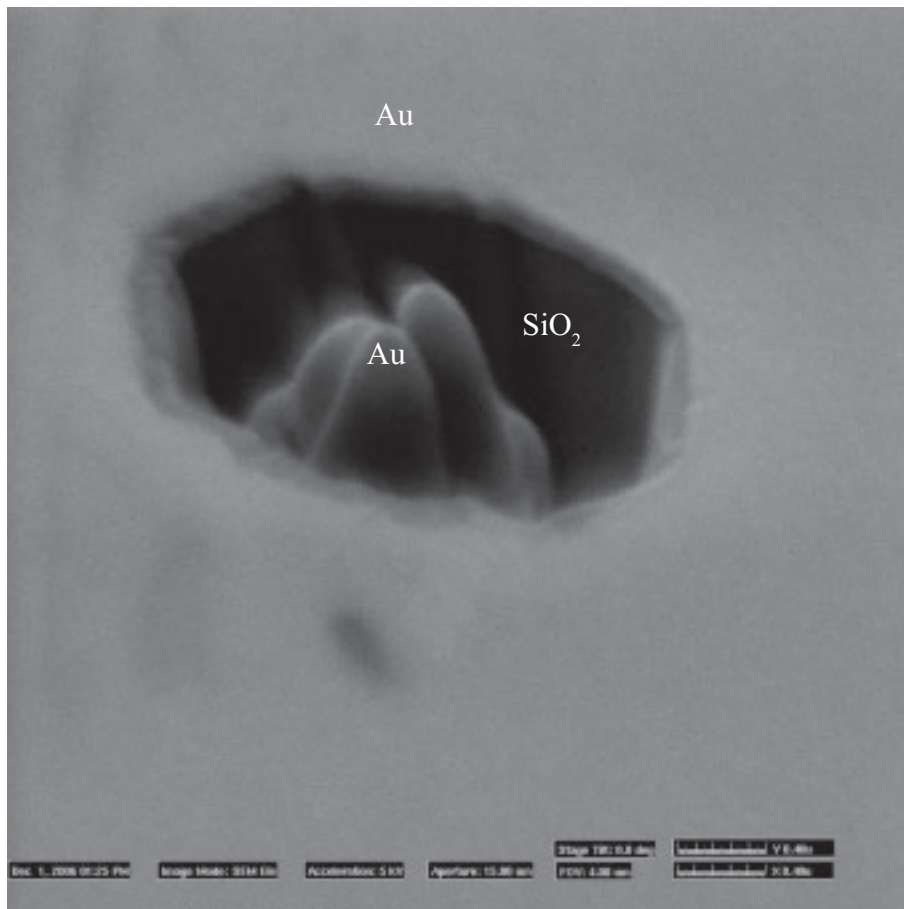


Abbildung 6.17: Mit 20 Nanometern Gold bedampfte kohlenstoffbasierte EBID-Emitter nach dem Freischneiden im FIB

zwischen Extraktor und Emitter muss anschließend in einem eigenständigen Verarbeitungsschritt erfolgen. Abb. 6.17 zeigt goldbedeckte Kohlenstoffemitter, die mittels FIB von der Extraktormetallisierung getrennt werden sollten. Der Beschuss mit Galliumatomen hoher Energie zum Abtrag der 30 Nanometer dicken Goldschicht entlang der Oxidflanke zeigte allerdings nicht den gewünschten Erfolg. Auch nach mehreren Versuchen blieb eine niederohmige Verbindung zwischen Substrat und Extraktor erhalten.

6.4.2 Metallische EBID-Emitter

Durch die Verwendbarkeit verschiedener Precursorgase in der EBID-Technologie können auch direkt Metallspitzen abgeschieden werden. Zumeist bestehen diese aus Metall, beispielsweise Platin oder Wolfram, mit hohem Kohlenstoffanteil [Sel05].

Der Prozessablauf sieht eine Implementierung vor, die die Extraktionsstruktur komplett fertig stellt und die Abscheidung in die Öffnung des Ex-

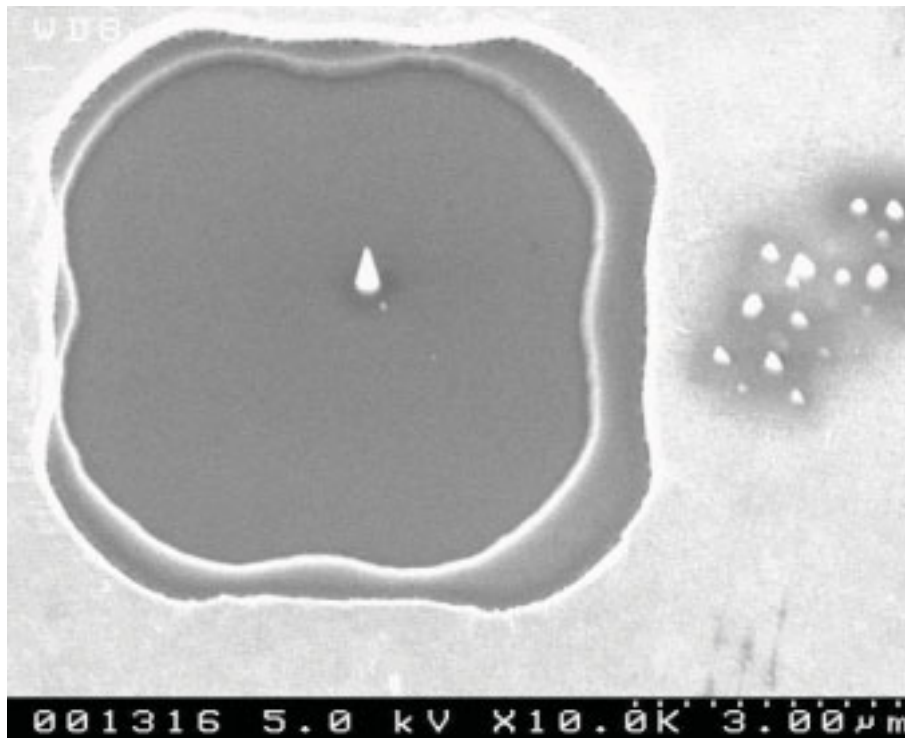


Abbildung 6.18: Metallischer EBID-Emitter innerhalb eines Extraktorrings

traktors vorgenommen wird. Ähnlich wie bei kohlenstoffbasierten EBID-Strukturen erfolgt die Abscheidung des Extraktormetalls auf einem etwa 500 Nanometer dicken thermischen Oxid. Da aufgrund möglicher Streueffekte von Metallatomen rund um die eigentliche Abscheidestelle Kurzschlüsse vermieden werden müssen, muss ein Sicherheitsabstand zwischen Extraktorstruktur und Abscheidestelle eingehalten werden. Dieser kann durch Unterätzung der Extraktionsstruktur um einige Mikrometer erreicht werden, womit Ablagerungen auf der Oxidoberfläche zwischen Substrat und Extraktor vermieden werden können.

Für die Versuchsdurchführung wurden mehrere Wolfram-basierte EBID-Strukturen wie in Abb. 6.18 in quadratische Öffnungen von 3×3 Quadratmikrometern abgeschieden. Das Substrat wurde zuvor n^+ -dotiert und ein thermisches Oxid von etwa 300 Nanometern aufgewachsen. Die laterale Unterätzung der Extraktorstrukturen betrug etwa 500 Nanometer, um die Stabilität der überhängenden Metallisierung bestmöglich zu erhalten (vgl. Kap. 6.5.1).

6.5 Extraktionsstrukturen

Bereits im Zusammenhang mit der Technologie für Feldemitter kamen besondere Anforderungen an die Extraktionsstrukturen zur Sprache. So ist zu

unterscheiden, ob zuerst eine vollständige Fertigstellung des Emitters erfolgt und auf diesen eine Extraktionsstruktur angepasst werden muss bzw. die Fertigung der Extraktionsstruktur vor der Herstellung der Emitter erfolgt, oder ob die Herstellung der Extraktionsstruktur in die Fertigung der Emitter integriert werden kann. Im ersteren Fall wird im Folgenden von freitragenden Extraktoren gesprochen und auf Details zur Implementierung eingegangen. Der zweite Fall stellt eine Möglichkeit zur selbstjustierenden Strukturierung der Extraktionsstruktur bei geätzten Siliziumspitzen dar.

6.5.1 Freitragende Extraktoren

Freitragende Extraktoren zeichnen sich durch eine unabhängige Herstellbarkeit der Struktur von den Emissionsspitzen aus, so dass eine große Flexibilität in der Implementierung in den Prozessablauf besteht.

Opferschichttechnologie

Entweder nach Fertigstellung der Emitter wie in Abb. 6.9 dargestellt oder auf ein blankes Siliziumsubstrat aufgetragen stellt eine Opferschicht die Grundlage für freitragende Strukturen dar. Das Grundprinzip ist in der Mikromechanik ein übliches Werkzeug und kann beispielsweise auch bei der Herstellung von umgebungssensiblen Bauelementen verwendet werden [Pes90]. Für die Opferschichttechnologie ist ein Materialschichtstapel vonnöten, der sich sehr gut selektiv zueinander ätzen lässt, so dass das bedeckende Material bei Ätzung der Opferschicht erhalten bleibt.

Dabei wird die Opferschicht unterhalb der Nuttschicht herausgelöst, die freitragend stehen bleibt. Für freitragende Extraktoren in Feldemissionsanwendungen hat die Opferschicht noch eine zusätzliche Funktion als Isolationschicht, weswegen sie nur im Bereich der Feldemitter entfernt wird. In der CMOS-Technik bietet sich hierfür ein Siliziumoxid als Opferschicht an, das mit Flußsäure ohne Beeinträchtigung der Siliziumstrukturen geätzt werden kann. Die Extraktionsstruktur muss demzufolge aus einem flußsäureresistenten Material gefertigt werden. Zur Auswahl stehen hierfür beispielsweise Platin oder Gold. Zur besseren Haftung zwischen Oxid und Metall kann noch eine dünne Titanschicht als Haftvermittler eingesetzt werden, die im Bereich der Opferschichtätzung ebenfalls von Flußsäure entfernt wird [Men05].

Aufgrund der Tatsache, dass die Feldemitter verglichen zur Umgebung ein bis zwei Mikrometer aus dem Substrat aufragen, muss das Opferschichtmaterial zusätzlich planarisierende Wirkung haben, um einen geringen vertikalen Abstand zwischen Extraktor und emittierender Fläche zu erreichen. Isotrope Abscheideprozesse wie Sputtern sind daher aufgrund der Anforderungen weniger, Spin-On Gläser (SOG) besser geeignet. Allerdings sind aufgrund der Emitterhöhe und der begrenzten Dicke von SOGs mehrere nacheinander aufgebraute Schichten davon notwendig. In Abb. 6.19 sind nach der Ätzung der Extraktorstruktur die vier Lagen SOG als einzelne Stufen zu erkennen.

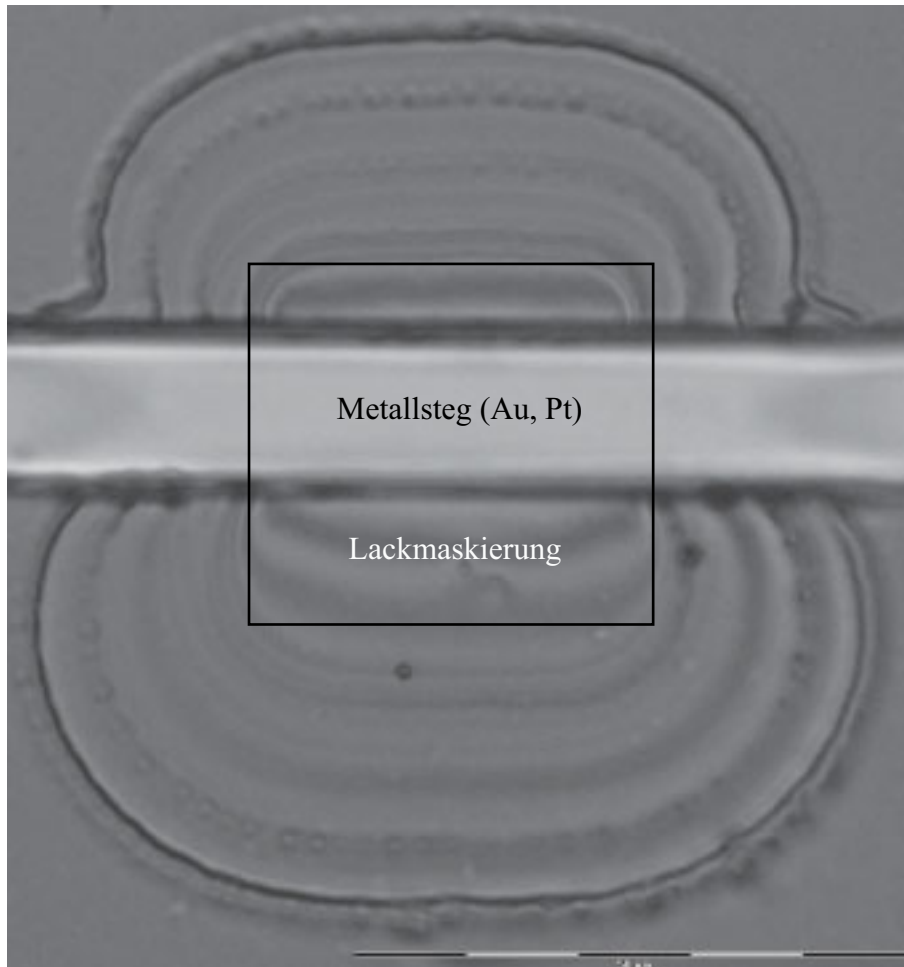


Abbildung 6.19: Mikroskopaufnahme eines SOG-Schichtstapels nach Unterätzung der freitragenden Strukturen (Aufsicht)

Dabei kann es zur Problematik kommen, dass Spannungen zwischen den einzelnen Schichten ein Reißen des gesamten Schichtstapels provozieren. Mit dem im Rahmen der Arbeiten an freitragenden Extraktoren für Feldemitter verwendeten SOG 21F des Herstellers Filmtronics [Fil], das je Schicht etwa 200 Nanometer dicke Schichten ergibt, können in einem dreistufigen Ausheizprozess bis zu vier Lagen gefertigt werden. Anschließend ist eine Relaxationsschicht in der Größenordnung von etwa 100 Nanometern vonnöten, die aufgrund der Anforderungen ebenfalls aus Siliziumoxid bestehen sollte und beispielsweise gesputtert werden kann [Sch07a].

Die exakte Zusammensetzung des Opferschichtstapels ist allerdings sehr stark von der Geometrie des Substrates abhängig. So werden kleine Vertiefungen von SOG im Aufschleuderprozess besser planarisiert als größere. Da dabei andere lokale Schichtverhältnisse auftreten können, sind sowohl die Problematik der Risse als auch die ausreichende Planarisierung der aufragen-

den Strukturen zu betrachten. Damit verbunden sind eventuelle Kurzschlüsse zwischen Metallisierung und Substrat für jede Geometrie. Dazu kommt, dass nicht beliebig viele Schichten aufgebracht werden können. Es konnte beobachtet werden, dass mit zunehmender Zahl von Schichtfolgen aus SOG und Sputteroxid eine Tendenz zu Veränderungen im Material besteht. Die augenscheinlich durch Polymerbildung an den Grenzen zwischen SOG und Sputteroxid erzeugten Schichten zeigen dann eine Resistenz gegenüber Flusssäure, was eine vollständige Entfernung der Opferschicht erschwert oder gar verhindert [Neb08b].

Für die Metallisierung selbst wurden ein gesputterter Titan/Platin-Schichtstapel sowie eine aufgedampfte Titan/Gold-Kombination untersucht, die jeweils im Lift-Off-Verfahren strukturiert wurden. Die ideale Dicke der Titan-Schicht zur Haftvermittlung konnte zu 30 Nanometer bestimmt werden. Während die gesputterten Platinschichten ihr Stabilitätsmaximum bei 200 Nanometern Dicke erreichten, betrug für Gold die Dicke 250 Nanometer [Neb08a]. Dickere Schichten zeigten verringerte mechanische Stabilität, vermutlich aufgrund des Eigengewichts, während dünnere Schichten aufgrund der elektrostatischen Kräfte eine geringere Spannungsstabilität aufwiesen.

Für freitragende Extraktoren, die die Emitter vollständig überdeckten, wurden 20 Mikrometer breite Stege vorgesehen, die damit der lateralen Abmessung des größten Emitter-Arrays entsprechen und im Abstand von 100 Mikrometern in zwei Kontaktpads enden. Die Emitter befinden sich exakt in der Mitte, wie in Abb. 6.20 ersichtlich ist. Die Extraktoren wurden seitlich mit 5 %iger Flusssäure unterätzt, bis die Metallstruktur freitragend wurde. Hierbei gilt es eine an die Dicke des SOG-Schichtstapels angepasste Ätzzeit zu verwenden. Eine zu lange Ätzung schädigt die mechanische Stabilität der freitragenden Struktur, da ein zu großer Bereich unter den Auflagepunkten unterätzt wird. Bei zu kurzer Ätzzeit bleibt dagegen ein SOG-Steg unterhalb des Extraktors stehen, der die Emitter bedeckt. Um ein Festkleben des Extraktors durch die Oberflächenspannung von Wasser während des Trocknens zu vermeiden, erfolgte ein abschließender Spülschritt in Hexamethyldisilazan, das oberflächenspannungsfrei trocknet.

Neben der vollständigen Unterätzung der Extraktoren kommt unter Verlust der vollständigen Diodenstruktur auch die Option infrage, im Bereich des Emitter-Arrays eine Öffnung in der Metallisierung vorzusehen. Damit kann die Unterätzung lokal auf den Bereich des Emitterarrays begrenzt werden, was allerdings gerade für Arrays mit wenigen Emittern in einem Ringextraktor resultiert. Der Durchmesser der Öffnungen hängt in erster Linie vom Lift-Off-Prozess und dem Auflösungsvermögen des zur Verwendung kommenden Photoresists ab. Abb. 6.20 zeigt eine Öffnung von vier Mikrometern Durchmesser (innerhalb der quadratischen Photoresistmarkierung), die reproduzierbar herstellbar war [Neb08b]. Bei ausreichenden Ätzzeiten in 5 %iger Flusssäure zur Freilegung der Spitzen im Bereich der Öffnung ergibt sich eine Unterätzung des Metalls, das in etwa der Größenordnung der Dicke des

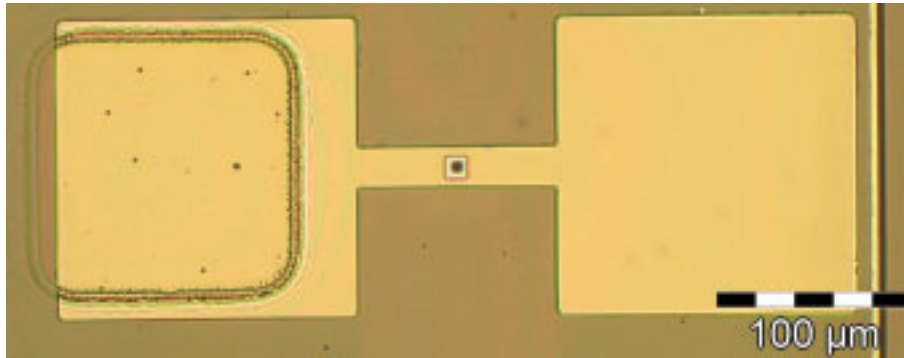


Abbildung 6.20: Extraktormetallisierung mit zwei Kontaktpads, links wurde der SOG-Schichtstapel zur besseren Haftung vor der Metallisierung entfernt

SOG-Stapels liegt, also unter zwei Mikrometern bleibt.

Der Prozess zeichnet sich durch eine hohe Flexibilität aus. Denn anstatt ihn auf fertig geätzte Emitter anzuwenden, ist auch eine Herstellung auf ebenem Substrat möglich, um EBID-Spitzen nach Ätzung der Öffnungen, wie in Kap. 6.4 vorgestellt, zu deponieren.

Charakterisierung

Für die Charakterisierung sind zwei verschiedene Bereiche von Belang. Zum einen soll eine Aussage über die Stabilität der Extraktionsstrukturen getroffen werden. Andererseits ist die Emissionscharakteristik der Feldemissionspitzen von entscheidender Bedeutung.

Elektrische Messungen, die an den freitragenden Extraktoren vorgenommen wurden, zeigten, dass die Platinstrukturen trotz einer Unterätzung von beinahe der vollen Länge von 100 Mikrometern mit hoher Reproduzierbarkeit hergestellt werden können. Dabei reicht eine Untersuchung im Aufsichtsmikroskop, um einen durch den Kurzschluss bewirkten Höhenunterschied des Extrakts zu erkennen, da sich die Lichtbrechung sichtbar unterscheidet. Weiteren Aufschluss kann eine elektrische Messung bieten, die den Stromfluss zwischen den beiden verfügbaren Kontaktpads sowie dem Substrat wiedergibt und auch automatisiert durchgeführt werden kann.

Sofern anstatt der vollständigen Unterätzung nur eine Freilegung der Emitter im Bereich der optionalen Öffnung im Extraktor stattfand, kann von nahezu 100 % Ausbeute bei der Extraktorstabilität gesprochen werden. Die Unterätzung von nur wenigen hundert Nanometern erzeugte keine Stabilitätsprobleme oder Kurzschlüsse.

Untersuchungen mit Querschnitten an freitragenden Extraktoren und Spitzen zeigen, dass in der Kombination Abstände von unter 500 Nanometern möglich sind. Eine entsprechende Struktur ist in Abb. 6.21 dargestellt. Das auf der Oberseite aufgebrauchte Wolfram dient der Ableitung von Aufladungen und wurde nur für die FIB-Aufnahmen lokal aufgebracht.

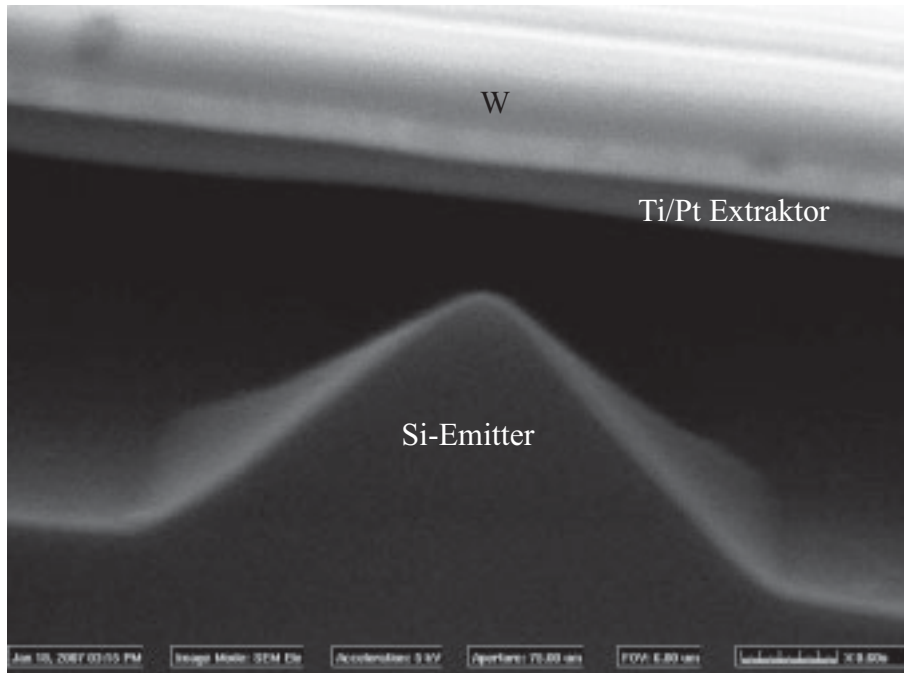


Abbildung 6.21: FIB-Schnitt durch Emitter mit freitragendem Extraktor

Die elektrische Charakterisierung der Emission aus Emittern mit freitragenden Extraktoren zeigte sich dagegen problematisch. So ist festzuhalten, dass eine signifikante Leckstromproblematik besteht, die eine etwaige Emission überdeckt. So sind in der Mehrzahl der Fälle sowohl bei Messungen im Vorwärts- als auch Rückwärtsbetrieb schon bei Spannungen von ± 100 V Leckströme in der Größenordnung von Mikroampere zu verzeichnen, die keine zuzuordnende Abhängigkeit von Geometrie oder Polung aufweisen. Damit wird jede potentielle Emission überlagert. Vergleichsmessungen an Strukturen, bei denen auf den finalen Unterätzschritt verzichtet wurde, zeigten, dass Oberflächenströme sowie Leakage durch das SOG ausgeschlossen werden können. Als Leckstrompfade kommen daher ausschließlich die Ätzkanten im SOG unterhalb der Metallisierung oder Berührung zwischen Substrat und Metallisierung aufgrund elektrostatischer Anziehung infrage.

Die Spannungsstabilität der in gesamter Breite unterätzten Extraktoren ist daher als problematisch zu betrachten. Bei Vorhandensein von Emittern unterhalb des Metalls kam es dabei noch früher zum Auftreten von Kurzschlüssen als nur durch die mit der Spannung ansteigenden Leckströme. Ein Einsetzen von Emission ist hierbei ebenso als möglicher Grund zu nennen wie der geringere Abstand zwischen Emitter und Extraktor.

Bei der Extraktorvariante mit Ätzung durch die Öffnung ist die Spannungsstabilität als besser zu erachten, die Leckstromproblematik dagegen ist auch hier zu beobachten. Dabei zeigte sich bei Versuchen mit EBID-Emittern das Phänomen, dass sie zwar im gesamten vorgesehenen Messbereich von

± 200 V die Extraktoren reproduzierbare Festigkeit aufwiesen, nach der Elektronenstrahlabscheidung aber Leckströme zu verzeichnen waren. Hier ist von Kurzschlüssen sowohl in Vorwärts- als auch Rückwärtsrichtung auszugehen. Der Unterschnitt bei der Unterätzung von etwa 500 Nanometern reicht daher scheinbar nicht aus, um nachhaltig Metallablagerung zu verhindern. Dabei ist zu beachten, dass größere Unterätzungen zwar grundsätzlich möglich sind, ihrerseits aber wieder negativen Einfluss auf die elektrische Stabilität der Konstruktion haben, so dass ein idealer Mittelwert schwer zu identifizieren sein dürfte.

Im Verlauf der Messungen konnten einige wenige Strukturen identifiziert werden, bei denen die Leckagen in der Größenordnung des Rauschbodens blieben und die für die Identifizierung von Feldemission näher untersucht wurden. Die dafür notwendigen Untersuchungen wurden unter Vakuumbedingungen durchgeführt, wofür ein modifizierter Messplatz vom Typ MMR Technologies LTMP 4 zum Einsatz kam. Durch den Umbau der Bodenplatte und dem damit möglichen Anschluss einer Turbopumpe konnte in dem mit vier frei beweglichen Messnadeln ausgestatteten System ein Umgebungsdruck von $5 \cdot 10^{-7}$ mbar erreicht werden, was für eine Charakterisierung gerade ausreichend ist. Im Gegensatz zur ebenfalls zur Verfügung stehenden Ultrahochvakuumanlage bot das LTMP 4-System durch frei bewegliche und positionierbare Messnadeln eine große Freiheit, viele Bauelemente zu vermessen, während die Kontaktierung für die Hochvakuumanlage nur für jeweils maximal 20 Bauelemente möglich ist und einen ungleich höheren apparativen Aufwand erforderte. Angesichts der geringen Ausbeuten für feldemittierende Bauelemente erwies sich dieser Aufwand für die notwendige Anzahl zu vermessender Bauelemente als nicht durchführbar. Die Aufzeichnung der Messkurven erfolgte mit einem Agilent E5270B Mainframe, der mit sechs Medium Power Source and Monitor Units (SMUs) vom Typ E5281B sowie einer High-Power SMU E5280B ausgestattet ist. Erstere bieten einen Spannungsbereich von ± 100 V, letztere von ± 200 V an. Pro Messkurve können 1001 Messpunkte aufgenommen werden.

Neben der Reproduktion der angesprochenen Kriechströme konnten unter Vakuumbedingungen weitere Phänomene beobachtet werden, die für eine stabile Emission unerwünscht sind. So zeigten mehrere freitragende Extraktoren ein im Aufsichtmikroskop deutlich erkennbares mechanisches Schwingverhalten, das mit steigenden Spannungen zunahm und schließlich zum Kurzschluss führte. Auch nicht reproduzierbare und in ihrer Ursache nicht identifizierbare Lichtbogenüberschläge zwischen den Kontaktpads für Substrat- und Extraktormetallisierung konnten beobachtet werden, wobei die Beschädigungen auf einen direkten Stromfluß entlang der Oberfläche hindeuten, wie Abb. 6.22 zeigt.

Trotzdem konnten in einigen Fällen Kennlinien aufgenommen werden, die potentiell Emissionskennlinien darstellen könnten. Während der exponentielle Verlauf in Darstellung emittierter Strom gegen Extraktionsspannung sowie

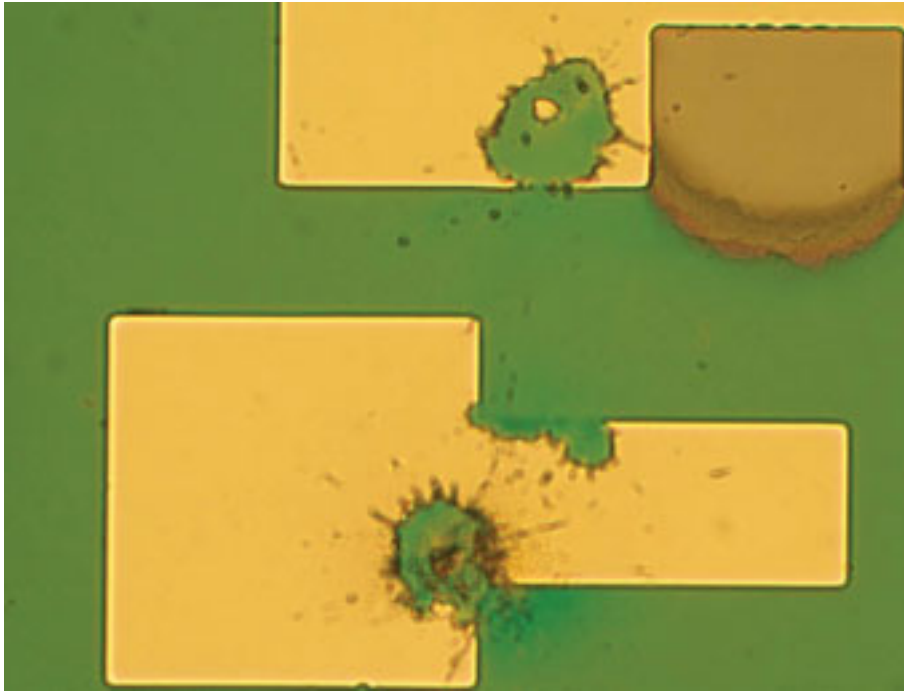


Abbildung 6.22: Elektrischer Überschlag entlang der Oberfläche zwischen Kontaktpads

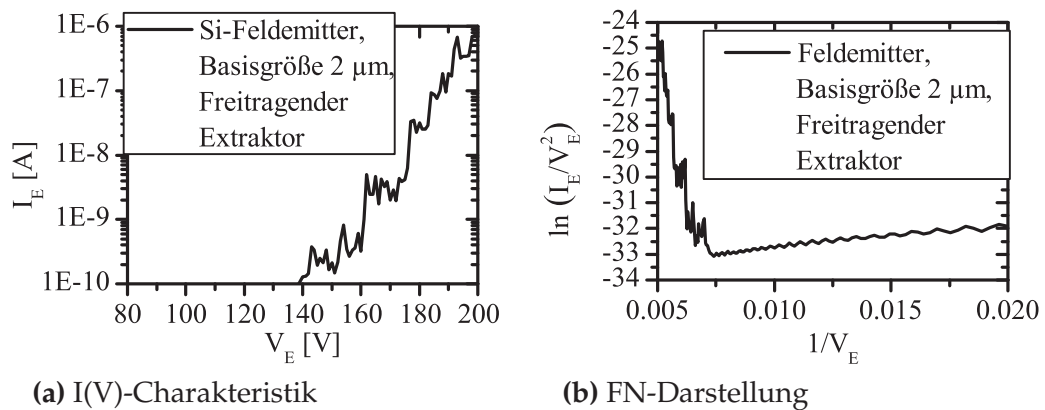


Abbildung 6.23: Emissionscharakteristik eines geätzten Siliziumemitters mit freitragendem Extraktor

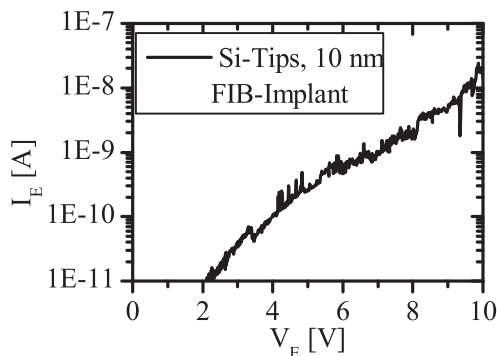
der lineare Abschnitt in FN-Darstellung mit abflachender Tendenz für höhere Spannungen durchaus zu Silizium passen können, konnte bei rückwärtiger Messung nach dem Vorwärtsbetrieb stets ein erhöhter Leckstrom beobachtet werden, der vorher nicht erkennbar war. Eine beispielhafte Darstellungsübersicht für einen siliziumgeätzten Feldemitter mit 2 Mikrometer Basisgröße bietet Abb. 6.23.

Allgemein zu erkennen ist, dass das Messsignal einen hohen Rauschanteil enthält, der zum Teil aus der Zuführung und suboptimalen Abschirmung des Messaufbaus resultiert, zum anderen Teil aber auch, gerade in Strombereichen oberhalb von einem Nanoampere, durch Emissionsschwankungen verursacht werden kann. Dies belegen ähnliche Beobachtungen in diversen Veröffentlichungen rund um das Schwankungsverhalten von Feldemissionsströmen, wie in Kap. 4 dargestellt.

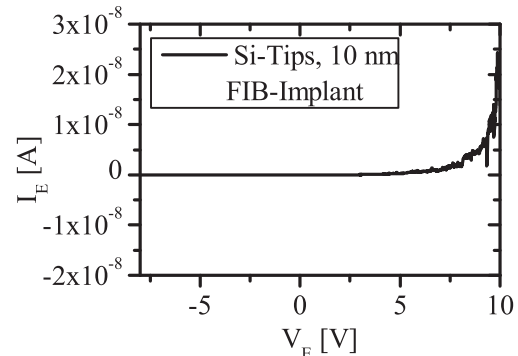
Die Aufzeichnung eines Schwankungsverhaltens sowie einer reproduzierbaren Diodenwirkung gelang mithilfe der Spitzen, die mit der in Kap. 6.3.1 ausgeführten Methode der Implantation von mehreren tausend Gallium-Inseln und anschließender KOH-Ätze hergestellt wurden. Hiermit war eine über mehrere Minuten messbare Emission sowie ein klares Diodenverhalten festzuhalten. Die Kennlinien sind in Abb. 6.24 dargestellt. Durch die große Anzahl von Emittern mit Krümmungsradien signifikant unter 10 Nanometern und dem geringen Abstand des Extraktors von nur 200 Nanometern waren hierfür auch bereits Spannungen um 10 V ausreichend, um Emissionsströme um 10 nA zu erhalten, die deutlich über dem Rauschboden lagen. Die FN-Darstellung zeigt einen ausgeprägten linearen Verlauf für Extraktorspannungen zwischen 3 und 9 V. Die Beobachtung des Emissionsstroms im Zeitverlauf zeigt Schwankungen im Umfang mehrerer Nanoampere oder umgerechnet bis zu 100%. Da Schwankungen in der Emission wie in Kap. 2 dargelegt in extrem kurzen Zeitskalen auftreten, kann eine Diskretisierung mit Messpunkten im Abstand von einer halben Sekunde natürlich kein absolutes Bild liefern, aber zumindest eine qualitative Aussage bieten.

In einzelnen Fällen, speziell bei der Positionierung von EBID-Emittern zentral in der Öffnung, was zu einer Minimierung der kurzschluss erzeugenden Streueffekte führt, gelang auch hier die Aufnahme von Kennlinien. Dabei konnten im Spannungsbereich bis 100 V einige zehn Nanoampere Feldemission erzielt werden. Aufgrund der ausreichenden Lebensdauer war auch die Positionierung einer als Anode fungierenden Messnadel einige Mikrometer oberhalb der Emissionsstruktur möglich. Die mit konstant 100 V vorgespannte Anode dient zum Auffangen extrahierter Elektronen, ohne dass sie mit dem Substrat in Berührung steht, womit sie kriechstromfrei ist. Damit konnte ein Nachweis von Feldemission aus den EBID-Strukturen vorgenommen werden. Wie die Graphen in Abb. 6.25 zeigen, erreichen ab etwa 85 V Extraktorpotential ausreichend viele Elektronen die Anode, um einen Stromfluss oberhalb des Rauschbodens zu erzeugen. Dabei ist allerdings festzustellen, dass der Stromfluss zwischen Substrat und Extraktor um mehrere Größenordnungen oberhalb des Stroms zur Anode ist, was nicht zuletzt in der Schwierigkeit zur exakten Positionierung begründet sein kann. Auch die EBID-Strukturen unterliegen signifikanten Schwankungen im Emissionsverlauf über die Zeit.

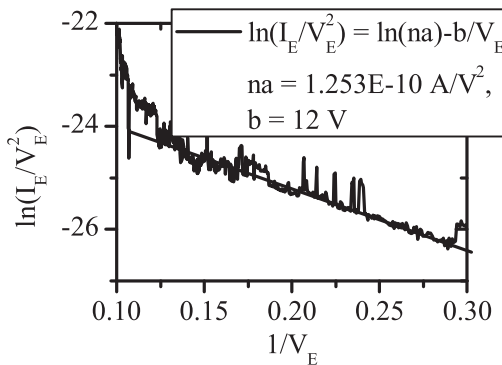
Im allgemeinen zeigte sich, dass der Elektronenstrahlprozess Einfluss auf die elektrische Stabilität der Extraktoren hatte. Während Extraktoren ohne



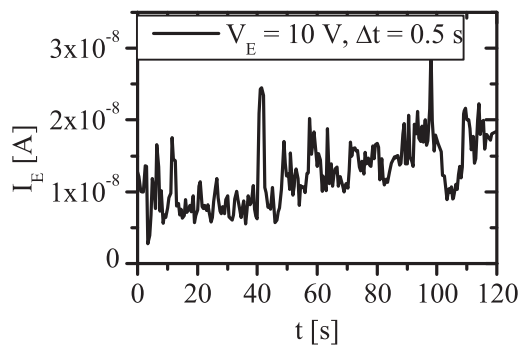
(a) I(V)-Charakteristik im Vorwärtsbetrieb



(b) Im Rückwärtsbetrieb kein Stromfluß ersichtlich



(c) FN-Charakteristik der Emission mit ausgeprägtem linearen Bereich



(d) Schwankungsverhalten des Extraktorstroms im Zeitverlauf

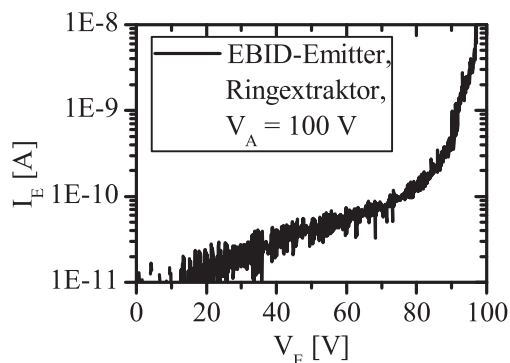
Abbildung 6.24: Emissionscharakteristik von geätzten Siliziumemittern in FIB-Implant Technik

Emitter bis ± 200 V stabil blieben, kam es beim Vorhandensein eines Emitters schon bei geringeren Spannungen zum Kurzschluss. Dass diese nicht direkt mit ggf. emittierten Elektronen zu tun haben, zeigt die Tatsache, dass diese Zusammenbrüche auch bei negativen Spannungsrampen auftraten.

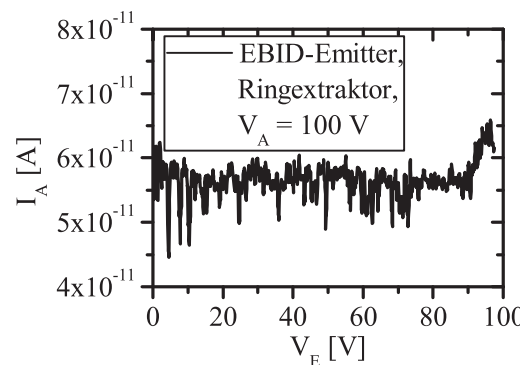
Generell bleibt festzuhalten, dass eine längerfristige Aufnahme von Emissionskennlinien aufgrund der geschilderten Phänomene in dieser Konstellation schwierig ist und sowohl Kriechströme als auch die Haltbarkeit freitragender Strukturen problematisch sind.

6.5.2 Selbstjustierende Extraktoren

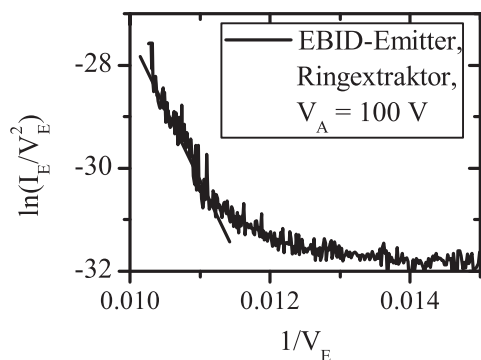
Um stabilere Extraktorstrukturen zu erhalten, die im Gegensatz zu freitragenden Extraktoren mit geringeren Dimensionen bei überstehenden Metallisierungen auskommen und zugleich einen geringeren Abstand zum Emitter besitzen, bietet sich das Konzept der selbstjustierenden Extraktoren an. Prozess-



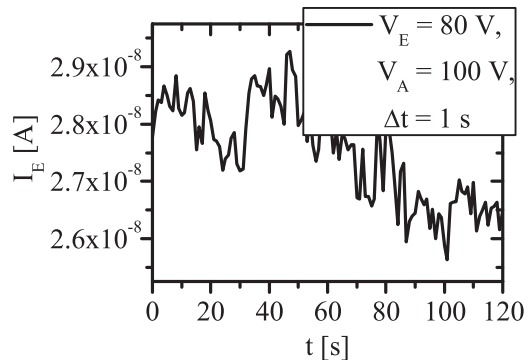
(a) I(V)-Charakteristik im Vorwärtsbetrieb



(b) I(V)-Charakteristik der Anode zum Nachweis von Feldemission



(c) FN-Charakteristik der Emission



(d) Schwankungsverhalten des Extraktorstroms im Zeitverlauf

Abbildung 6.25: Emissionscharakteristik eines metallischen EBID-Emitters in zentraler Position der Extraktoröffnung

bedingt handelt es sich hierbei allerdings ausschließlich um Ringextraktoren für Siliziumemitter, die dafür aber statt eines Extraktors für mehrere Emittoren einen separaten für jede einzelne Spitze vorsehen [Bet91].

Prozesstechnologie

Entgegen der Vorgehensweise für die Herstellung freitragender Emittoren wird auf einen Ätzschritt zur Entfernung der Oxidkappe auf dem durch Oxidation geschärften Emittor verzichtet (Abb. 6.26a-c). Abweichend zu Abb. 6.9 erfolgt auch die n^+ -Dotierung bereits vor dem Oxidationsschritt zur Schärfung der Konusform, aber weiterhin in 15 Minuten bei 950 °C aus einem phosphorhaltigen SOD (Abb. 6.26d). Der Dotierstoff wird bei der Oxidation damit weiter eingetrieben und sorgt für eine homogenere Dotierung des Konus. Grund für die Umstellung ist, dass die Oxidkappe auf der Oberseite der Spitze den gesamten Prozess hindurch erhalten bleiben muss, um die Metallisierung selbst-

justierend aufbringen zu können.

Die entstehende Oxidschicht auf den Flanken der Emitter dient zugleich als Isolatorschicht zwischen Extraktor und Substrat und beeinflusst den Abstand zur Emitterspitze. Somit muss eine ausreichend dicke Schicht gewachsen werden, um gut zu isolieren, sie darf aber auch nicht zu dick ausfallen, um zum einen den Extraktionsabstand nicht zu weit zu vergrößern und zum andern einen ausreichend großen Überhang des Oxiddeckels zu behalten, um den selbstjustierenden Metallisierungsprozess zu ermöglichen. Gute Ergebnisse lieferte für die aus Kap. 6.3.1 resultierenden Pyramidenstümpfe eine Oxidationszeit von 95 Minuten bei 1000 °C in mit Sauerstoff gesättigter Wasserdampf-atmosphäre.

Die Definition der Metallisierung erfolgt in einem Lift-Off-Schritt, mit dem die Lage der Kontaktpads definiert wird, so dass einzelne Arrays voneinander getrennt bleiben. Die Untersuchungen ergaben, dass das für freitragende Extraktoren verwendete Sputtern einer Platinschicht mit Titan als Haftvermittler aufgrund des mangelnden senkrechten Einfalls beim Sputtern und der hohen Ätzrate von Titan in Flusssäure nicht geeignet sind [Str08b]. Daher kommt als Metallisierung eine aufgedampfte Goldschicht mit Chrom als Haftvermittler zum Einsatz (Abb. 6.26e).

Abschließend erfolgt die Freilegung der Emitter. Durch den gerichteten Einfall des Metalls beim Bedampfen lassen sich die Oxidkappen, die die Emitter bedecken, mithilfe von Flusssäure entfernen, da diese an den Seiten der Deckel angreifen kann (Abb. 6.26f). Die Ätzung erfolgt in gepufferter Flusssäure idealerweise unter geringer Ultraschalleinkopplung innerhalb von 10 Minuten. Dabei spielt der Metallschichtstapel eine entscheidende Rolle, da bei zu geringer Dicke an den Kanten, an denen die Emitter in das Substrat übergehen, Flusssäure eindiffundieren kann. An dieser Stelle werden Taschen in das isolierende Oxid geätzt, was Kurzschlüsse zur Folge hat. In Andeutung ist dieses Phänomen in Abb. 7.8 zu erkennen. Zu dicke Metallisierungsschichten verhindern ein Abätzen der Oxiddeckel, da sich Material an den Seiten der Oxiddeckel ablagert und eine stabile Befestigung erzeugt. Als idealer Mittelweg stellte sich eine 300 Nanometer dicke Goldschicht mit 30 Nanometern haftvermittelndem Chrom heraus. Der gesamte Prozess ist zur Übersicht in Abb. 6.26 schematisch dargestellt, ein entsprechend gefertigtes Emitter Array zeigt Abb. 6.27.

Charakterisierung

Aufgrund der Struktur der integrierten Extraktoren ist im Gegensatz zu freitragenden Extraktoren eine von den Emittlern getrennte Betrachtung nicht möglich. Optische Untersuchungen nach Fertigstellung der Strukturen zeigen dagegen eine hohe Ausbeute der selbstjustierenden Extraktoren mit großer Gleichmäßigkeit über die gesamte Probe. Für den Erfolg entscheidend ist dabei die Größe der Oxidkappen, die von der ersten Lithographie definiert wird. Von ihr hängen alle nachfolgenden Prozessschritte hinsichtlich Ätz-,

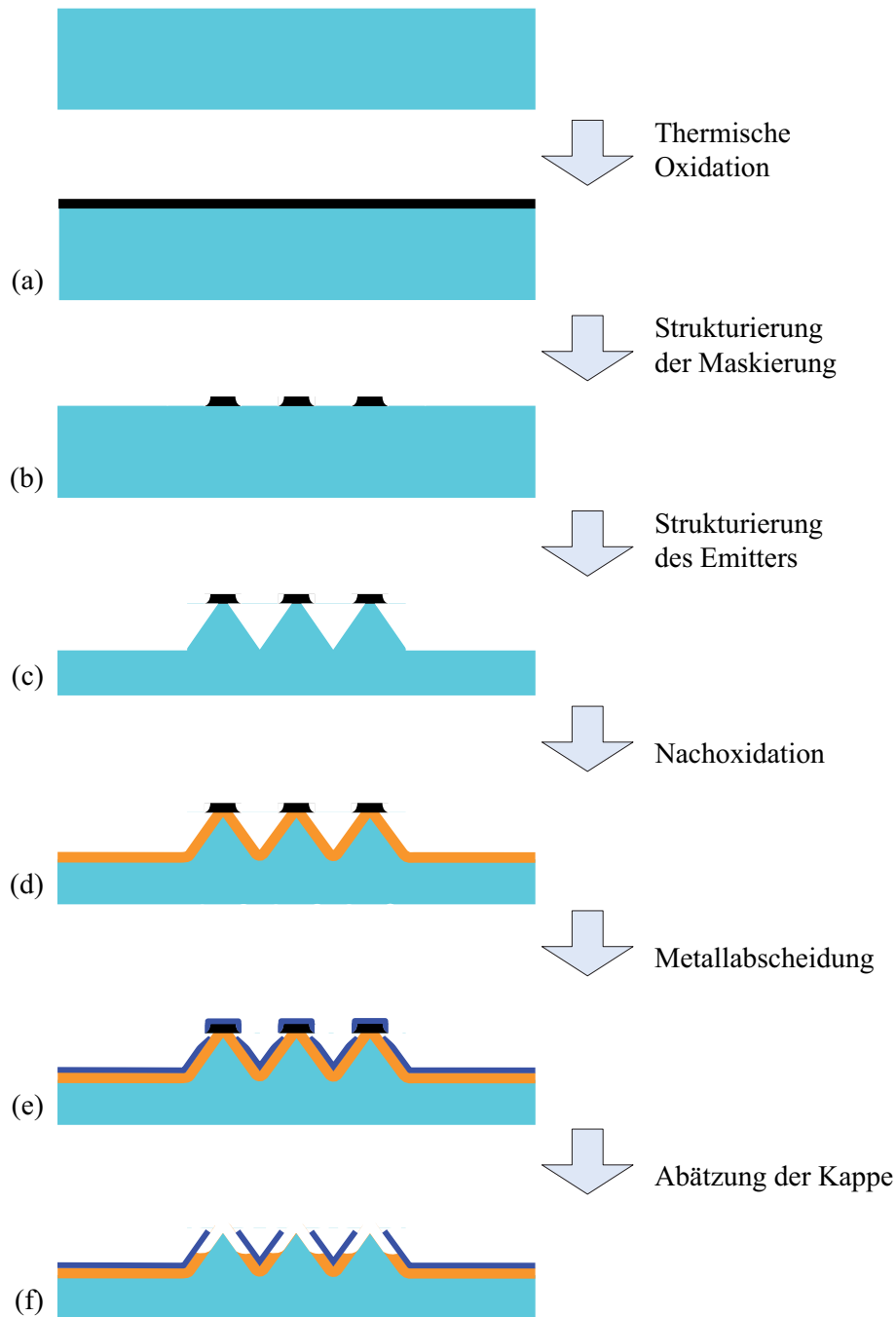


Abbildung 6.26: Schematischer Ablauf zur Herstellung von Emittlern mit selbstjustierenden Extraktoren nach [Bet91]

Oxidations-, und Abscheidezeiten ab. Mit den genannten Parametern sind Unterätzungen der Metallisierung von lediglich 200 bis 400 Nanometern möglich, der Abstand zwischen Emitter und Extraktor beträgt lediglich 300 Nanometer. Dabei treten nur in wenigen Fällen Kurzschlüsse oder nicht abgetragene Oxidkappen auf, die Ausbeute liegt nahe 100%.

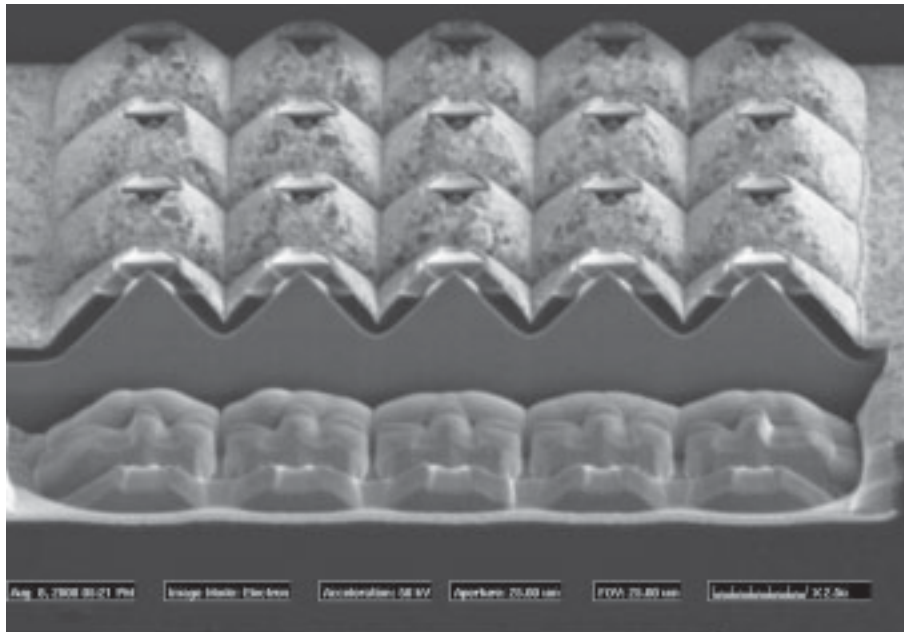


Abbildung 6.27: Querschnitt durch ein Array aus Emittern mit selbstjustierenden Extraktoren

Emissionsmessungen zeigten weniger gute Ausbeuten, allerdings konnten einzelne Strukturen durch Messungen identifiziert werden, die in Vorwärtsrichtung Emissionsströme bis zu 100 nA ergaben, während in Rückwärtsrichtung lediglich Messplatzrauschen zu verzeichnen war (vgl. Abb. 6.28). Allerdings waren die Lebensdauern auf wenige Sekunden begrenzt. Dabei zeigt sich das Phänomen, dass anders als bei freitragenden Extraktoren nicht Kurzschlüsse der begrenzende Faktor waren, sondern offenkundiger Abbrand der emittierenden Strukturen, da nach einmaliger Emission nur mehr ein Leerlauf zu vermessen war, was die in Kap. 2.3.3 dargelegte Degradationsthematik bestätigt. Nicht auszuschließen bleibt auch, dass die Emission nicht exakt am Ort der schärfsten Krümmung am oberen Ende der Emitter auftrat, sondern aus Rauigkeiten in deren Nähe, die noch höhere Feldüberhöhungsfaktoren erzielen konnten. Dies würde auch die stark schwankende Einsatzspannung, die zwischen 25 und 100 V lag, erklären.

Die linearen Kurvenverläufe für große Spannungsbereiche in FN-Darstellung zusammen mit der Diodencharakteristik liefern deutliche Anhaltspunkte dafür, dass es sich bei den aufgezeichneten Daten tatsächlich um Feldemission handelt. Allerdings erschwert die kurze Lebensdauer der Emitter weitere Untersuchungen, wie das Verhalten über die Zeit.

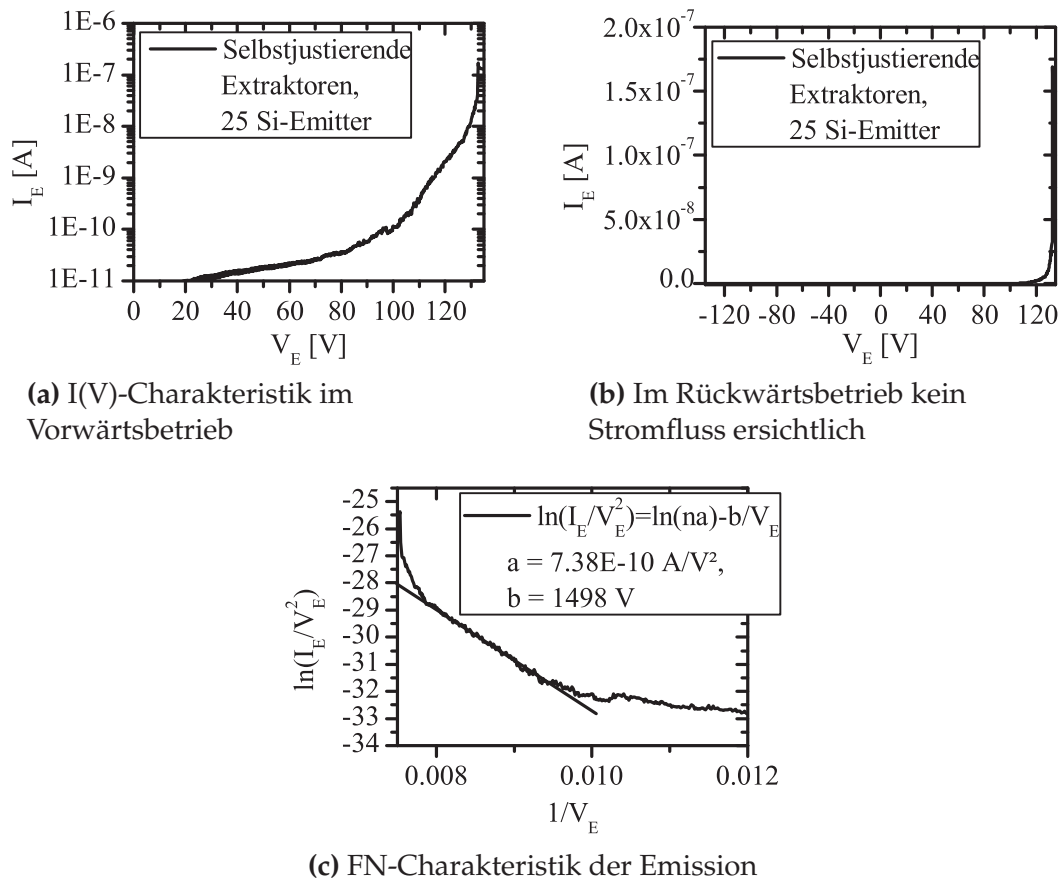


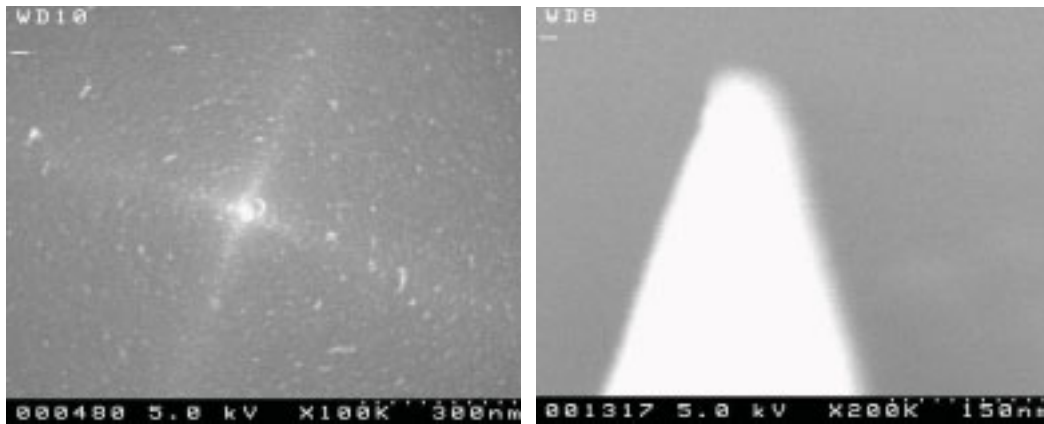
Abbildung 6.28: Emissionscharakteristik eines Arrays aus 25 Emittern mit selbstjustierenden Extraktoren

6.6 Ermittlung des Spitzenradius

Um Aussagen zur Qualität der Fertigung machen und verschiedene Herstellungsmethoden vergleichen zu können, ist die Kenntnis der Geometrie ein interessanter Anhaltspunkt. Während die makroskopischen Abmessungen wie Höhe, Flankenneigung oder Sockelgröße recht leicht mit optischen Mikroskopen und Stufenmessungen bestimmbar sind, stellt der Krümmungsradius an der Spitze eine größere Herausforderung dar. Deswegen soll im folgenden Kapitel genauer auf dessen Messung eingegangen werden.

6.6.1 Rasterelektronenmikroskopie

Im Rahmen der bildgebenden Verfahren stand ein Rasterelektronenmikroskop (REM) zur Verfügung, das mit bis zu 500000fachen Vergrößerungen detaillierte Aufnahmen der Oberfläche ermöglicht. Dabei sind sowohl Aufsichten als auch Ansichten mit bis zu 30° Neigungswinkel möglich. Unterstützt wurde



(a) Krümmungsradius unter 50 nm
für geätzte Siliziumspitze,
Basisgröße 2 μm

(b) Krümmungsradius etwa 30 nm
bei einem metallischen
EBID-Emitter, Höhe \sim 500 nm

Abbildung 6.29: Bestimmung der Krümmungsradien mithilfe von REM-Messungen für Silizium- und EBID-Emitter

dieses Verfahren durch die schon oben erwähnte FIB-Anlage, mit deren Hilfe Querschnitte durch die Emitter ermöglicht wurden.

Das REM zeigt dabei aufgrund seiner hohen Auflösung recht gut etwaige Oberflächenrauigkeiten. Wie erwartet bewegen sich diese für geätzte Spitzen in der Größenordnung weniger Nanometer. Aufgrund der in Vergrößerungsstufen jenseits von 50000 abnehmenden Tiefenschärfe ist eine klare Definition des Spitzenradius schwierig, allerdings lässt sich ein etwaiges Plateau auf der Oberseite recht gut erkennen. Zudem ist die Rundung in Schrägansicht schwer abschätzbar, so dass mit Sicherheit lediglich die Aussage getroffen werden kann, dass Krümmungsradien von weniger als 50 Nanometern erreicht werden können, aufgrund der Dimensionen der Rauigkeiten auf der Oberfläche ist aber eher von geringeren Radien im Bereich von 20 Nanometern auszugehen, wie Abb. 6.29a beispielhaft zeigt. Dabei sind optisch keine Unterschiede hinsichtlich der Oxidationsdauer im Arbeitsschritt zur Spitzenschärfung auszumachen. Sobald die Oxidationszeit lang genug ist, um keine Plateaus zurückzulassen, verschlechtern längere Zeiten die Emitteroberseite nicht mehr.

Aufgrund des höheren Aspektverhältnisses von EBID-Emittern war für diese eine genauere Bestimmung der Abmessungen möglich. Bei einer von der Abscheidezeit abhängigen Höhe von 100 bis 500 Nanometern und Durchmessern bis zu Minimalwerten von 50 Nanometern betrug der Krümmungsradius an der Spitze im Rahmen der Messgenauigkeit 10 bis 40 Nanometer, in der beispielhaft aufgeführten Abb. 6.29b beträgt der Radius etwa 30 nm.

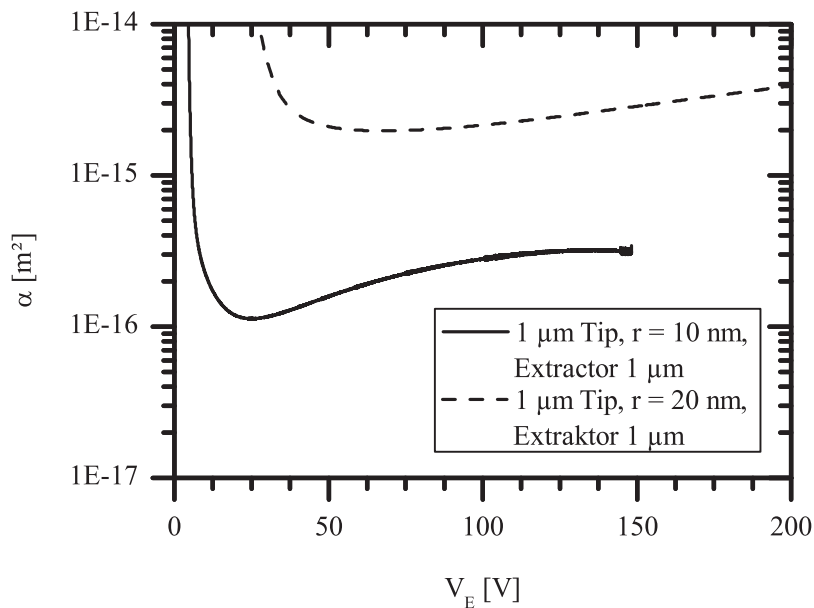


Abbildung 6.30: Berechnung der emittierenden Fläche am Beispiel der Simulationen des Basismodells und der Modifikation mit kleinerem Krümmungsradius aus Kap. 6.2

6.6.2 Rechnerische Extraktion aus der Kennlinie

In Kap. 2.3.1 wurde dargelegt, dass die Geometrie die Emissionskennlinie beeinflusst und dass es möglich ist aus der Ableitung der Emissionskennlinie einen Rückschluss auf die emittierende Fläche und damit den Krümmungsradius zu ziehen. Die Anwendung auf die in Kap. 6.2 vorgestellten Emittierer mit Krümmungsradien von 10 und 20 Nanometern unter der Näherung, dass die Spitze des Emittierers einer Halbkugel mit dem Krümmungsradius entspricht, ergab konsistente Ergebnisse. Die in Abb. 6.30 dargestellten Kurvenverläufe haben ein Minimum der emittierenden Fläche bzw. des Krümmungsradius bei $1.6 \cdot 10^{-16}$ und $2.5 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$, was ziemlich genau 10 bzw. 20 Nanometern Radius entspricht. Bei zunehmendem elektrischem Feld nimmt die emittierende Fläche zu.

Da in die Berechnung die Ableitung der Kennlinie eingeht, ist das Verfahren sehr empfindlich auf Rauschen in der Messung. Neben der systemimmanenten Rauschekopplung in Zuleitung und Messplatz kommt noch der Rauschanteil der Emission und die zum Teil kurze Lebensdauer der Emittierer-Extraktorkombinationen hinzu. Die resultierenden Kennlinien sind deutlich weniger glatt als die idealisierten Simulationen, womit die Berechnung des Krümmungsradius stark schwankende Ergebnisse ergibt und von Subnanometer bis hin zu mehreren tausend Kilometern schwanken kann. Abb. 6.31 zeigt die Berechnungen für das in Abb. 6.28 dargestellte Array mit freitragenden Extraktoren. Dafür wurde die resultierende emittierende Fläche be-

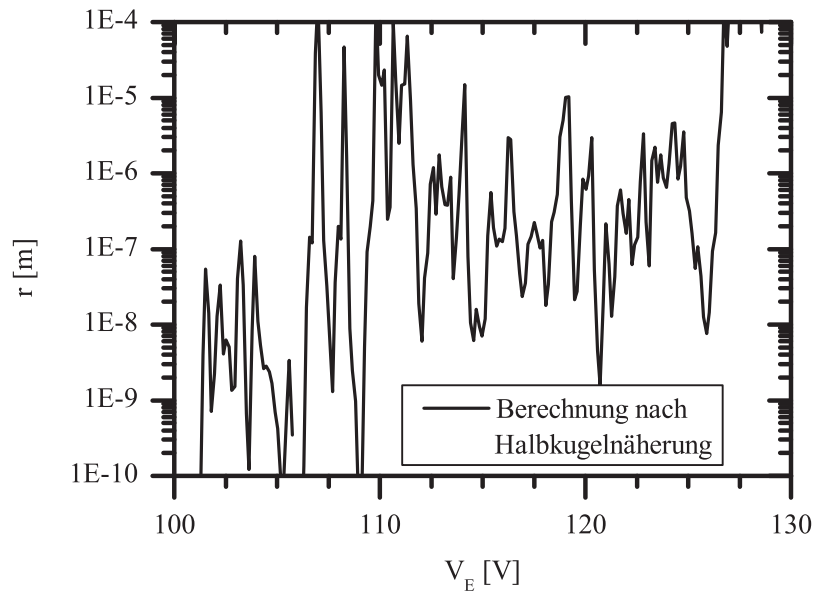


Abbildung 6.31: Berechnung des Krümmungsradius aus der Kennlinie für das in Abb. 6.28 gezeigte Emittor Array mit selbstjustierenden Extraktoren

reits zur besseren Anschaulichkeit nach der Halbkugelnäherung in einen Krümmungsradius umgerechnet.

Interpolationen oder Glättungs- bzw. Mittelungsalgorithmen können zwar angewandt werden und sinnvolle Ergebnisse liefern, allerdings hängt das Resultat sehr vom verwendeten Vorgehen ab, so dass entsprechende Darstellungen und Ergebnisse mit Vorsicht zu betrachten sind.

Kapitel 7

MOSFET-integrierte Feldemissionsspitzen

Auf den folgenden Seiten wird das in Kap. 4.4 vorgestellte Konzept der Emissionsstabilisierung durch eine serielle Verschaltung von Emitter und MOSFET dargestellt. Dabei werden die verschiedenen Konzepte in Form von externer Verbindung mit hochqualitativen Transistoren aus eigener Fertigung sowie die monolithische Integration in ein Bauelement überprüft und auf die in Kap. 6 erörterten Konzepte angewandt. Neben der Betrachtung der Emissionsstabilisierung wird dabei auch ein Augenmerk auf den Einfluss der Kombination beider Konzepte auf die individuellen Charakteristiken gelegt.

7.1 Funktionsweise und Aufbau

In der Technologie des Institutes, in dem die praktischen Arbeiten für diese Dissertation durchgeführt wurden, existiert ein Standard-Prozess zur Herstellung von MOSFETs [Osw04]. Dieser bildet die Grundlage für die MOSFET-Integration von Feldemissionsspitzen [Mau07]. In der Projektierungsphase, die parallel zu den Optimierungen an Feldemissionsspitzen stattfand, wurde Wert darauf gelegt, dass eine größtmögliche Vielfalt abgedeckt werden konnte. Insbesondere stand auch die Möglichkeit Wafer zu prozessieren, die nur Emitter oder nur MOSFETs enthielten, im Blickpunkt, um somit eine Erweiterung der Prozessfolge für Feldemissionsspitzen zu implementieren.

Damit wird die Möglichkeit geschaffen eine externe Verschaltung von MOSFETs und Emittern zu ermöglichen und so auch nicht integrierbare Ätztechniken wie beispielsweise die in Kap. 6.3 vorgestellte FIB-Implantationstechnik mit anschließender Kalilaugenätzung mit MOSFETs zu verbinden. Prinzipiell ist eine serielle Verschaltung von Emittern auch mit handelsüblichen MOSFETs möglich [Yok95], allerdings sind diese zumeist auf hohen On-Strom und weniger auf niedrigen Off-Strom optimiert, oder enthalten parallele Schutzdioden, die unter bestimmten Umständen das Verhalten der Emitter beeinflussen können. Beispielhaft sei der Typ BS170 [Nat] genannt, der

mit hohen Spannungen umgehen kann, wie sie im Drainfeld auftreten können. Deswegen stellen in der hauseigenen Technologie gefertigte Transistoren die geeignetere Wahl dar. Sie zeichnen sich durch Off-Ströme im Picoamperebereich und ein reproduzierbares Schaltverhalten aus (vgl. Kap. 4.4.1).

Für MOSFET-integrierte Emittoren sieht das Konzept vor jedem MOSFET bis zu vier Emittoren Arrays mit den in Kap. 6.1 festgelegten Abmessungen zuzuordnen. Dafür wird das Draingebiet der Transistoren entsprechend vergrößert, um Platz sowohl für die Emittoren samt Extraktorstrukturen als auch einen dedizierten Drainanschluss zu schaffen. Die detaillierten Maskendaten finden sich im Anhang. Zur Vorbereitung automatisierter Messungen ist eine Anordnung im Raster von einem Millimeter vorgesehen, wobei die Draingebiete, die das Gros der verwendeten Fläche ausmachen, eine maximale Ausdehnung von 970 Mikrometern besitzen, um einen ausreichenden Abstand zur nächsten Struktur zu behalten. Neben diversen Teststrukturen befinden sich somit 300 Transistoren mit insgesamt 930 Emittoren Arrays auf dem Wafer der Größe $30 \times 30 \text{ mm}^2$.

Über den integrierten Drainanschluss lassen sich die Emittoren Arrays auch unter Umgehung des MOSFETs kontaktieren, um diese separat zu untersuchen. Damit kann ein stabilisierender Einfluss des Transistors in der direkten Gegenüberstellung dargestellt werden. Ebenso kann ein Vergleich gezogen werden, inwieweit die Fertigung des Transistors, die bei siliziumgeätzten Emittoren nach der Ausbildung der Konen erfolgt, Einfluss auf die Emittoren hat. Demgegenüber lassen sich ebenso Vergleiche anstellen, wie sehr die Fertigung der Emittoren mit mehreren Mikrometer tiefen Ätzungen und im Vergleich zum Standardprozess sehr großen Drainfeldern Einfluss auf die elektrische Charakteristik des MOSFETs, insbesondere auf die Sperrwirkung der Bulk-Drain pn -Diode, hat. Gerade auf diese muss ein besonderes Augenmerk gerichtet werden, da sie maßgeblich das Sperrverhalten des Transistors beeinflusst und wie in Kap. 6 dargestellt Emissionsströme von nur wenigen Nanoampere zu regeln sind, was nur mit in Kap. 4.4.1 beispielhaft dargestellten hochqualitativen MOSFETs möglich ist.

7.2 Definition des Standardprozesses

Das grundlegende Fertigungskonzept sieht die Integration von siliziumgeätzten Emittoren mit freitragenden Extraktoren in Diodenkonfiguration in den MOSFET-Prozess vor. Dabei liegt die in Kap. 5.4 vorgestellte Struktur zugrunde. Die Fertigung der Emittoren erfolgt vor den MOSFET-Strukturen. Die auf die Spitzenfertigung in Abb. 6.9 aufbauenden Schritte zur Integration in den MOSFET sind in Abb. 7.1 zusammengefasst.

Ausgangspunkt stellen p -dotierte einkristalline Wafer mit $\{100\}$ -Oberfläche dar. Der spezifische Widerstand beträgt dabei $0.8 - 1.2 \text{ } \Omega\text{cm}$. Nach der Reinigung der Oberfläche in der Prozessfolge aus RCA-1 Reinigungslösung, HF-Dip und RCA-2 Reinigungslösung erfolgt eine 90-minütige

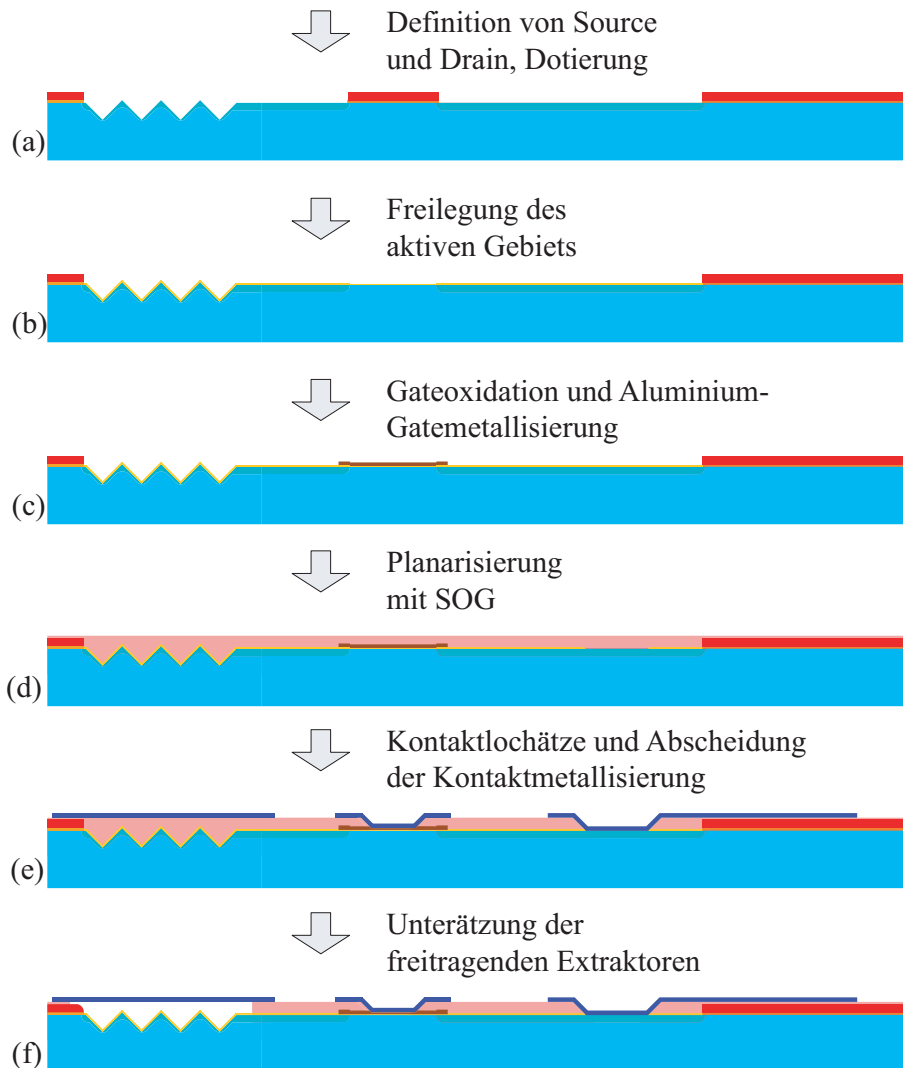


Abbildung 7.1: Schematischer Ablauf zur Integration von Feldemissionsspitzen mit freitragenden Exraktoren in den MOSFET-Prozess, aufbauend auf die Spitzenfertigung in Abb. 6.9

thermische Oxidation zur Erzeugung eines etwa 500 Nanometer dicken Feldoxids als Diffusionsbarriere, Bauelementisolation und Maskierungsschicht für die Emitterätzung.

Im ersten Lithographieschritt wird mithilfe gepufferter Flusssäure lokal das Feldoxid entfernt, so dass im Bereich der künftigen Draingebiete quadratische Oxidinseln verbleiben, der Rest der Scheibe aber weiter von Oxid bedeckt bleibt.

Somit greift die kristallrichtungsabhängige TMAH-Ätzlösung nur in diesen Bereichen an und lässt Pyramidenstümpfe unterhalb der Oxidquadrate entstehen. Die abschließende Schärfung erfolgt in einem weiteren Oxidationschritt, wie er bei der Fertigung einzelner Emitter gute Resultate hervorgeru-

fen hat.

Der zweite Lithographieschritt mit anschließender BHF-Ätzung entfernt sämtliches Oxid auf Emittlern sowie den Flächen für Source und Drain. Zur Definition der n^+ -Wannen wird ein phosphorhaltiges SOD aufgebracht und bei Hochtemperatur eingetrieben. Die Entfernung des SOD erfolgt in BHF (Abb. 7.1a).

Der Gatestack wird im dritten Lithographieschritt vorbereitet, womit das Oxid zwischen Source- und Drainwannen mittels BHF entfernt wird (Abb. 7.1b). In trockener Sauerstoffatmosphäre werden bei 1000 °C in 10 Minuten 20 Nanometer Gateoxid thermisch aufgewachsen. Die Gatemetallisierung wird durch aufgedampftes Aluminium hergestellt, welches im vierten Lithographieschritt in einem Phosphorsäure-Salpetersäuregemisch strukturiert wird (Abb. 7.1c).

Da die MOSFET-Strukturen hiermit grundsätzlich abgeschlossen sind, dient die abschließende Erstellung der Extraktorstrukturen auch der Herstellung der Kontaktstrukturen des Transistors. Dazu wird als Grundlage der in Kap. 6.5.1 ausgeführte Schichtstapel zur Planarisierung der Oberfläche aufgebaut (Abb. 7.1d) und mittels eines Lift-Off Prozesses die Titan-Platin-Metallisierung aufgebracht und wie beschrieben unterätzt, um freitragende Extraktoren zu erhalten (Abb. 7.1f). Dazwischen erfolgt einzig noch ein Maskenschritt, mit dem der SOG-Schichtstapel für die Durchkontaktierung der MOSFET-Anschlüsse mit verdünnter Flußsäure durchätzt wird (Abb. 7.1e).

7.3 Simulationen

Für die Simulation der Stromstabilisierung durch MOSFETs wurde das Simulationsmodell der Feldemissionsspitzen erweitert. Die Rotationssymmetrie um die Schnittachse des Emitters blieb dabei erhalten, was für den MOSFET die Konsequenz hat, dass er ebenfalls rotationssymmetrisch ist. Drain, Kanal und Source bilden daher konzentrische Ringe analog zu den Simulationen der MOS-Kapazitäten auf dem Drainfeld in Kap. 5.

Als Grundlage für das Simulationsmodell in Abb. 7.2 sollte eine den Simulationen des alleinigen Emitters entsprechende Konusform mit 20 Nanometern Krümmungsradius und einem Mikrometer Höhe in einen MOSFET mit zehn Mikrometern Kanallänge integriert werden. Aufgrund der Rotationssymmetrie ist eine Angabe der Kanalweite nicht so einfach möglich. Da im Standard-MOSFET der Kanallänge von zehn Mikrometern eine Kanalweite von 100 Mikrometern gegenübersteht, wurde zur Annäherung der aktiven Fläche ein Abstand von zehn Mikrometern zwischen Rotationsachse und Drain-Bulk-Übergang gewählt. Bei Definition der Kanalweite als Umfang dieses Rings ergibt sich für diese ein Wert von 63 Mikrometern. Die Fläche des aktiven Gebiets beträgt somit 1000 μm^2 . Die Dicke des Gateoxids wurde auf 20 Nanometer festgelegt.

So wurde zur einfachen Übersicht das Basis-Simulationsmodell aus

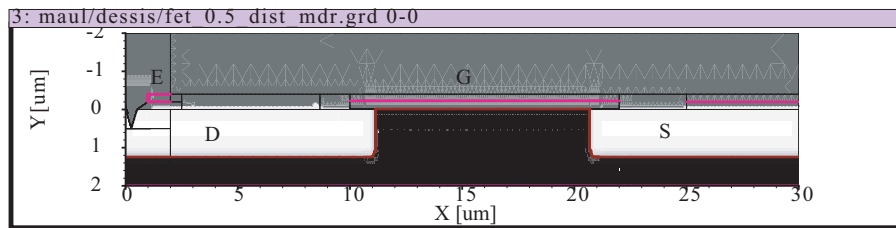


Abbildung 7.2: Zur Ordinate rotationssymmetrisches Simulationsmodell für MOSFET-gesteuerte Emission

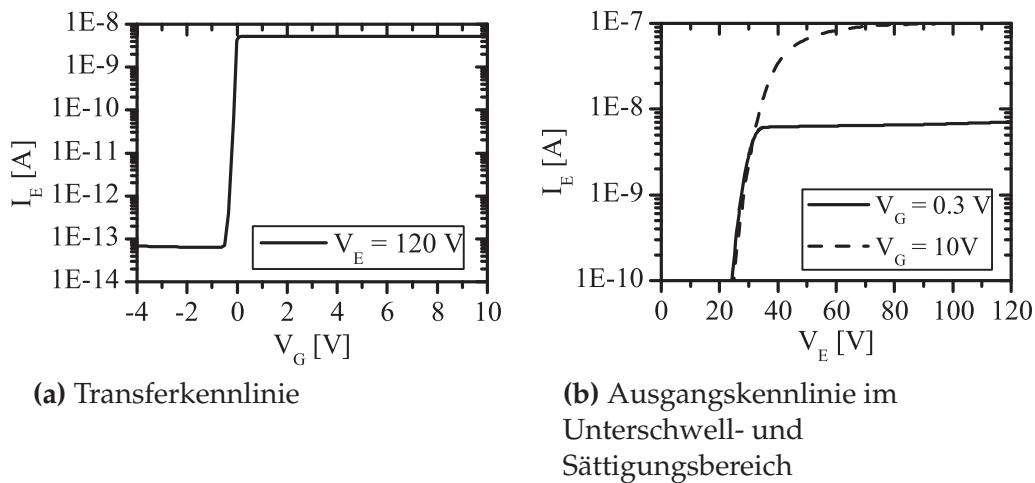


Abbildung 7.3: Elektrische Charakteristik der MOSFET-gesteuerten Emission der Struktur in Abb. 7.2

Kap. 6.2 um die genannte MOSFET-Struktur erweitert. Eine Transfer- und Ausgangskennlinie (vgl. Abb. 7.3) zeigt das erwartete Verhalten. Bei konstant gehaltener Extraktorspannung folgt die Kennlinie dem Transferverhalten vom Sub-nA-Bereich bis zu dem Gatepotential, ab dem der Transistor mehr Strom treiben als die Spitze emittieren kann. Dort knickt die Kennlinie ab und verbleibt auf dem der Extraktorspannung entsprechenden Niveau.

Auch bei konstanter Gatespannung zeigt die Ausgangskennlinie das erwartete Verhalten, indem sie abhängig vom Extraktorpotential der FN-Gesetzmäßigkeit folgt, bevor sie bei Erreichen des vom Gatepotential vorgegebenen Stromniveaus auf ein vom Extraktorpotential unabhängiges Niveau einschwenkt. Wird der Transistor dagegen im Sättigungsbereich betrieben, unterbleibt eine Begrenzung und die Emission folgt weiter der FN-Gesetzmäßigkeit.

Der Vergleich der beiden Kennlinien zeigt allerdings eine Inkonsistenz in Bezug auf das Begrenzungsniveau. Gemäß der Ausgangskennlinie müßte bei 120 V Extraktorpotential eine Limitierung in der Transferkennlinie bei höheren

Extraktorströmen stattfinden. Um Konvergenzprobleme des Simulators aufgrund der komplexen Struktur zu minimieren, zugleich näher an reale Bedingungen heranzurücken und die angesprochene Inkonsistenz aufzulösen, erfolgte eine Strukturdefinition in einer Erweiterung des Simulationsmodells mit dem Prozesssimulator Synopsys Sentaurus Process¹. Damit können verschiedene Prozessfolgen zur Integration überprüft, variiert und verglichen werden. Zur anschließenden Simulation des elektrischen Verhaltens kam wie bei den vorherigen Beispielen Sentaurus Device zum Einsatz.

Die Erstellung der Spitze erfolgt hierbei in einem simulierten isotropen Ätzschritt, der innerhalb des Simulators aufgrund der verwendeten Zylindersymmetrie vergleichbare Geometrien zum konstruierten Modell erzeugte [Rot07]. Zur Dotierung wird ein phosphordotiertes Oxid nach Ätzung der Spitze herangezogen. Aufgrund der durch die Ätzwanne bedingten komplexen Struktur gestaltet sich ein Wachstum des Gateoxids für den Simulator schwierig. Deswegen wird auf die Alternative der Oxidabscheidung zurückgegriffen. Bei einer Umstellung des Prozesses, mit der die Ätzung des Emitters erst nach der Dotierung erfolgt, entfällt diese Problematik, da für den Dotierstofftransport eine weniger komplexe Struktur berechnet werden muss. Aufgrund der Tiefe des Dotierprofils ist allerdings auch die Ätztiefe begrenzt, weswegen sich in der Umsetzung auf eine Spitzenhöhe von 400 Nanometern beschränkt werden muss (vgl. Abb. 7.4). Neben der Dotierung aus einem dotierten Oxid lässt sich die Dotierung auch über eine simulierte Implantation einbringen, was in der Praxis zu weniger Problemen bei Veränderungen am Dotierprofil führt, da die Simulation eines SOD nur über die geschilderte Näherung eines dotierten Oxids möglich ist. In der Simulation hat dieser Unterschied die Auswirkung, dass die Einsatzspannung des Transistors von etwa 0 V (SOD) zu etwa 3 V (Implant) verschoben wird. Je nach verwendeter Dotiertechnik zeigt sich dies auch in den in diesem Kapitel dargestellten Kennlinien.

Final erfolgt die Abscheidung von Aluminium als Gate- und Kontaktmetallisierung sowie der Oxid-Metallkombination zur Ausbildung eines freitragenden Extraktors.

Die elektrische Charakterisierung in Sentaurus Device ergab, dass speziell die Gitteranpassung im Bereich des pn -Übergangs auf Drainseite während der Prozesssimulation problematisch ist. Aufgrund der endlich feinen Gitterstruktur kommt es im Bereich des gerundet auslaufenden Dotierprofils zu Ecken und Kanten, die sich auch in Form der sehr ungleichmäßigen Dotierwanne in Abb. 7.4b darstellen, an denen daraus resultierend hohe elektrische Felder und scharfe pn -Gradienten auftreten können. Somit ist das Simulationsmodell auf Band-zu-Band-Rekombination empfindlich, welches in diesen Bauelementdimensionen in der Praxis keine Rolle spielt.

Auf diese Anomalien ist zurückzuführen, dass die simulierten Kennlinien Auffälligkeiten zeigen, die in der Praxis nicht auftreten (Abb. 7.5a). In der

¹Sentaurus Process ist der Nachfolger von ISE FLOOPS.

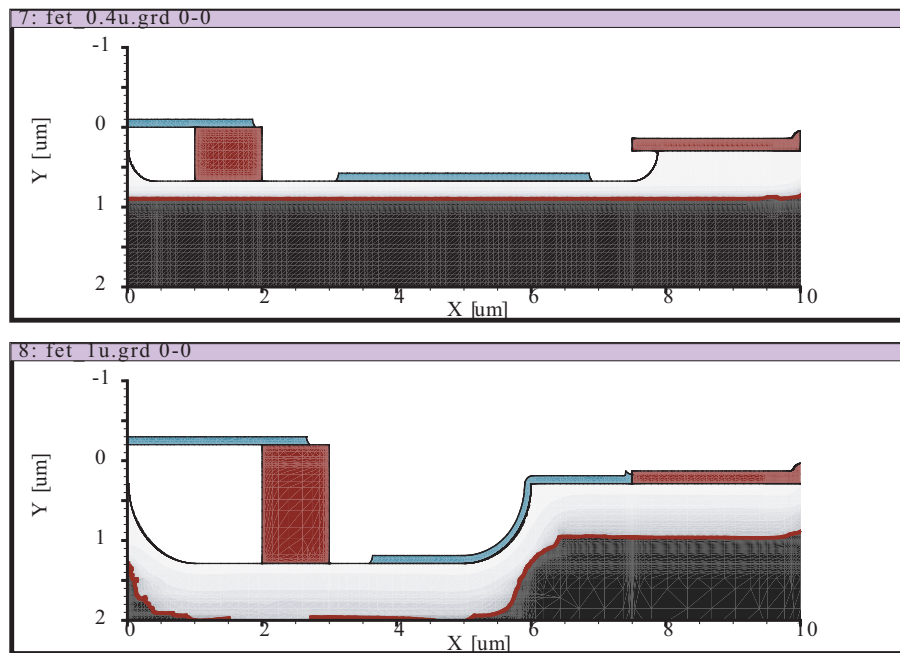


Abbildung 7.4: Untersuchte Prozessvarianten für in Simulation geätzte Spitzen
 (a) 400 nm Spitze, geätzt nach Dotierung
 (b) 1 μm Spitze, geätzt vor Dotierung

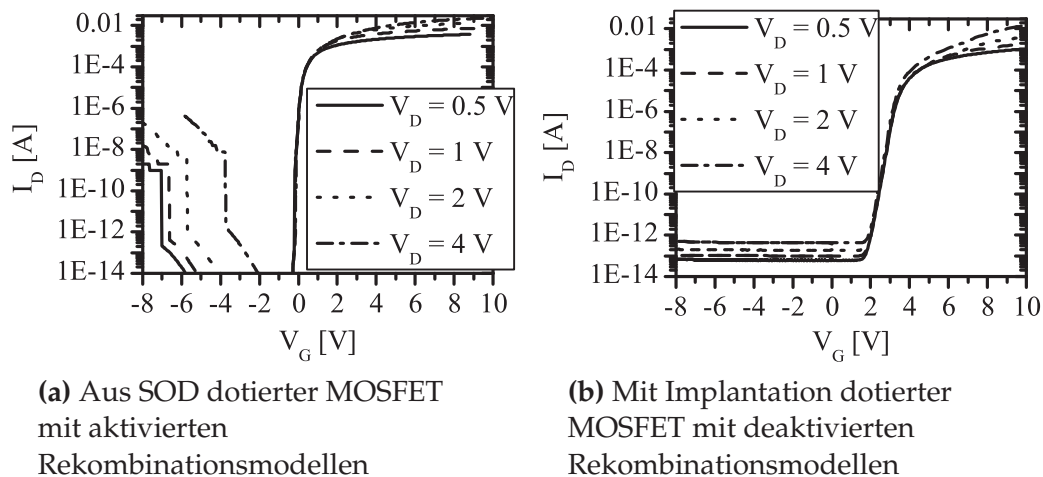


Abbildung 7.5: Auswirkungen von Rekombinationsmodellen auf Transferkennlinien prozesssimulierter MOSFETs aufgrund von Gittergenerationseffekten durch die Spitzenätzung

Transferkennlinie ist zu erkennen, dass im Off-Bereich der Transistoren unrealistische Ergebnisse errechnet werden, bis aufgrund von auftretender Band-zu-Band-Rekombination der Off-Strom bei negativen Gatepotentials ansteigt.

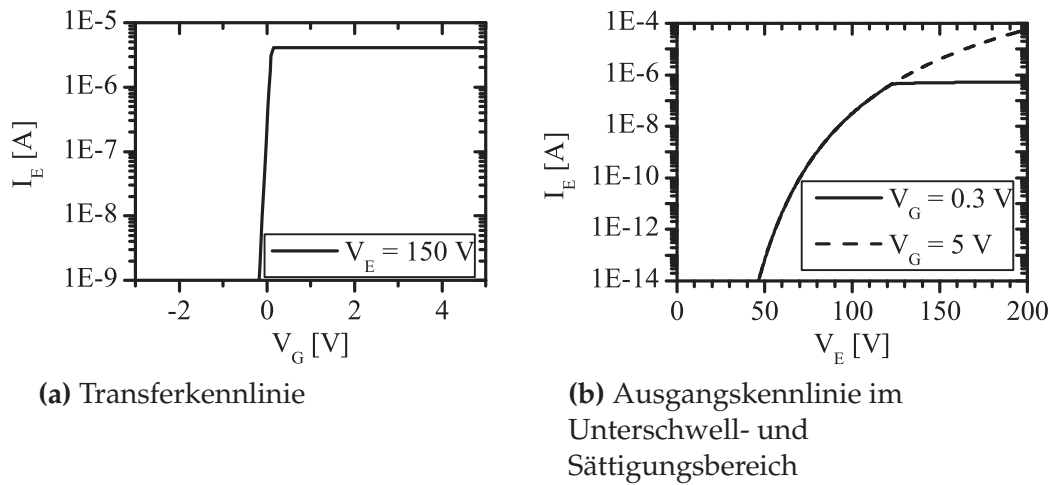


Abbildung 7.6: Elektrische Charakteristik einer MOSFET-integrierten 400 nm hohen, geätzten Spitze, äquivalent zu Abb. 7.4a

Bei Vernachlässigung der Band-zu-Band-Rekombination zeigen die Simulationen ein realistisches Transferverhalten (Abb. 7.5b).

Um die Strombegrenzung des MOSFETs einschätzen zu können, ist es notwendig die Emissionscharakteristik der Emittter zu kennen. Da aufgrund minimaler Abweichungen im Gitternetz der Prozesssimulation keine vollständige Gleichheit zwischen Emitttern mit und ohne MOSFET herzustellen ist, erfolgt die Betrachtung der Spitze über eine Kontaktierung des Draingebiets als Masseanschluss, während andererseits der MOSFET eingebunden wird, indem Source auf Masse gelegt wird und das MOSFET-Gate für den Betrieb im Sättigungsbereich (hier: +5 V) beschalten wird. Dabei zeigt sich, dass der MOSFET an sich in keiner der überprüften Varianten das Emissionsverhalten verändert.

Über die Variation der Gatespannung kann damit auch der Emissionsstrom beeinflusst werden, wie Abb. 7.6 zeigt. Wie erwartet, kann das Ausgangskennlinienfeld eine Regelung des Emissionsstroms darstellen. Der FN-Verlauf der Kennlinie endet, sobald der im Unterschwellenbereich betriebene MOSFET den Drainstrom begrenzt. In der Transferkennlinie kann ebenfalls die erwartete Abhängigkeit im Sättigungsbereich festgehalten werden.

7.4 Technologische Varianten

Wie schon in Kap. 6 angedeutet, erfolgte die Entwicklung von Feldemittern mit Hinblick auf die Implementierung in den MOSFET-Prozess.

Äquivalent zu den Modifikationen in der Entwicklung der Emittter können auch im MOSFET-integrierten Prozess statt freitragender Extraktoren Ringextraktoren implementiert werden. Auf diese Weise lassen sich neben mecha-

nisch stabileren Extraktoren für Siliziumemitter auch MOSFETs fertigen, in deren Ringextraktoren EBID-Emitter abgeschieden werden können. Für diese ist es auch möglich den SOG-Schichtstapel durch ein thermisch gewachsenes Oxid zu ersetzen, das nach der Dotierung von Source und Drain aufgewachsen werden kann und stabiler gegen laterale Unterätzung bei der Durchätzung des Oxids innerhalb der Extraktoröffnung ist.

Im Gegensatz zum Prozess für alleinige Siliziumemitter ist die Spitze bei der anschließenden Fertigung des MOSFETs weiteren Hochtemperaturschritten ausgesetzt, die durch Aufoxidieren nachteiligen Einfluss auf den Krümmungsradius haben können. Da bereits wenige Nanometer dickes Siliziumnitrid eine reproduzierbare Oxidationssperre darstellen, wurde untersucht, ob ein entsprechender Überzug auf den Emittern während des Hochtemperaturschritts zur Gateoxidation eine Verbesserung der Emittergeometrie bzw. des Emissionsverhaltens bewirken könnte. Hiermit konnte keine Verbesserung des Emissionsverhaltens erzielt werden, der Krümmungsradius konnte im Rahmen der Auflösungsgenauigkeit bei rasterelektronenmikroskopischer Untersuchung nicht signifikant kleiner im Vergleich zum Standardprozess bestimmt werden. Im Gegenzug sorgte die Implementierung aufgrund von im Prozess auftretenden Unterätzungen zu verringerten Ausbeuten bei der Funktionsfähigkeit der Transistoren, weswegen dieser Ansatz als nicht zielführend zu bewerten ist [Bib08].

Da sie gegen eine Schädigung durch Hochtemperaturschritte völlig unempfindlich sind, bietet sich auch die Implementierung von selbstjustierenden Extraktoren in den MOSFET-Prozess an. Der Prozessablauf ist in Abb. 7.7 in der Übersicht dargestellt. Aufgrund der technologischen Gegebenheiten ist hier allerdings eine weitergehende Umstellung der Standard-Prozessfolge notwendig. Da die Oxidkappen auf den Emittern bis zum Ende erhalten bleiben müssen und das zur Schärfung der Emitter dienende Oxid auch die Isolation des Extraktors darstellt, muss die *n*-Diffusion vor der Oxidation erfolgen (Abb. 7.7a-d). Dies zieht die Notwendigkeit nach sich, das Feldoxid in den Bereichen von Source und Drain ebenfalls frühzeitig zu entfernen. Dabei dürfen im Gegensatz zum Standardprozess die Oxidkappen nicht entfernt werden, was in der Lithographie entsprechend berücksichtigt werden muss.

Nach der Lithographie zur Freilegung des aktiven Gebiets folgt die Gateoxidation (1000 °C, 10 Minuten, trocken, 20 Nanometer) und -metallisierung in Form von Aluminium äquivalent zum Standard-Prozess (Abb. 7.7e). Die SOG-Schicht als Intermetall-Dielektrikum wird im Bereich der Emitter nasschemisch wieder vollständig entfernt, um die zweite Metallisierung definiert auf das thermische Oxid aufbringen zu können. Diese besteht aus der für diesen Prozess bewährten Cr/Au-Kombination, die in Lift-Off-Technik aufgebracht wird. Sie stellt zugleich die Metallisierung für die Anschlusskontakte des Transistors dar (Abb. 7.7f). Die Entfernung der Oxiddeckel erfolgt analog zum Herstellungsprozess der Emitter ohne MOSFET (Abb. 7.7g).

Problematisch an dieser Prozessfolge ist die Notwendigkeit für häufigen

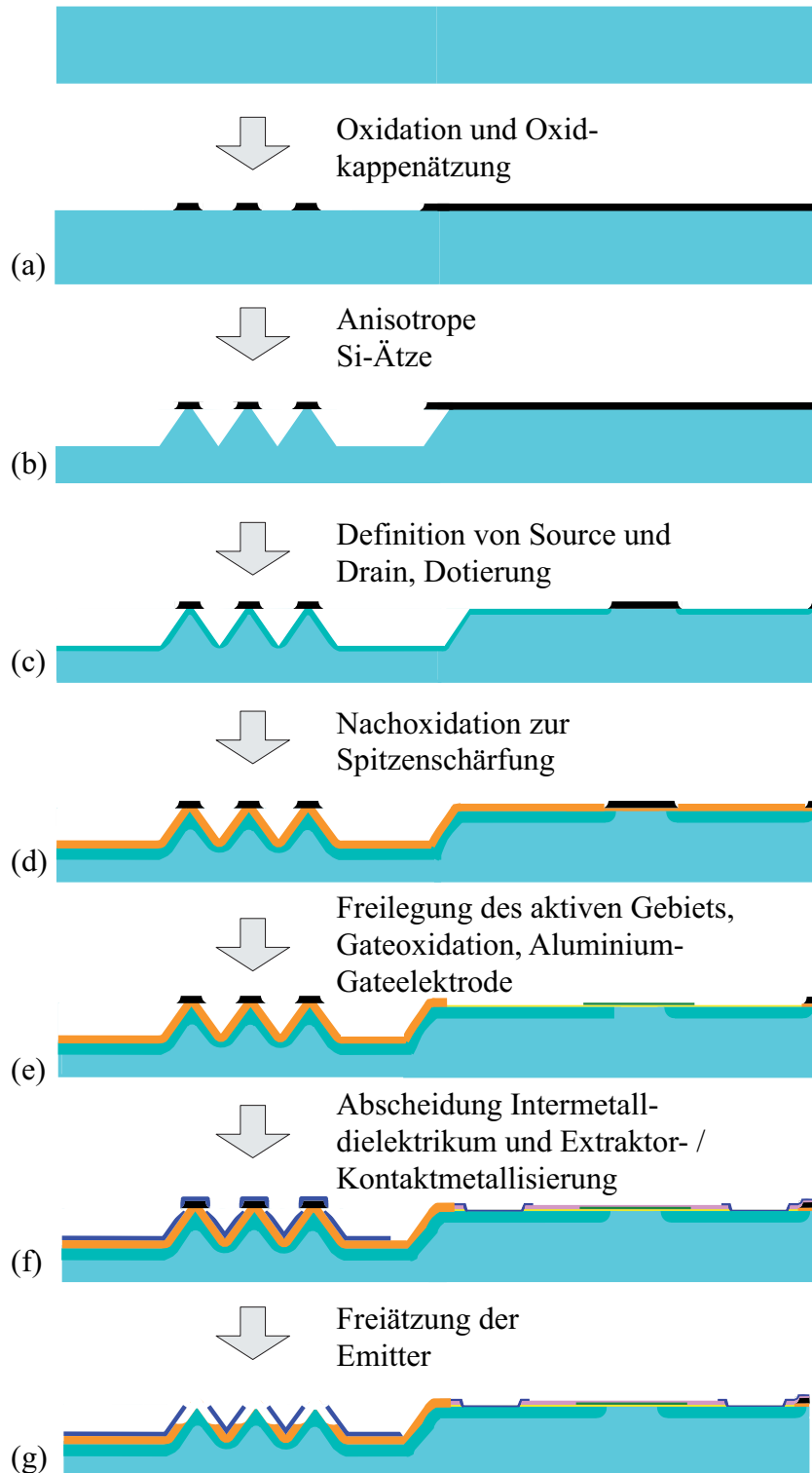


Abbildung 7.7: Prozessablauf für MOSFET-Integrierte Emitter mit selbstjustierenden Extraktoren

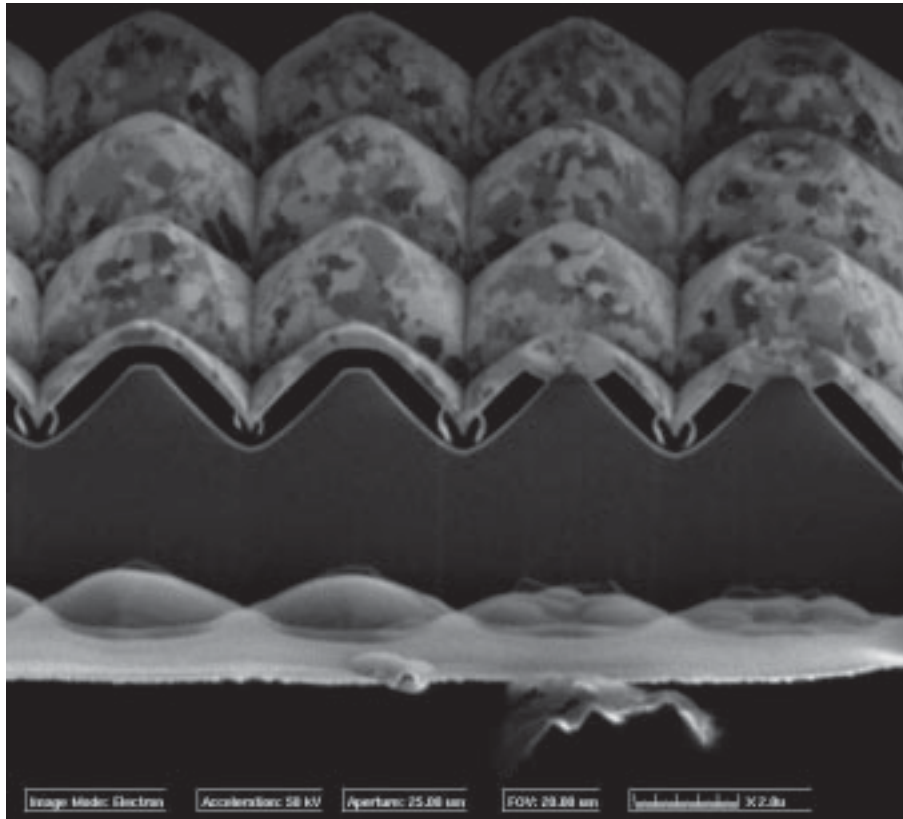


Abbildung 7.8: Verlorene Oxidkappen im MOSFET-integrierten Emitterprozess mit selbstjustierenden Extraktoren an zwei verschiedenen Zeitpunkten der Herstellung

Flusssäureinsatz nach der Ätzung der Emitter, im Nämlichen für die Entfernung des SOD, Definition von Source und Drain, Freilegung des Gatestegs, SOG-Entfernung und Kontaktlochätze. Hier zeigt sich, dass die Bedeckung der exponierten Strukturen mit Photoresist nicht ausreichend ist, um ein Angreifen der Flusssäure zu verhindern. In der Konsequenz geht eine signifikante Zahl von Oxiddeckeln zu verschiedenen Zeitpunkten während des Prozesses verloren, was die Ausbeute für emittierende Strukturen auf nahezu Null senkt. Abb. 7.8 zeigt ein beispielhaftes Array im Querschnitt, bei dem zwei nebeneinander liegende Emitter zu unterschiedlichen Zeitpunkten die Oxidkappen verloren haben. Während links bereits vor dem Nachoxidierschritt die Emitterspitze freilag, verblieben die rechten bis mutmaßlich zum HF-Ätzschritt vor der Gateoxidation vorhanden.

Durch einen Verzicht auf ein dediziertes Gate-Oxid sowie auf ein Intermetall-Dielektrikum und Nutzung des bei den ohnehin notwendigen thermischen Prozessen entstehenden Oxids über dem Kanal reduzieren sich die notwendigen Flusssäure-Ätzschritte auf Entfernung des SOD und die Kontaktlochätze. Diese Variante wird ebenfalls untersucht.

7.5 Elektrische Charakterisierung

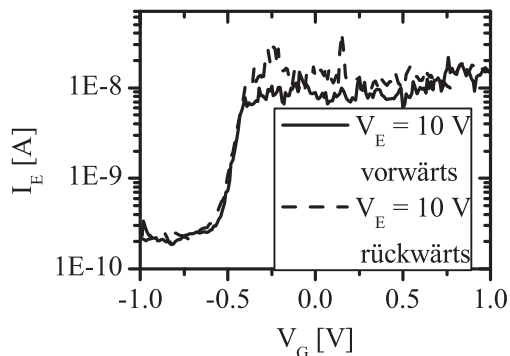
7.5.1 Extern verbundene MOSFETs

Die elektrischen Charakteristiken der im vorherigen Kapitel dargestellten Feldemitter bilden die Grundlage der Untersuchungen zur Stromstabilisierung durch MOSFETs. Der einfachste Fall wird dabei durch eine Verschaltung aus Emitter-Array und Transistor ermöglicht. Aufgrund der mangelnden Integrierbarkeit und der guten Lebensdauererwartung kam hierfür die Kombination aus FIB-implantierten und KOH-geätzten Emittern aus Kap. 6.5.1 zum Einsatz. Für die Steuerung wurde auf einen Standard-MOSFET zurückgegriffen. Seine Transferkennlinie ist in Abb. 4.7a dargestellt. Die Verbindung wird über eine isolierte Kabelverbindung zwischen dem Drainkontakt des MOSFETs und dem Substrat des Emitters hergestellt.

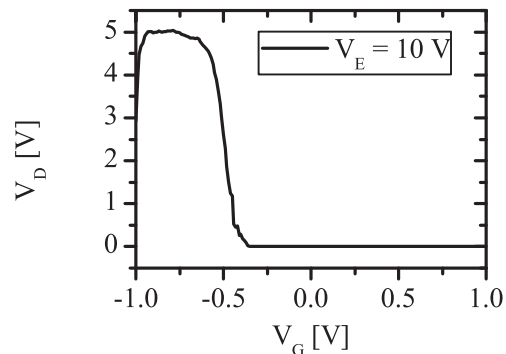
In der externen Verschaltung konnte eine vollständige Charakterisierung hinsichtlich der Emissionssteuerwirkung erreicht werden. Abb. 7.9 zeigt die zugehörigen Kennlinien. Die Transferkennlinie, die in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung durchlaufen wurde, zeigt bei konstantem Extraktorpotential, dass der emittierte Strom vom Gatepotential abhängt. Eine Hysterese ist nicht festzustellen. Im Unterschwellenbereich des MOSFETs ist zudem eine signifikant geringere Schwankung des Emissionsstroms zu bemerken. Während im Sättigungsbereich Schwankungen von mehreren 10 Nanoampere auftreten, die denen des freilaufenden Emitters in Abb. 6.24 entsprechen, sind sonst lediglich Ausschläge in der Größenordnung von Picoampere zu verzeichnen, deren Ursache zum Großteil in Leitungskapazitäten liegen dürfte.

Das Ausgangskennlinienfeld, in dem eine Spannungsrampe am Extraktor bei verschiedenen Gatepotentialen in der Nähe der Einsatzspannung durchlaufen wurde, kann die Steuerwirkung des Transistors ebenfalls bestätigen. Bei ausreichend niedrigen Gatepotentialen kann auch durch Erhöhung des Extraktorpotentials keine Erhöhung des Emissionsstroms bewirkt werden. Erst in Betriebspunkten, in denen der Transistor ausreichend Strom treiben kann, folgt die Kennlinie der FN-Gesetzmäßigkeit.

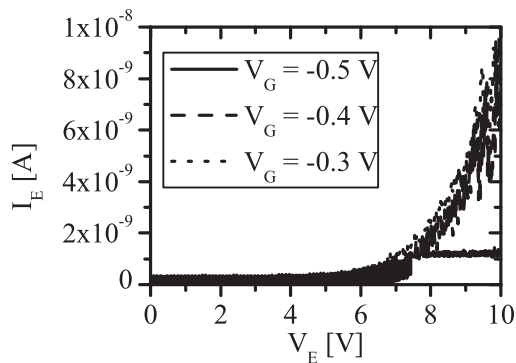
Die Darstellung im Zeitverlauf mit konstantem Extraktorpotential bei verschiedenen Gatepotentialen in Abb. 7.9d zeigt, dass der Emissionsstrom auch über längere Zeit geregelt und die Stromstärke nach Belieben eingestellt werden kann. Jeder vermessene Zeitabschnitt hat in der Darstellung eine Länge von 240 Sekunden. Entsprechend des Gatepotentials stellt sich ein Stromniveau ein; dabei ist auffällig, dass es über die Dauer der Messung immer noch zu Schwankungen, vorwiegend unterhalb des eingprägten Stromniveaus, kommt. Da der Strom nach oben hin begrenzt ist, aber die Messungen an freilaufenden Emittern gezeigt haben, dass die Schwankungen über mehrere Größenordnungen gehen können, ist dieses Phänomen verständlich. Bei höheren Gatepotentialen zeigen die Emitter verglichen mit freilaufenden Emittern identisches Verhalten, da der Transistor mehr Strom treiben, als durch den Emitter austreten kann. Dabei ist deutlich zu erkennen, dass durch die Wahl



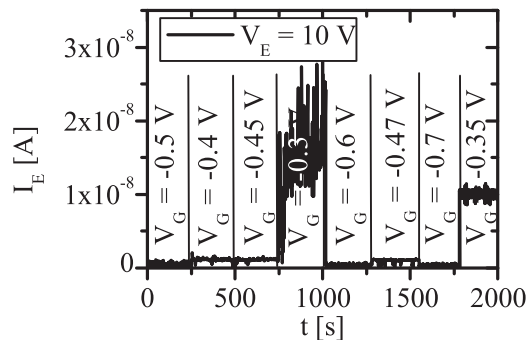
(a) Transferkennlinie der Emission im Vorwärts- und Rückwärtsverlauf



(b) Resultierendes Drainpotential des MOSFETs in Abhängigkeit vom Gatepotential



(c) Ausgangskennlinienfeld der Emission



(d) Schwankungsverlauf über die Zeit bei verschiedenen Gatepotentialen des MOSFET

Abbildung 7.9: Emissionscharakteristik von geätzten Siliziumemittern in FIB-Implant Technik aus Abb. 6.24 mit externem MOSFET

des Gatepotentials beliebige Emissionsniveaus zwischen Off- und On-Zustand des Transistors ausgewählt werden können.

7.5.2 MOSFET-integrierte Emittter

Einfluss des Transistors auf die Emittter

Aufgrund der in Kap. 6 geschilderten Stabilitäts- bzw. Lebensdauerproblematiken erwies sich die Vermessung der MOSFET-Steuerwirkung an integrierten Emitttern als schwierig und weniger eindeutig als im Beispiel mit extern verbundenem MOSFET.

In Zusammenhang mit freitragenden Extraktern war festzuhalten, dass sich das Transferverhalten der MOSFETs nicht in der Emission abbilden ließ. Obwohl mehrfach ein Verhalten ähnlich dessen einer Transferkennlinie

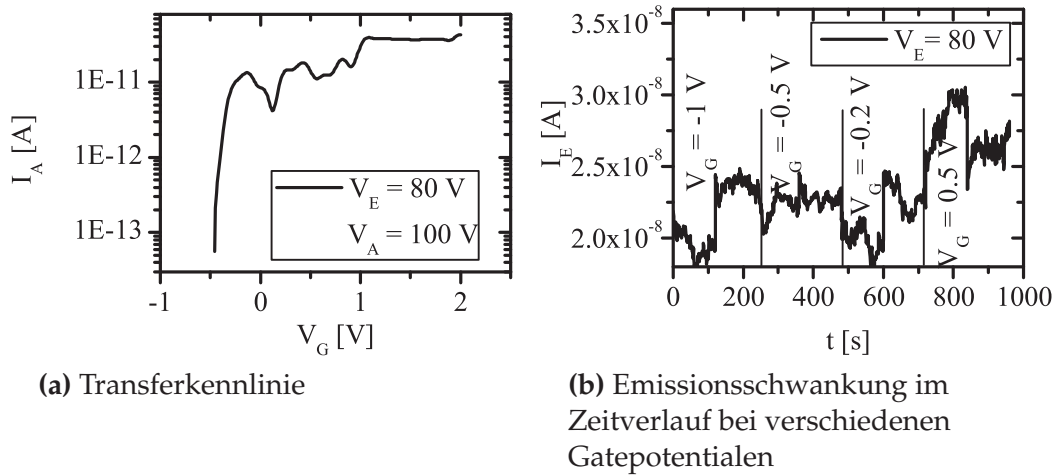


Abbildung 7.10: Emissionscharakteristik des MOSFET-integrierten EBID-Emitters aus Abb. 6.25

zu erkennen war, bewegte sich der Emissionsstrom im Unterschwellenbereich deutlich oberhalb dessen, was von den Transistoren zu erwarten wäre. Grundsätzlich führen die hohen für eine Extraktion notwendigen Spannungen beim Zusammenbruch des Extraktors und dem darauffolgenden Kurzschluss mit dem Draingebiet des Transistors unweigerlich zur Zerstörung des Gateoxids, was den Transistor unbrauchbar macht und damit auch einen Vergleich zwischen den in einen MOSFET integrierten Arrays verhindert.

Die EBID-Struktur, an der in Kap. 6.5.1 in Konfiguration mit zusätzlicher Anode Emission gemessen wurde, konnte auch hinsichtlich des Steuerungsverhalten durch den zugehörigen MOSFET untersucht werden. Die grundlegenden Messungen sind in Abb. 7.10 dargestellt. Hier zeigt sich ein deutlicher Unterschied zwischen Off- und On-Zustand an der Anode, allerdings auf sehr niedrigem Niveau von nur einigen Femtoampere. Im zeitlichen Verlauf konnte eine Abhängigkeit vom Gatepotential nur am Extraktor nachgewiesen werden. Bemerkenswert ist an dieser Stelle die Tatsache, dass der Transistor während dieser Messung seine Charakteristiken veränderte und sich die Einsatzspannung von etwa 0 V hin zu 4 V verschob, sowie das Sperrverhalten stark nachließ. Da auch die Emissionsstruktur anschließend signifikanten Stromfluss in Rückwärtsrichtung aufwies, kann eine Schädigung durch Leckströme angenommen werden. In der Folge könnte zumindest die Darstellung des Zeitverlaufs dadurch bereits beeinflusst sein und kann nicht den Anspruch auf unumschränkte Emissionsdarstellung erheben. Die Messungen fanden mit jedem Gatepotential in einem Intervall von 240 Sekunden statt.

Aufgrund der Problematik mit verlorenen Oxiddeckeln während der MOSFET-Herstellung war es bis zum Abschluss dieser Arbeit nicht möglich mit auf den Standardprozess aufbauenden selbstjustierenden Extraktoren gesteuerte Feldemission nachzuweisen.

Die vom Standardprozess abweichende Variante mit reduziertem Flusssäureeinsatz zeigte hinsichtlich der Freilegung der Emitter Verbesserungen, die Oxiddeckel hatten bis zu ihrer dedizierten Abätzung Bestand. Allerdings zeigten die gefertigten MOSFETs kein Schaltverhalten. Ursächlich dafür war hauptsächlich eine Schädigung der Gatemetallisierung im Prozess durch lange Ätzzeiten bei der Kontaktlochätze und Eindringen der Flusssäure unter den Fotolack im Gatebereich.

Einfluss der Emitter auf den Transistor

Aus der Implementierung der Emitter in den MOSFET-Prozess und die damit notwendigen Änderungen am MOSFET-Standardprozess ergibt sich die Möglichkeit, dass diese Transistoren ein anderes Verhalten zeigen. Speziell durch die im Verhältnis sehr großen Drainfelder, und damit der Grenzfläche am pn -Übergang, könnte insbesondere das Sperrverhalten der Transistoren beeinträchtigt sein, womit höhere Leckströme über die Bulk-Drain-Diode fließen. Weitere Beeinträchtigungen sind bei der Ätzung der Emitter durch die Gräben im Silizium und das tiefe Eindiffundieren der n -Wannen sowie durch die Oxidation zur Schärfung der Emitter in einzelnen Varianten möglich. Da in den vorgestellten Integrationsprozessen ohnehin aus Rücksicht auf die CMOS-Kompatibilität auf Alkali-basierte Ätzen verzichtet wurde, sind daraus resultierende Einsatzspannungsverschiebungen auszuschließen.

Tatsächlich zeigte sich, dass die bestehende MOSFET-Technologie sehr robust auf die Modifikationen reagiert. Durch die Fokussierung auf Transistoren mit einem identischen Kanallänge-zu-Kanalweiterehältnis von 1:10 konnte sowohl in der Technologie für freitragende als auch selbstjustierende Exraktoren reproduzierbar ein Off-Strom von weniger als 100 Picoampere erreicht werden, was Voraussetzung für die Regelung des Emissionsstroms in der Größenordnung von Nanoampere ist. Als Regelbereich steht in allen Technologien eine Spanne zwischen On- und Off-Strom von 7 und mehr Dekaden zur Verfügung.

Die Einsatzspannung ist auf jeder Probe als stabil zu erachten und liegt jeweils um 0 V. Aufgrund der Messmethodik mit 100 mV Diskretisierung ist eine Spannweite von ± 50 mV möglich. Die Unterschwellsteigung schwankt auf jeder einzelnen Scheibe ebenfalls nur wenig, liegt variantenübergreifend aber typischerweise zwischen 80 mV/Dekade und 120 mV/Dekade.

Es zeigte sich, dass die Schwankungsbreite innerhalb jeder Technologievariante, einschließlich des MOSFET-Standardprozesses, aufgrund von Einflüssen in der Fertigung größer ist als die Unterschiede zwischen den verschiedenen Möglichkeiten zur Fertigung MOSFET-integrierter Feldemitter.

Damit kann festgehalten werden, dass MOSFETs dazu geeignet sind, Feldemission zu steuern und zu regeln.

Kapitel 8

Diskussion - Stärken und Schwächen der Konzepte

In dieser Arbeit konnte erfolgreich die Regelbarkeit von Emissionsströmen durch MOS-Feldeffekttransistoren gezeigt werden. Dabei wurden die Ergebnisse früherer Arbeiten zum Teil bestätigt und bestehende Ungereimtheiten der bisherigen Veröffentlichungen, so weit dem Autor bekannt, vermieden, indem stets der aus der Kombination von Feldemissionsspitze und MOSFET fließende Strom betrachtet wird. Damit konnte sichergestellt werden, dass nur Ströme bewertet werden, die tatsächlich an Extraktor bzw. Anode ankommen. Eine ausführliche Analyse verschiedener Geometrien und Technologievarianten, sowohl als Prozess- als auch elektrische Simulation, liefert erstmals ein zusammenhängendes Bild der Funktionsweise.

Im Gegensatz zu bisherigen Arbeiten wurde bei der Bewertung der Messergebnisse großer Wert darauf gelegt, Fehleinschätzungen durch Leckströme auszuschließen, speziell durch Bewertung des Diodenverhaltens, da Feldemission nur mit positiven Extraktorpotentialen gegenüber dem Emitter möglich ist.

Die Erkenntnisse dieser Arbeit zeigen, dass die Emitterstruktur die eigentliche Herausforderung darstellt, während die MOSFET-Implementierung nach einigen Anpassungen an die gewöhnliche Technologie zur Herstellung der Transistoren reproduzierbar gelingt. Daher kam die ausgiebige Technologieentwicklung, speziell im Bereich der Lithographie, der Opferschichttechnologie, der Metallisierung und selektiven Ätztechniken, in erster Linie der Optimierung der Feldemitter zugute.

Dabei konnte im Vergleich verschiedener Ätztechniken mit nasschemischer anisotroper Ätzung in Isopropanol-versetzter TMAH-Lösung ein reproduzierbarer Ätzprozess entwickelt werden, der Feldemitter mit nur wenigen Nanometern Krümmungsradius aus einem Siliziumeinkristall erzeugt und die Grundlage für die MOSFET-Implementierung bildet. Auch mit Kalilauge und Trockenätztechniken konnten ähnliche Krümmungsradien erreicht werden, allerdings sind sie aufgrund von Kaliumionen respektive geringer Selektivität im Ätzprozess nicht ideal für die Implementierung den weiteren Prozess (vgl.

Kap. 6.3).

Es hat sich gezeigt, dass das Konzept freitragender Extraktoren in Kap. 6.5 aufgrund seiner Flexibilität und der Möglichkeit zur Einstellung des Abstandes zwischen Emitter und Extraktor über den Schichtstapel statt durch Lithographie über ein hohes Potential verfügt. Allerdings leidet das Konzept unter Problemen mit der mechanischen Stabilität der Extraktoren. Letztere konnte zwar durch die Umstellung auf Ringextraktoren verbessert werden, trotzdem blieb eine hohe Leckstromempfindlichkeit bestehen. Dazu kommt, dass durch die Ringextraktoren die makroskopische Feldstärke an der Spitze der Emitter durch den größeren Abstand reduziert wird.

Im Gegenzug ermöglichen die Ringextraktoren die Implementierung von EBID-Emittern (s. Kap. 6.4). Diese bieten minimale Krümmungsradien noch unterhalb der geätzter Siliziumemitter bei deutlich schärferen Aspektverhältnissen. Durch die Abscheidung aus der Gasphase mithilfe eines Elektronenstrahls scheint es in der hier verwendeten Anordnung zu feinsten Metallablagerungen zu kommen, so dass vormals stabile Ringextraktoren, eventuell beim Einsetzen der Feldemission, zu Kurzschlüssen neigen.

Die Kombination aus kleinstmöglichen Emittern durch FIB-Implantation und minimal unterätzten freitragenden Extraktoren konnte die überzeugendste Emission bieten, ist allerdings prinzipbedingt nicht in den verwendeten MOSFET-Prozess integrierbar.

Der selbstjustierende Extraktorprozess (vgl. Kap. 6.5.2) kann aufgrund der Fertigungstechnik deutlich stabilere Extraktoren bieten, die technologiebedingt Ringextraktoren für jeden einzelnen Emitter darstellen. Dabei ist der Abstand zwischen den beiden Polen abhängig von den Fertigungsbedingungen und nur eingeschränkt frei wählbar.

Aufgrund der stabileren Extraktoren tritt eine allgemeinere Thematik der Feldemitter zutage. Die Überschlagsrechnungen in Kap. 2.3.3 zeigten bereits, dass sich speziell Siliziumemitter aufgrund ihres spezifischen Widerstands stark erwärmen. Tatsächlich zeigten Messungen in der Konfiguration mit selbstjustierenden Extraktoren, dass nur wenige Sekunden bis Minuten Emission im Bereich einiger Nanoampere messbar ist, bevor die Stromausbeute einbricht.

Hiervon ist auch der Nachweis zur Steuerungswirkung von MOSFETs in Kap. 7 betroffen. Während der prinzipielle Nachweis anhand der FIB-implantierten Emitter, die offenkundig von ihrer schierem Anzahl profitieren, durch Beschaltung mit einem externen Transistor erbracht werden konnte, bleiben die Ergebnisse integrierter Emitter weniger eindeutig.

Anhand eines EBID-Emitters konnten grundlegende Basiswerte festgehalten werden, für ein vollständiges Bild verbleiben zu klärende Fragen hinsichtlich der Schädigung des MOSFETs und mangelnder Ausschaltwirkung, die bis zuletzt nicht abschließend geklärt werden konnten, vermutlich aber auf Kurzschlussbildung basieren.

Die ursprünglich vielversprechenden Emitter mit selbstjustierenden Ex-

traktoren verloren im Fertigungsprozess die schützenden Kappen auf den Emittern, so dass erst weitergehende Modifikationen im Prozess erprobt und implementiert werden mussten. Die Ergebnisse zeigen, dass hier zwar Besserung für die Oxiddeckel erzielt werden konnte, aber kein Schaltverhalten der Transistoren zu beobachten war.

Der direkte Vergleich der verschiedenen Konzepte und die aus der Technologieentwicklung gewonnenen Erkenntnisse über ihre technologische Realisierbarkeit schaffen eine ideale Grundlage zur Weiterentwicklung des Konzepts. Da das Regelungskonzept auch unter Berücksichtigung etwaiger Leckagen nachgewiesen werden konnte und speziell die MOSFET-Integration reproduzierbar gelingt, kann hierauf für weitere Evaluierungen problemlos zurückgegriffen werden.

Kapitel 9

Ausblick

9.1 Technologische Weiterentwicklung

Während sich die MOSFET-Integration weitgehend flexibel erweist, bietet insbesondere die Kombination aus Emitter und Extraktor die größte Ansatzfläche. Während in dieser Arbeit der Fokus auf Silizium-Ätztechniken zur Herstellung von Feldemittern lag, um sie monolithisch in die MOSFET-Technologie zu integrieren, wurden metallbasierte Strukturen nur in Form von EBID-Strukturen betrachtet.

Hieraus ergibt sich die Möglichkeit durch grundlegende Modifikationen im Design die Kurzschlussneigungen der abgeschiedenen Strukturen aufgrund von parasitären Ablagerungen zu verringern. Für die dafür notwendige tiefere Unterätzung müsste weiter an der mechanischen Stabilität der Extraktoren gearbeitet werden. Eine Kompromisslösung könnte das Tip-on-Post-Verfahren sein, bei dem EBID-Emitter beispielsweise auf Emitter unterhalb der selbstjustierenden Extraktoren gesetzt werden, um die Stabilität der Extraktoren mit extrem niedrigen Krümmungsradien zu verbinden.

Die generelle Kurzlebigkeit der Emitter aufgrund hoher thermischer Belastung an der Emissionsstelle ist dagegen ein potentieller Stolperstein für weitere Entwicklungen. Ob Herstellungsmethoden auf Basis von Abscheidungstechniken wie dem Spindt-Prozess oder Polysilizium zufriedenstellende Ergebnisse bei Anpassung auf eine MOSFET-Integration bieten können, bedarf weitergehender Erforschung. Auf diese Arbeit aufbauend könnte durch Erweiterung des Konzepts der freitragenden Extraktoren beispielsweise durch Transistoren mit Polysilizium-Gate ein Prozess dafür entwickelt werden.

Auch für die Integration der selbstjustierenden Extraktoren in den MOSFET-Prozess hat diese Arbeit einen Weg aufgezeigt, der beispielsweise durch Nutzung eines solchen Polysiliziumprozesses Möglichkeiten zur Weiterentwicklung bietet, um mit reduziertem Flusssäureeinsatz der Thematik der abfallenden Oxidkappen entgegenzuwirken.

Da für die in der Einleitung erwähnten Anwendungen insbesondere die Langzeitstabilität von Bedeutung ist, ist auch unter Hinblick auf die Regelbar-

keit ein Emissionsstrom von mehreren hundert Nanoampere bis Mikroampere notwendig. Bedingt durch die Limitierung der Lebensdauer einzelner Emittter erscheint diese Möglichkeit nur mit einer Vielzahl von Emitttern bei ständiger Nachregelung des Extraktorpotentials zu bewerkstelligen, um nach und nach Emittter mit unterschiedlichen Krümmungsradien an der Emission zu beteiligen. Aufgrund der verwendeten Fläche für eine solche Anzahl erscheint die Weiterentwicklung der FIB-Implantationstechnik für weitere Untersuchungen interessant, speziell, um eine MOSFET-Integration derart kleiner Strukturen zu erreichen.

Da sich die Integration von Emitttern nicht auf die elektrische Charakteristik der ansteuernden MOSFETs niederschlägt, bieten sich weitergehende Schaltungskonzepte an, beispielsweise durch Implementierung einer Stromspiegelanordnung. Durch Verbindung zweier MOSFETs, einer davon trägt das Emittter Array, ließe sich so direkt statt einer Spannungsregelung eine Stromregelung implementieren.

Auch eine industrielle Umsetzbarkeit des Gesamtkonzepts, um von Technologiedemonstratoren zu reproduzierbarer Massenfertigung im großindustriellen Umfeld zu kommen, stellt die Technologieentwicklung vor weitere Herausforderungen, deren Lösung derzeit nicht absehbar sind, obwohl bereits Adressierungskonzepte vorgestellt wurden [Nam99].

9.2 Praktischer Einsatz multipler Elektronenstrahlen

Neben der reproduzierbaren Generierung multipler Elektronenstrahlen ist auch ihre Handhabung ein Thema, dem sich die Industrie für einen zukünftigen Praxiseinsatz anzunehmen hat. Zwar gibt es bereits erste Ansätze [Guo01], doch ist hier noch ein breites Forschungsfeld zu erkennen, um eines dieser Arbeit vorgestellten MOSFET-Integrationskandidaten für die großindustrielle Realisierung weiterzuentwickeln. Dabei drängt die Zeit für die Industrie beträchtlich, nachdem Extreme Ultraviolet Lithography für den 22 Nanometer-Technologieknollen scheinbar noch nicht zur Verfügung stehen wird. Obwohl sich diese bei der letzten SPIE Advanced Lithography Conference [Dus09] als Kernthema abzeichnete, erweckte das Vorgehen der Organisatoren den Eindruck von breiter Ernüchterung, die sich beispielsweise in der Absage der zentralen Podiumsdiskussion zu diesem Thema äußerte.

Ebenso wartet die Industrie seit Jahren auf den Durchbruch von Feldemissions-Displays [Ito02], einer vielversprechenden Technologie, die über Kleinserie und Prototypenstadium bislang nicht hinausgekommen ist, durch stabilisierte Emission aus langlebigen Emitttern aber deutliche Vorteile gegenüber etablierten Flachbildschirmkonzepten vorweisen könnte. Doch auch hier scheinen derzeit systembedingte Schwierigkeiten eine Prognose zu verhindern.

Anhang A

Masken-Layout

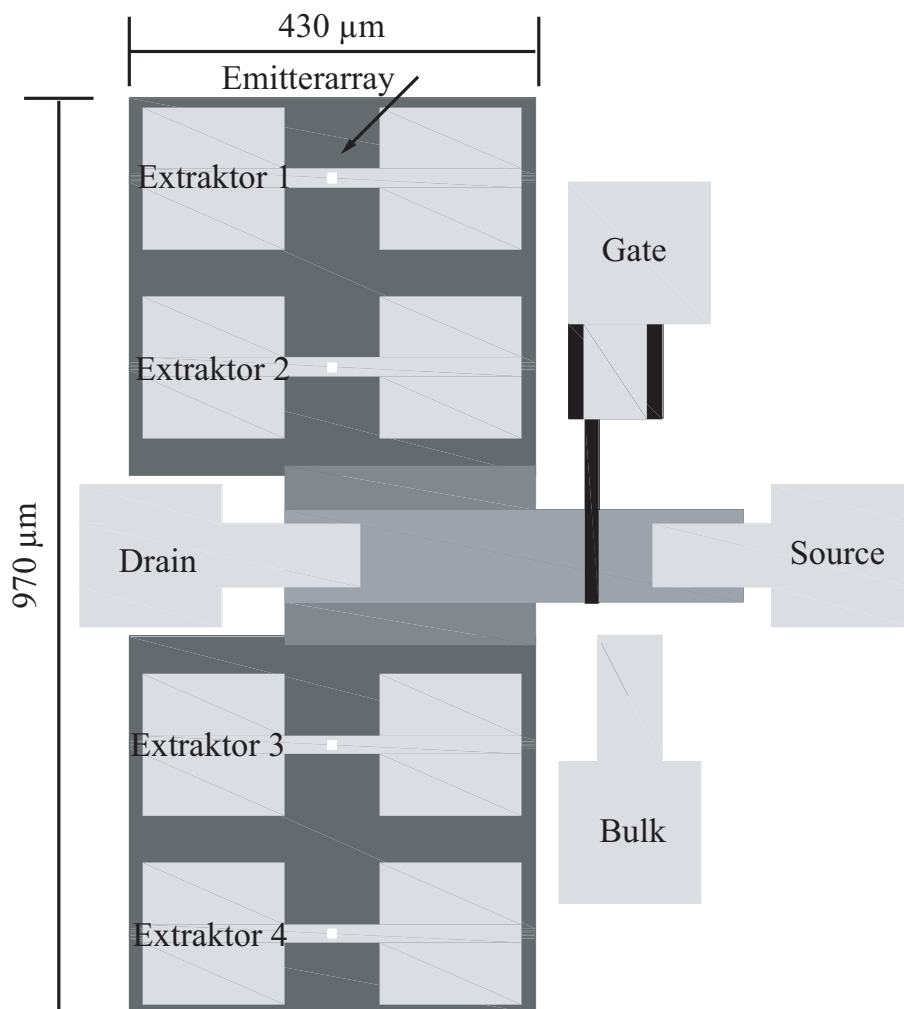


Abbildung A.1: Masstabsgetreue Abbildung der MOSFET-integrierten Emitterstruktur mit vier Arrays

Segment	Basisgröße
I	1 μm
II	2 μm
III	3 μm

Tabelle A.1: Übersicht über die Basisgrößen der Emitter im Maskendesign nach Segmenten

Zeile	Emitteranordnung
A	1 x 1
B	2 x 2
C	3 x 3
D	4 x 4
E	5 x 5
F	1 x 1
G	2 x 2
H	3 x 3
I	4 x 4
K	5 x 5

Tabelle A.2: Übersicht über die Anordnung der Emitter nach Zeilen in jedem Segment

Das Maskendesign deckt in vier Segmenten eine Gesamtfläche von $30 \times 30 \text{ mm}^2$ ab. Der siebenstufige Maskensatz in Chrom auf Quarzglas ist auf mehreren Fünzfzoll-Trägern aufgebracht, so dass sich neben gesägten Siliziumstückchen auch 100 mm-Wafer verwenden lassen.

Das vierte Segment der Maske trägt verschiedene Teststrukturen zur Technologieentwicklung wie Standard-Transistoren zum Vergleich mit Referenz-MOSFETs, MOSFET-integrierte MOS-Kapazitäten sowie kurzgeschlossene Extraktorstrukturen.

Darüber hinaus befinden sich gleichmäßig über den Wafer verteilt Teststrukturen zur Bewertung der Lithographie sowie Vierpunkt-Messtrukturen zur Messung von Kontakt- und Bahnwiderständen.

Spalte	Arrayanzahl
0	4
1	4
2	4
3	4
4	4
5	4
6	1
7	1
8	1
9	4

Tabelle A.3: Übersicht über die Anzahl Arrays je MOSFET nach Zeilen

Anhang B

Simulations-Quelltext für das Emitter-Basismodell

Electrode

```
{name=„cathode“ voltage= 0.0}  
{name=„anode“ voltage= 0.0}}
```

File

```
{input files  
grid = „tip_1u_cylindrical_anode_mdr.grd“  
doping = „tip_1u_cylindrical_anode_mdr.dat“  
output files  
output = „tip_1u_cylindrical_anode_200V_detail.log“  
current = „tip_1u_cylindrical_anode_200V_detail.plt“ }
```

Plot

```
{eDensity  
hDensity  
eCurrent/Vector  
hCurrent  
eVelocity/Vector  
hVelocity  
eMobility  
hMobility  
eQuasiFermi  
hQuasiFermi  
ElectricField/Vector  
Potential  
SpaceCharge  
SRH  
Auger  
AvalancheGeneration  
Band2Band
```



```
DonorConcentration
Doping
FowlerNordheim
eDirectTunnel
eBarrierTunneling
hBarrierTunneling}
```

```
Math
{Extrapolate
Derivatives
AvalDerivatives
RelErrControl
NewDiscretization
DirectCurrentComp
Cylindrical}
```

```
Physics
{Temperature=300
Mobility (DopingDependence
HighFieldSaturation)
EffectiveIntrinsicDensity(oldSlotboom)
Recombination(SRH(DopingDependence)
Auger
Avalanche
Band2Band
eBarrierTunneling(Band2Band)
hBarrierTunneling)
(MaterialInterface=„Silicon/Gas“)
{GateCurrent (Fowler GateName=„anode“)
BarrierLowering}
```

```
solve
{Poisson
coupled (iterations=100) { Poisson Electron }
coupled (iterations=100) { Poisson Electron Hole}
QuasiStationary
(InitialStep=0.0001
Minstep = 0.000001
MaxStep = 0.001
Goal { name =„anode“ voltage=200 })
{coupled (iterations=10) { Poisson Electron Hole}}
```

```
Plot
(FilePrefix=„tip_1u_cylindrical_anode_200V_detail“)}
```

Verwendete Formelzeichen

Symbol	Erklärung	Einheit
A	Fläche	m^2
c	Wärmekapazität	$\frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$
d_{Ox}	Oxiddicke	m
E	elektrische Feldstärke	$\frac{\text{V}}{\text{m}}$
$E_{\text{a,ads}}$	Aktivierungsenergie für Adsorption	eV
$E_{\text{a,des}}$	Aktivierungsenergie für Desorption	eV
E_{C}	Energieniveau der Leitungsbandkante	eV
E_{F}	Fermi-Energie	eV
E_{g}	Bandlücke	eV
E_{em}	Energie emittierter Elektronen	eV
E_{i}	Intrinsische Fermi-Energie im Halbleiter	eV
E_{lok}	lokale elektrische Feldstärke	$\frac{\text{V}}{\text{m}}$
E_{nach}	Energie nachgelieferter Elektronen	eV
E_{V}	Energieniveau der Valenzbandkante	eV
E_{Vac}	Energieniveau im Vakuum	eV
F	Kraft	N
h	Höhe	m
I	Strom	A
I_{a}	Anodenstrom	A
I_{D}	Drainstrom	A
I_{E}	Extraktorstrom	A
J	Stromdichte	$\frac{\text{A}}{\text{m}^2}$
k_{B}	Boltzmann Konstante	$\frac{\text{eV}}{\text{K}}$
l	Länge	m
m	Masse	kg
m_{e}	Elektronenmasse	kg
M	Molare Masse	u
m_{FN}	Steigung des Fowler-Nordheim-Plot	$\frac{\text{A}}{\text{V}^2}$
n	Reaktionsordnung	1
p	Umgebungsdruck	$\frac{\text{N}}{\text{m}^2}$
P	elektrische Leistung	W
PE	Potentielle Energie	eV

Symbol	Erklärung	Einheit
q	Ladung	As
Q	thermische Energie	J
r	Radius	m
R	Widerstand	Ω
r_{ads}	Adsorptionsrate	$\frac{1}{\text{s}}$
r_{des}	Desorptionsrate	$\frac{1}{\text{s}}$
s_0	Haftwahrscheinlichkeit	1
t	Zeit	s
t_{Si}	Siliziumdicke	m
T	Temperatur	K
V	elektrisches Potential	V
V_{DS}	Potentialdifferenz zwischen Drain und Source	V
V_{a}	Anodenpotential	V
V_{e}	Extraktorpotential	V
V_{f}	Potential der Fokussierelektrode	V
V_{GS}	Potentialdifferenz zwischen Gate und Source	V
V_{SB}	Potentialdifferenz zwischen Source und Bulk	V
x_{m}	Ort der maximalen Höhe der Schottky-Barriere	m
W	Arbeit	eV
α	emittierende Fläche	m^2
β	Feldüberhöhungsfaktor	1
β_{V}	Konvertierungskoeffizient für elektrisches Potential	1
$\Delta\Phi$	Schottky Barrierenabsenkung	V
ΔR	Bandverbiegung	eV
Θ_{r}	Bedeckung	1
μ	chemisches Potential der Fermi-Dirac-Statistik	V
ν	Frequenzfaktor	1
ρ	spezifischer Widerstand	Ωcm
ϱ	spezifische Masse	$\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$
σ_{A}	Dichte der Adsorptionsplätze	$\frac{1}{\text{m}^2}$
ζ_n	Betrag des energetischen Abstandes zwischen Fermi-niveau und unterem Rand des Leitungsbandes im Halbleiterinneren	eV
Φ_{G}	Auftreffrate	$\frac{1}{\text{s}\cdot\text{m}^2}$
Φ_{m}	Austrittsarbeit Metall	V
Φ_{S}	Austrittsarbeit Halbleiter	V
χ	Elektronenaffinität	V
χ_{k}^2	Korrekturfaktor für potentielle Energie in Dielektrika	1

Abkürzungen

Abkürzung	Erklärung
BHF	Gepufferte Flusssäure
CAIBE	Chemical-Assisted Ion Beam Etching (chemisch unterstütztes Ionenstrahlätzen)
CMOS	Complementary Metal-Oxide-Semiconductor
CMP	Chemical Mechanical Polishing (chemisch-mechanisches Polieren)
EBID	Electron Beam-Induced Deposition (elektronenstrahlunterstützte Abscheidung)
EUV	Extrem Ultraviolett
FEA	Field Emitter Array
FED	Field Emission Display
FIB	Focussed Ion Beam
FN	Fowler-Nordheim
KOH	Kalilauge
LCD	Liquid Crystal Display
MOSFET	Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect-Transistor
REM	Rasterelektronenmikroskop (Scanning Electron Microscope, SEM)
RIBE	Reactive Ion Beam Etching (reaktives Ionenstrahlätzen)
RIE	Reactive Ion Etching (reaktives Ionenätzen)
RTP	Rapid Thermal Process
SMU	Source Monitor Unit
SOD	Spin-on Dopand
SOG	Spin-on Glass
TFT	Thin Film Transistor
TMAH	Tetramethylammoniumhydroxid

Abbildungsverzeichnis

1.1	Prinzip eines MOSFET-integrierten Feldemitters	3
2.1	Energiebarriere für thermionische Emission aus dem Metall ins Vakuum	6
2.2	Barrierenabsenkung durch die Bildkraft	7
2.3	Vereinfachtes Bändermodell bei nichtentartetem Halbleiter nach [Fis66]	9
2.4	Abhängigkeit des FN-Plots von der Ladungsträgerkonzentration verschiedener Halbleiter [Chu03]	11
2.5	FN-Plots verschiedener Materialien [Chu03]	12
2.6	Stromausbeute einer Silizium-Feldemissionsspitze mit unterschiedlicher Flankensteilheit	16
2.7	Auswirkung von Stromemission aus einem Feldemitter	21
	(a) Vor Emission	21
	(b) Drainpotential	21
2.8	Prinzip der Mustergenerierung mit stromstabilisierten Emissionsspitzen	22
3.1	Schema eines Gated Field Emitters mit integrierter Anode nach [Sun92]	26
3.2	Basisprozess für Spindt-type Emmitter nach [Spi68]	27
4.1	Emissionscharakteristik FIB-Implant	35
4.2	Schema einer vertikalen Triodenanordnung	36
4.3	Schema einer koplanaren Triodenanordnung	37
4.4	Emissionsvergleich zwischen vertikaler und koplanarer Triodenanordnung [Kes95]	37
4.5	Emissionsstabilisierung durch Einbringen einer resistiven Schicht nach [Ito97]	38
4.6	Schema eines n-Kanal MOSFETs mit Angabe der Potentiale [Ste08]	40
4.7	I(V)-Charakteristik n-MOSFET	40
	(a) Transferkennlinie	40
	(b) Ausgangskennlinie	40
4.8	MOSFET-integrierte Emmitter	42
5.1	Strom-Spannungsverlauf einer MOS-Kapazität auf n^+ -Substrat	50

5.2	Strom-Zeitverlauf	51
	(a) verschiedene Extraktionsspannungen	51
	(b) Pause	51
5.3	I(V)-Charakteristik simulierte MOS-Kapazität	53
	(a) Transferkennlinie	53
	(b) Ausgangskennlinien	53
5.4	Teststruktur für MOSFET-gesteuerte Feldemission	55
5.5	Transferkennlinie einer $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ großen MOS-Kapazität auf dem Drainfeld eines MOSFET	56
5.6	Zeitverlauf der Transferkennlinie der MOS-Kapazität auf dem Drainfeld eines MOSFET aus Abb. 5.5	57
5.7	Einfluss der Extraktionsspannung auf die Transferkennlinie	57
	(a) Extraktionsstrom	57
	(b) Drainpotential	57
6.1	Zur Ordinatenachse rotationssymmetrisches Basismodell der Simulation für einen Siliziumemitter mit $r = 20 \text{ nm}$, $h = 1 \mu\text{m}$ und Extraktorabstand $1 \mu\text{m}$	61
6.2	Emissionscharakteristik des Basis-Simulationsmodells für Feldemitter	62
	(a) IV	62
	(b) FN	62
6.3	Einfluss der Extraktionsspannung auf die Transferkennlinie	63
	(a) Krümmungsradius 20 nm	63
	(b) Drainpotential	63
6.4	Zur Ordinatenachse rotationssymmetrisches, modifiziertes Emitter-Modell mit Ringextraktor, Öffnungsdurchmesser 500 Nanometer	64
6.5	Vergleichende Übersicht über die Emissionscharakteristika verschiedener Emitter-Extraktor-Anordnungen, inklusive des Basismodells	65
6.6	Zur Ordinatenachse rotationssymmetrische selbstjustierende Extraktorstruktur mit Kontaktpad	66
6.7	Simulierte elektrische Feldverteilung einer selbstjustierenden Extraktorstruktur unter Berücksichtigung der Kontaktierung bei angelegter Potentialdifferenz von 100 V	67
6.8	Elektrische Charakteristik der simulierten selbstjustierenden Extraktorstruktur unter Berücksichtigung des Kontaktpads	68
6.9	Schematischer Ablauf zur Ätzung von Feldemissionsspitzen	69
6.10	Verschiedene KOH-Ätzprofile auf (100)-Wafeln in Abhängigkeit von der Maskenausrichtung nach [Pow01]	70
6.11	REM-Aufnahme eines nasschemisch geätzten Feldemitters mit Oxidkappe	72
6.12	In Silizium geätzte Feldemissionsspitze mit einer Basisgröße von 2 Mikrometern	73

6.13	Teststrukturen zur Evaluierung FIB-Implant-generierter Muster zur Ätzung von Feldemissionsspitzen	75
6.14	Herstellung unterschiedlicher Flankenwinkel durch einen Ätzprozess mit hoher Selektivität (b), mit mittlerer Selektivität (c) und geringerer Selektivität bzw. hoher Ätzrate (d) nach [Ehr02]	76
6.15	In trockenchemischer CAIBE-Technik gefertigter Feldemitter nach Nachoxidation	77
6.16	Mit 20 Nanometern Aluminium bedampfter kohlenstoffbasierter EBID-Emitter	79
6.17	Mit 20 Nanometern Gold bedampfte kohlenstoffbasierte EBID-Emitter nach dem Freischneiden im FIB	80
6.18	Metallischer EBID-Emitter innerhalb eines Extraktorrings	81
6.19	Mikroskopaufnahme eines SOG-Schichtstapels nach Unterätzung der freitragenden Strukturen (Aufsicht)	83
6.20	Extraktormetallisierung mit zwei Kontaktpads, links wurde der SOG-Schichtstapel zur besseren Haftung vor der Metallisierung entfernt	85
6.21	FIB-Schnitt durch Emitter mit freitragendem Extraktor	86
6.22	Elektrischer Überschlag entlang der Oberfläche zwischen Kontaktpads	88
6.23	Emissionscharakteristik Si-Tip	88
	(a) Si-Tip IV	88
	(b) Si-Tip FN	88
6.24	Emissionscharakteristik FIB-Implant	90
6.25	Emissionscharakteristik FIB-Implant	91
6.26	Schematischer Ablauf zur Herstellung von Emittern mit selbstjustierenden Extraktoren nach [Bet91]	93
6.27	Querschnitt durch ein Array aus Emittern mit selbstjustierenden Extraktoren	94
6.28	Emissionscharakteristik selbstjustierende Emitter	95
6.29	REM-Messungen Krümmungsradien	96
	(a) Siliziumemitter	96
	(b) EBID-Emitter	96
6.30	Berechnung der emittierenden Fläche am Beispiel der Simulationen des Basismodells und der Modifikation mit kleinerem Krümmungsradius aus Kap. 6.2	97
6.31	Berechnung des Krümmungsradius aus der Kennlinie für das in Abb. 6.28 gezeigte Emitter Array mit selbstjustierenden Extraktoren	98
7.1	Schematischer Ablauf zur Integration von Feldemissionsspitzen mit freitragenden Extraktoren in den MOSFET-Prozess, aufbauend auf die Spitzenfertigung in Abb. 6.9	101
7.2	Zur Ordinate rotationssymmetrisches Simulationsmodell für MOSFET-gesteuerte Emission	103

7.3	Simulation MOSFET-Steuerung	103
	(a) Transferkennlinie	103
	(b) Ausgangskennlinie	103
7.4	Simulationsvarianten für Spitzengrößen	105
	(a) 400 nm Spitze, geätzt nach Dotierung	105
	(b) 1 μ m Spitze, geätzt vor Dotierung	105
7.5	Auswirkungen der Rekombinationsmodelle	105
	(a) Gitteranpassung und Rekombinationsmodelle	105
	(b) Ausgangskennlinie	105
7.6	Charakteristik Simulation Ätze	106
	(a) Transferkennlinie	106
	(b) Ausgangskennlinie	106
7.7	Prozessablauf für MOSFET-Integrierte Emitter mit selbstjustie- renden Extraktoren	108
7.8	Verlorene Oxidkappen im MOSFET-integrierten Emitterprozess mit selbstjustierenden Extraktoren an zwei verschiedenen Zeit- punkten der Herstellung	109
7.9	Emissionscharakteristik FIB-Implant	111
7.10	Emissionscharakteristik EBID-Emitter	112
	(a) Transferkennlinie	112
	(b) Ausgangskennlinie	112
A.1	Massstabsgetreue Abbildung der MOSFET-integrierten Emit- terstruktur mit vier Arrays	121

Tabellenverzeichnis

4.1	Literaturübersicht der wichtigsten Veröffentlichungen zu MOSFET-gesteuerter Feldemission	46
A.1	Basisgrößen Segmente	122
A.2	Emitteranordnung Zeilen	122
A.3	Emitteranordnung Spalten	123

Literaturverzeichnis

- [Agu00] V.M. Agüero and R.C. Adamo, „Space Applications of Spindt Cathode Field Emission Arrays“, *Proceedings of the 6th Spacecraft Charging Technology Conference*, 347-352, AFRL Science Center, Hanscom AFB, MA, USA, 2000.
- [Anc96] M. G. Ancona, „Modeling of thermal effects in silicon field emitters“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **14** (3), 1918-1923, 1996.
- [Apl04] K.L. Aplin, C.M. Collingwood and B.J. Kent, „Reliability tests of gated silicon field emitters for use in space“, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **37**, 2009-2017, 2004.
- [Ara04] T. Arai, S. Gritschneider, L. Tröger and M. Reichling, „Carbon tips as sensitive detectors for nanoscale surface and sub-surface charge“, *Nanotechnology*, **15**, 1302-1306, 2004.
- [Art65] J.R. Arthur, Jr., „Photosensitive Field Emission from *p*-Type Germanium“, *J. Appl. Phys.*, **36** (10), 3221-3227, 1965.
- [Bap97] R. Baptist, F. Bachelet, C. Constancias, „Microtips and resistive sheet: A theoretical description of the emissive properties of this system“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **15** (2), 385-390, 1997.
- [Ben67] C.J. Bennette, L.W. Swanson, and F. M. Charbonnier, „Electrical Breakdown between Metal Electrodes in High Vacuum. II. Experimental“, *J. Appl. Phys.*, **38** (2), 634-640, 1967.
- [Bet91] K. Betsui, „Fabrication and characteristics of Si field emitter arrays“, *Technical Digest of 4th IVMC'91*, 26-29, Kyongju, Korea, 1997.
- [Beu72] G.P. Beukema, „Conditioning of a Vacuum Gap by Sparks and Ion Bombardement“, *Physica*, **61**, 259-274, 1972.
- [Bib07] J. Biba, *Entwicklung eines anisotropen Trockenätzverfahrens zur Herstellung von Feldemissionsspitzen*, Studienarbeit Technische Universität München, 2007.

- [Bib08] J. Biba, *Evaluierung von CVD-Nitrid zur Qualitätsverbesserung von MOSFET-integrierten Feldemissionsspitzen*, Diplomarbeit Technische Universität München, 2008.
- [Bor66] P.G. Borzyak, A.F. Yatsenko, L.S. Miroshnichenko, „Photo-Field-Emission from High-Resistance Silicon and Germanium“, *phys. stat. sol.*, **14** (2), 403-411, 1966.
- [Bos96a] E.C. Boswell, M. Huang, G.D.W. Smith, and P.R. Wilshaw, „Characterization of porous silicon field emitter properties“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **14** (3), 1895-1898, 1996.
- [Bos96b] E.C. Boswell, S.E. Huq, M. Huang, P.D. Prewett, and P.R. Wilshaw, „Polycrystalline silicon field emitters“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **14** (3), 1910-1913, 1996.
- [Boz94] C.O. Bozler, C. T. Harris, S. Rabe, D.D. Rathman, M.A. Hollis, and H.I. Smith, „Arrays of gated field-emitter cones having 0.32 μm tip-to-tip spacing“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **12** (2), 629-632, 1994.
- [Bus92] H.H. Busta, „Vacuum microelectronics-1992“, *J. Micromech. Microeng.*, **2** (2), 43-74, 1992.
- [Cha03] A.G. Chakhovskoi and C.E. Hunt, G. Forsberg, T. Nilsson, and P. Persson, „Reticulated vitreous carbon field emission cathodes for light source applications“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **21** (1), 571-575, 2003.
- [Cha62] F.M. Charbonnier and E.E. Martin, „A Simple Method for Deriving, from Measured I(V) Data, Information on the Geometry of a Field Emission Current Source of Unknown Characteristics“, *J. Appl. Phys.*, **33**, 1897-1898, 1962.
- [Cha64] F.M. Charbonnier, R.W. Strayer, L.W. Swanson, and E.E. Martin, „Nottingham Effect in Field and T-F Emission: Heating and Cooling Domains, and Inversion Temperature“, *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 397-401, 1964.
- [Cha67] F.M. Charbonnier, C.J. Bennette, and L.W. Swanson, „Electrical Breakdown between Metal Electrodes in High Vacuum. I. Theory“, *J. Appl. Phys.*, **38** (2), 627-633, 1967.
- [Che07] P.Y. Chen, C.H. Chen, J.S. Wu, H.C. Wen and W.P. Wang, „Optimal design of integrally gated CNT field-emission devices using a genetic algorithm“, *Nanotechnology*, **18**, 1-10, 2007.
- [Che08] G.-L. Chen, US-Patent 7446466.
- [Chr91] K. Christmann, *Surface Physical Chemistry*, Steinkopff Verlag Darmstadt, 1991.

-
- [Chu01] M.S. Chung, B.-G. Yoon, H.S. Seo, P.H. Cutler and N.M. Miskovsky, „Analytic expression of the average energy of the field electrons from the n-type semiconductors“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **19** (3), 995-998, 2001.
- [Chu03] M.S. Chung, B.-G. Yoon, „Analysis of the slope of the Fowler-Nordheim plot for Field emission from n-type semiconductors“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **21** (1), 548-551, 2003.
- [Des05] Y. Désières, P. Nicolas, F. Sermet, F. Geffraye, and S. Gidon, „Electron optics and electrical studies of a single Spindt-type field emitter“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **23** (2), 640-644, 2005.
- [Din04] M.Q. Ding, L. Xinghui, B. Guodong, F. Jinjun, Z. Fuquan, Fujiang Liao, „Spindt-type cathodes with aligned carbon nanotube emitters“, *Proc. Vacuum Electron Sources Conference, 2004*, 124-127, Peking, China, 2004.
- [Dri99] A. A. G. Driskill-Smith, D. G. Hasko, and H. Ahmed, „The nanotriode: A nanoscale field-emission tube“, *Appl. Phys. Lett*, **75**, 2845-4847, 1999.
- [Dus09] M.V. Dusa and N.R. Farrar, „Panel Discussion: Lithography for 22nm: How Many Patterning Steps?“, *SPIE Advanced Lithography*, San Jose, CA, USA, 2009.
- [Dvo01] L. Dvorson, I. Kymissis, and A. I. Akinwande, „Novel CMP-based process for fabricating arrays of double-gated silicon field emitters“, *Proc. 14th Int. Vacuum Microelectron. Conf.*, 139-140, Davis, CA, USA, 2001.
- [Ehr02] W. Ehrfeld, *Handbuch Mikrotechnik*, Carl Hanser Verlag, 2002.
- [Fis61] R. Fischer, H. Neumann, C. Kleint, „Zur Theorie der Feldemission aus Halbleitern“, *Annalen der Physik*, **463** (3-4), 196-203, 1961.
- [Fis66] R. Fischer, H. Neumann, „Feldemission aus Halbleitern“, *Fortschritte der Physik*, **14** (1-12), 603-692, 1966.
- [Fow28] R.H. Fowler and L. Nordheim, „Electron Emission in Intense Electric Fields“, *Proc. Roy. Soc. London A*, **119**, 173-181, 1928.
- [Fra71] D.L. Fraser, US-Patent 3,753,022.
- [Fur85] G.N. Fursey, „Field Emission and Vacuum Breakdown“, *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, **EI-20** (4), 659-670, 1985.
- [Gam98] H. Gamo, S. Kanemaru, J. Itoh, „A field emitter array with an amorphous silicon thin-film transistor on glass“, *Appl. Phys. Lett.*, **73** (9), 1301-1303, 1998.

- [Gam99] H. Gamo, S. Kanemaru, J. Itoh, „A field emitter array monolithically integrated with a thin-film transistor on glass for display applications“, *Applied Surface Science*, **146**, 187-192, 1999.
- [Giv94] E.I. Givargizov, V.V. Zhirnov, A.V. Kuznetsov, and P.S. Plekhanov, „Cold emission from the single-crystalline microparticle of diamond on a Si tip“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **14** (3), 2030-2033, 1996.
- [Goh02] A. Göhl, *Feldinduzierte Elektronenemission von Diamantschichten und Kohlenstoff-Nanostrukturen*, Dissertation Bergische Universität Wuppertal, 2000.
- [Goo94] W.D. Goodhue, P.M. Nitishin, C.T. Harris, C.O. Bozler, D.D. Rathman, G.D. Johnson, and M.A. Hollis, „Bright-field analysis of field-emission cones using high-resolution transmission electron microscopy and the effect of structural properties on current stability“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **12** (2), 693-996, 1994.
- [Gos07] D. Grose, „AMD’s 2007 Technology Analyst Day“, *AMD’s 2007 Technology Analyst Day*, Sunnyvale, CA, 2007.
- [Got00] Y. Gotoh, D. Nozaki, H. Tsuji, J. Ishikawa, T. Nakatani, T. Sakashita, and K. Betsui, „Significant improvement of the emission property of Spindt-type platinum field emitters by operation in carbon monoxide ambient“, *Appl. Phys. Lett*, **77** (4), 588-590, 2000.
- [Gun02] B. Günther, *Feldinduzierte Elektronenemission für Anwendungen in der Vakuum-Mikrotechnik*, Dissertation Bergische Universität Wuppertal, 2002.
- [Guo01] G. X. Guo, K. Tokunaga, E. Yin, F.C. Tsai, A.D. Brodie, and N.W. Parker, „Use of microfabricated cold field emitters in sub-100 nm maskless lithography“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **14** (5), 862-865, 2001.
- [Gra94] H.F. Gray, US-Patent 5,359,256.
- [Gut01] P. Gutmann, *Data Remanence in Semiconductor Devices*, IBM T.J.Watson Research Center, 2001.
- [Ha02] J.K. Ha, B.H. Chung, S.Y. Han, J.O. Choi and H.G. Kim, „New Resistive Layer Structure for Field Emission Display: Realization of Putting Lateral Resistor to Individual Micro-Tip“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **41** (1), 301-305, 2002.
- [Haa03] S. Haag, *Ionenstrahlgestützte Abscheidung dünner Funktionsschichtsysteme im System Ti-B-C-N und deren Charakterisierung*, Dissertation Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2003.

-
- [Hal83] J. Halbritter, „Enhanced Electron Emission and its Reduction by Electron and Ion Impact“, *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, **EI-18** (3), 253-261, 1983.
- [Hal86] J. Halbritter, „Dynamical Enhanced Electron Emission and Discharges at Contaminated Surfaces“, *Appl. Phys. A*, **39**, 49-57, 1986.
- [Has96] G. Hashiguchi, H. Mimura, and H. Fujita, „Monolithic Fabrication and Electrical Characteristics of Polycrystalline Silicon Field Emitters and Thin Film Transistor“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35** (2), 84-86, 1996.
- [Hir96a] T. Hirano, S. Kanemaru and J. Itoh, „Emission current saturation of the *p*-type silicon gated field emitter array“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **14** (5), 3357-3360, 1996.
- [Hir96b] T. Hirano, S. Kanemaru and J. Itoh, „A New Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect-Transistor-Structured Si Field Emitter Tip“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35** (2), 861-863, 1996.
- [Hir96c] T. Hirano, S. Kanemaru, J. Itoh, „A MOSFET-structured Si tip for stable emission current“, *Electron Devices Meeting, 1996., International*, 309-312, San Francisco, CA, USA, 1996.
- [Hon00] C.Y. Hong, A.I. Akinwande, „A silicon MOSFET/field emitter array fabricated using CMP“, *Conference Digest. 58th DRC*, 81-82, Denver, CO, USA, 2000.
- [Hsu96] D.S.Y. Hsu, H.F. Gray, „Vertical thin-film-edge field emitters: fabrication by chemical beam deposition, imaging of cathodoluminescence and characterization of emission“, *Thin Solid Films*, **286**, 92-97, 1996.
- [Hut02] S. Huth, *Durchbruchverhalten von Gateoxiden: Einfluss eingewachsener Defekte und metallischer Verunreinigungen*, Dissertation Martin-Luther-Universität Halle Wittenberg, 2002.
- [Ito95a] S. Itoh, T. Watanabe, K. Ohtsu, M. Taniguchi, S. Uzawa, and N. Nishimura, „Experimental study of field emission properties of the Spindt-type field emitter“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **13** (2), 487-490, 1995.
- [Ito95b] J. Itoh, Y. Tohma, K. Morikawa, S. Kanemaru, and K. Shimizu, „Fabrication of double-gated Si field emitter arrays for focused electron beam generation“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **13** (5), 1968-1972, 1995.
- [Ito96] J. Itoh, T. Hirano, and S. Kanemaru, „Ultrastable Emission from a metal-oxide-semiconductor field-effect-transistor-structured Si emitter tip“, *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 1577-1578, 1996.

- [Ito97] J. Itoh, „Development and applications of field emitter arrays in Japan“, *Applied Surface Science*, **111**, 194-203, 1997.
- [Ito02] S. Itoh, M. Tanaka, „Current Status of Field-Emission Displays“, *Proc. of the IEEE*, **90** (4), 514-520, 2002.
- [Ito06] S. Itoh, „Current Status of the Spindt-type Field Emitter“, *Proc. International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, 2006*, 875-876, Matsue, Japan, 2006.
- [Jah08] A. Jahnke, W. Henke, G. Kunkel, A. Teipel, S. Iancono, Deutsches Patent DE102004015930B4.
- [Jes96] J.R. Jessing, D.L. Parker, and M.H. Weichold, „Porous silicon field emission cathode development“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **14** (3), 1899-1901, 1996.
- [Jo00] S.H. Jo, K.W. Jung, Y.J. Kim, S.H. Ahn, J.H. Kang, H.S. Han, B.G. Lee, J.C. Cha, S.J. Lee, S.Y. Park, C.G. Lee, J.H. You, N.S. Lee and J.M. Kim, „Carbon Nanotube Cathode with low operating voltage“, *13th IVMC*, 31, Guangshou, China, 2000.
- [Jos01] Y. Joseph, *Spektroskopische Untersuchungen zur Oberflächenchemie von einkristallinen Eisenoxidfilmen*, Dissertation Freie Universität Berlin, 2001.
- [Kan96] S. Kanemaru, T. Hirano, H. Tanoue, and J. Itoh, „Control of emission characteristics of silicon field emitter arrays by an ion implantation technique“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **14** (3), 1885-1888, 1996.
- [Kan97a] S. Kanemaru, T. Hirano, H. Tanoue, J. Itoh, „Control of emission currents from silicon field emitter arrays using a built-in MOSFET“, *Applied Surface Science*, **111**, 218-223, 1997.
- [Kan97b] S. Kanemaru, K. Ozawa, K. Ehara, T. Hirano, H. Tanoue and J. Itoh, „Fabrication of Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect-Transistor-Structured Silicon Field Emitters with a Polysilicon Dual Gate“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **36** (1), 7736-7740, 1997.
- [Kan99a] C.J. Kang, G.H. Buh, S. Lee, C.K. Kim, K.M. Mang, C. Im, and Y. Kuka, „Charge trap dynamics in a SiO₂ layer on Si by scanning capacitance microscopy“, *Appl. Phys. Lett*, **74**, 1815-1817, 1999.
- [Kan99b] S. Kanemaru, T. Hirano, K. Honda, J. Itoh, „Stable emission from a MOSFET-structured emitter tip in poor vacuum“, *Applied Surface Science*, **146**, 198-202, 1999.
- [Kas00] M. Kasper, *Mikrosystementwurf (Entwurf und Simulation von Mikrosystemen)*, Springer-Verlag, 2000.

-
- [Ker93] W. Kern (Edt.), „Handbook of Semiconductor Wafer Cleaning Technology“, Noyes Publications, 1993.
- [Kes95] W. Kesling, „Beam focusing for field-emission flat-panel displays“, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **42** (2), 340-347, 1995.
- [Kim96] D. Kim, S.J. Kwon, and J.D. Lee, „New Cathode Structures of Si-Based Field Emitter Arrays“, *IVMC'96., 9th International*, 534-537, St. Petersburg, Russland, 1996.
- [Kim97] I.H. Kim, C.G. Lee, Y.H. Kim, B.G. Park, and J.D. Lee, „Fabrication of metal field emitter arrays on polycrystalline silicon“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **15** (2), 468-471, 1997.
- [Kim99] I.H. Kim, „Improvement of current controllability of MCFEA“, *SMDL Annual '99*, 1999.
- [Kle61] C. Kleint, H. Neumann, R. Fischer, „Feldemission aus Silizium“, *Annalen der Physik*, **463** (3-4), 204-219, 1961.
- [Koh01] M. Koh, T. Goto, A. Sugita, T. Tanii, T. Iida, T. Shinada, T. Matsukawa and I. Ohdomari, „Novel Process for High-Density Buried Nanopyramid Array Fabrication by Means of Dopant Ion Implantation and Wet Etching“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **40** (4B), 2837-2839, 2001.
- [Lee89] R.A. Lee, C. Patel, H.A. Williams, N.A. Cade, „Semiconductor fabrication technology applied to micrometer valves“, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **36** (11), 2703-2708, 1989.
- [Lee97] J.H. Lee, Y.-H. Song, S. Y. Kang, K.I. Cho, S.Y. Lee and H.J. Yoo, „Polycrystalline Silicon Field Emitter Arrays By Silicidation-sharpening Technique At Low Temperature“, *Technical Digest of IVMC'97*, 53-57, Kyongju, Korea, 1997.
- [Lee98a] J.H. Lee, Y.-H. Song, S. Y. Kang, S.G. Kim, K.I. Cho, and H.J. Yoo, „Fabrication and characterization of silicon field emitter arrays with focusing electrode by the chemical mechanical polishing process“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **16** (2), 811-814, 1998.
- [Lee98b] J.D. Lee, I.H. Kim, C.W. Oh, „Implementation of FED with MOSFET-controlled FEA“, *Vacuum Microelectronics Conference, 1998. Eleventh International*, 44-45, Asheville, NC, USA, 1998.
- [Lee00] J. D. Lee, D. Kim, US-Patent 6074887.
- [Lee01] Y.-H. Lee, Y.-T. Jang, D.-H. Kim, J.-H. Ahn, and B.-k. Ju, „Realization of Gated Field Emitters for Electrophotonic Applications Using Carbon Nanotube Line Emitters Directly Grown into Submicrometer Holes“, *Adv. Mat.*, **13**, 479-482, 2001.

- [Lev96] J.D. Levine, „Benefits of the lateral resistor in a field effect display“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **14** (3), 2008-2010, 1996.
- [Li08] W. Li, J. Zhou, X. Zhang, J. Xu, L. Xu, W. Zhao, P. Sun, F. Song, J. Wan and K. Chen, „Field emission from a periodic amorphous silicon pillar array fabricated by modified nanosphere lithography“, *Nanotechnology*, **19**, 1-5, 2008.
- [Lin07] B.J. Lin, „Marching of the microlithography horses: electron, ion, and photon: past, present, and future“, *Proc. SPIE*, Vol. 6520, 652002, San Jose, CA, USA, 2007.
- [Mac94] W.A. Mackie, R.L. Hartman, M.A. Anderson, and P.R. Davis, „Transition metal carbides for use as field emission cathodes“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **12** (2), 722-726, 1994.
- [Mar60] E.E. Martin, J.K. Trolan, and W.P. Dyke, „Stable, High Density Field Emission Cold Cathode“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **31** (5), 782-789, 1960.
- [Mar91] R.B. Marcus, T.S. Ravi, T. Gmitter, H.H. Busta, J.T. Niccum, K.K. Chin, „Atomically Sharp Silicon and Metal Field Emitters“, *IEEE Transactions on Electron Devices*, **38** (10), 2289-2293, 1991.
- [Mat99] T. Matsukawa, K. Koga, S. Kanemaru, H. Tanoue, and J. Itoh, „Optimization of Transistor Structure for Transistor-Stabilized Field Emitter Arrays“, *IEEE Transactions on Electron Devices*, **46** (11), 2261-2264, 1999.
- [Mat00] T. Matsukawa, S. Kanemaru, K. Tokunaga, and J. Itoh, „Effects of conduction type on field-electron emission from single Si emitter tips with extraction gate“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **18** (2), 1111-1114, 2000.
- [Mau05] T. Maul, *Herstellung und Charakterisierung von Stromstabilisierten Mikro-Feldemissionsspitzen*, Diplomarbeit Technische Universität München, 2005.
- [Mau07] T. Maul, B. Fabel, L. Nowack, M. Sterkel, and W. Hansch, „MOSFET controlled Emission from Micro Field Emitter Tips“, *71st Annual Meeting of the DPG and Spring Meeting*, 394, Regensburg, Deutschland, 2007.
- [Mea96] S. Meassick, H. Champaign, „Influence of fill gases on the failure rate of gated silicon field emitter arrays“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **14** (3), 1914-1917, 1996.
- [Men05] W. Menz, J. Mohr und O. Paul, *Mikrosystemtechnik für Ingenieure*, Wiley-VCH Verlag, 2005.

-
- [Mer93] A. Merlos, M. Acero, M. H. Bao, J. Bausells, J. Esteve, „TMAH/IPA anisotropic etching characteristics“, *Sensors and Actuators A: Physical*, **37-38**, 737-743, 1993.
- [Mey03] Ch. Meyer, H. Lorenz, and K. Karrai, „Optical detection of quasi-static actuation of nanoelectromechanical systems“, *Appl. Phys. Lett.*, **83** (12), 2420-2422, 2003.
- [Mob91] R.M. Mobley and J.E. Boers, „Computer Simulation of Micro-Triode Performance“, *IEEE Transactions on Electron Devices*, **38** (10), 2383-2388, 1991.
- [Moo65] G.E. Moore, „Cramming More Components onto Integrated Circuits“, *Electronics*, **8** (10), 1965.
- [Mye94] A.F. Myers, S.M. Camphausen, J.J. Cuomo, J.J. Hren, J. Liu, and J. Bruley, „Characterization of amorphous carbon coated silicon field emitters“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **14** (3), 2024-2029, 1996.
- [Nam99] J. H. Nam, „Design and Characterization of a Signal-Storage MOSFET-Controlled FEA“, *SMDL Annual '99*, 1999.
- [Neb08a] H. Nebl, *Qualitätsuntersuchungen an Metallisierungen für Mikro-Feldemissionsspitzen*, Studienarbeit Technische Universität München, 2008.
- [Neb08b] H. Nebl, *Zuverlässigkeitsuntersuchungen MOSFET-integrierter Feldemitter-Strukturen*, Diplomarbeit Technische Universität München, 2008.
- [Not41] W.B. Nottingham, „Remarks on Energy Losses Attending Thermionic Emission of Electrons from Metals“, *Phys. Rev.*, **59**, 906-907, 1941.
- [Ohl93] W.L. Ohlinger, D.N. Hill, „Field Emission Cathode and Vacuum Microelectronic Microwave Amplifier Development“, *GTRC Technical Progress Report*, 1993.
- [Osw04] M. Oswald, *Entwicklung eines Qualitätsanalyseystems für high-k Dielektrika in MOS-Bauelementen*, Dissertation Technische Universität München, 2004.
- [Par97] C.-M. Park, M.-S. Lim, M.-K. Han, Y.-I. Choi, „A Insitu Vacuum Encapsulated Novel Lateral Field Emitter Triode for Microwave Application“, *Technical Digest of IVMC97*, 176-180, Kyongju, Korea, 1997.
- [Pas89] F. Paschen, „Über die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Drücken erforderliche Potentialdifferenz“, *Annalen der Physik*, **273** (5), 69-96, 1889.

- [Pes90] M. Peschke, *Wirkungsweise und Technologie von gassensitiven Suspended Gate Feldeffekt-Transistoren mit chemisch aktiven Zinnoxidschichten*, Dissertation Universität der Bundeswehr München, 1990.
- [Pow01] O. Powell and H.B. Harrison, „Anisotropic etching of {100} and {110} planes in (100) silicon“, *J. Micromech. Microeng.*, **11**, 217-220, 2001.
- [Rot07] C. Rott, *Entwurf eines Simulationsmodells für stromstabilisierte Mikro-Feldemissionsspitzen*, Studienarbeit Technische Universität München, 2007.
- [Sat99] K. Sato, M. Shikida, T. Yamashiro, K. Asaumi, Y. Iriye and M. Yamamoto, „Anisotropic etching rates of single-crystal silicon for TMAH water solution as a function of crystallographic orientation“, *Sensors and Actuators A: Physical*, **73** (1-2), 131-137, 1999.
- [Sch23] W. Schottky, „Über kalte und warme Elektronenentladungen“, *Z. Physik*, **14**, 63-106, 1923.
- [Sch07a] B. Schäfer, *Fabrication and Characterization of Field emitting Devices with suspended Anodes*, Studienarbeit Technische Universität München, 2007.
- [Sch07b] B. Schäfer, *Herstellung von MOSFET-integrierten Field Emitter Arrays*, Diplomarbeit Technische Universität München, 2007.
- [Sel05] J. Sellmair, K. Edinger, and H. W. P. Koops, „Investigation of a microtriode with a planar field emitter-extractor source fabricated by direct-write nanolithography using electron beam induced deposition“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **23** (2), 781-785, 2005.
- [Sel06] J. Sellmair, „Electrical characteristics of EBID nanostructures“, *EBID Workshop*, O-12, Delft, Niederlande, 2006.
- [Sha94] J.L. Shaw, D. Temple, H.F. Gray, „Field emission properties of coated silicon tips“, *Proc. 7th Int. Vacuum Microelectronics Conf*, 358-359, Grenoble, Frankreich, 1994.
- [Shi01] B. C. Shim, I.H. Kim, „NMOSFET and MCFEA Developments for One-Chip FED“, *SMDL Annual 2001*, 2001.
- [Sil98] S.R.P. Silva, R.D. Forrest and J.M. Shannon, „Electron field emission from amorphous silicon“, *Vacuum Microelectronics Conference, 1998. Eleventh International*, 285-286, Asheville, NC, USA, 1998.
- [Sla41] C.M. Slack and L.F. Ehrke, „Field Emission X-Ray Tube“, *J. Appl. Phys*, **12** (2), 165-168, 1941.

-
- [Son98a] Y.-H. Song, J.H. Lee, S.-Y. Kang, Y.-I. Lee, K.I. Cho, and H. J. Yoo, „Analysis of electron emission degradation in silicon field emitter arrays“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **16** (2), 815-817, 1998.
- [Son98b] Y.-H. Song, J.H. Lee, S.-Y. Kang, J.-M. Park and K.-I. Cho, „Integration of Field Emitter Array and Thin-Film Transistor Using Polycrystalline Silicon Process Technology“, *Journal of the Korean Physical Society*, **33**, S436-S439, 1998.
- [Spi68] C.A. Spindt, „A Thin-Film Field-Emission Cathode“, *J. Appl. Phys*, **39** (7), 3504-3505, 1968.
- [Spi76] C.A. Spindt, I. Brodie, L. Humphrey, and E.R. Westerberg, „Physical Properties of thin-film field emission cathodes with molybdenum cones“, *J. Appl. Phys*, **47** (12), 5248-5263, 1976.
- [Spi91] C.A. Spindt, C.E. Holland, A. Rosengreen, and I. Brodie, „Field-Emitter Arrays for Vacuum Microelectronics“, *IEEE Transactions on Electron Devices*, **38** (10), 2355-2363, 1991.
- [Spi94] C.A. Spindt, „Field-Emitter Arrays for RF Vacuum Microelectronics“, *SRI Final Report*, 1994.
- [Spi96] C.A. Spindt, C.E. Holland, P.R. Schwoebel, and I. Brodie, „Field-emitter-array development for microwave applications“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **14** (3), 1986-1989, 1996.
- [Spi98] C.A. Spindt, C.E. Holland, P.R. Schwoebel, and I. Brodie, „Field emitter array development for microwave applications. II“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **16** (2), 758-761, 1998.
- [Sta99] M. Stammler, J. Ristein, T. Habermann, A. Göhl, K. Janischowsky, D. Nau, G. Müller, L. Ley, „Field emission measurements with micrometre resolution on carbon nanostructures“, *Diam. Rel. Mat.*, **8**, 792-797, 1999.
- [Ste08] M. Sterkel, *Ultra-Kurzkanal Tunnel-Feldeffekt-Transistoren auf Silizium- und SOI-Substraten*, Dissertation Technische Universität München, 2008.
- [Str55] R. Stratton, „Field Emission from Semiconductors“, *Proceedings of the Physical Society*, **68** (B), 746-757, 1955.
- [Str08a] C. Strenger, *Herstellung von Mikro-Feldemissionsspitzen in CMOS-kompatibler nasschemischer Ätztechnik*, Studienarbeit Technische Universität München, 2008.
- [Str08b] C. Strenger, *Development and Evaluation of MOSFET-integrated Field Emitters*, Diplomarbeit Technische Universität München, 2008.

- [Sun92] C.T. Sune, G.W. Jones, and D. Vellenga, „Fabrication of encapsulated silicon-vacuum field-emission transistors and diodes“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **10** (6), 2984-2988, 1992.
- [Swa66] L.W. Swanson, L.C. Crouser, and F.M. Charbonnier, „Energy Exchanges Attending Field Electron Emission“, *Phys. Rev.*, **151**, 327-343, 1966.
- [Sze87] S.M. Sze, K.K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley-Interscience, 1987.
- [Sze07] S.M. Sze, K.K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley-Interscience, 2007.
- [Tab92] O. Tabata, R. Asahi, H. Funabashi, K. Shimaoka, S. Sugiyama, „Anisotropic etching of silicon in TMAH solutions“, *Sensors and Actuators A: Physical*, **34** (1), 51-57, 1992.
- [Tak97] H. Takemura, N. Furutake, M. Nisimura, S. Tsuida, M. Yoshiki, A. Okamoto, and S. Miyano, „Fully large-scale integration-process-compatible Si field emitter technology with high controllability of emitter height and sharpness“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **15** (2), 488-490, 1997.
- [Tal95] A.A. Talin, T.E. Felter, and D.J. Devine, „Effects of potassium and lithium metal deposition on the emission characteristics of Spindt-type thin-film field emission microcathode arrays“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **13** (2), 448-451, 1995.
- [Tal01] A. Talin, K.A. Dean, J.E. Jaskie, „Field emission displays: a critical review“, *Solid-State Electronics*, **45**, 963-976, 2001.
- [Tan96] C. Tang, T.A. Swyden, K.A. Thomason, L.N. Yadon, D. Temple, C.A. Ball, W.D. Palmer, J.E. Mancusi, D. Vellenga, and G.E. McGuire, „Emission measurements and simulation of silicon field-emitter arrays with linear planar lenses“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **14** (6), 3455-3459, 1996.
- [Tan05] T. Tanii, S. Fujita, Y. Numao, I. Matsuya, M. Sakairi, M. Masahara and I. Ohdomari, „A Novel Process for Fabrication of Gated Silicon Field Emitter Array Taking Advantage of Ion Bombardment Retarded Etching“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **44** (7A), 5191-5192, 2005.
- [Tem95] D. Temple, C.A. Ball, W.D. Palmer, L.N. Yadon, D. Vellenga, J. Mancusi, G.E. McGuire, and H.F. Gray, „Fabrication of column-based silicon field emitter arrays for enhanced performance and yield“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **13** (1), 150-157, 1995.

-
- [Tem98] D. Temple, W.D. Palmer, L.N. Yadon, J.E. Mancusi, D. Vellenga, and G.E. McGuire, „Silicon field emitter cathodes: Fabrication, performance, and applications“, *J. Vac. Sci. Technol. A*, **16** (3), 1980-1990, 1998.
- [Tem99] D. Temple, „Recent progress in field emitter array development for high performance applications“, *Materials Science and Engineering*, **R24**, 185-239, 1999.
- [Tom67] H.E. Tomaschke, and D. Alpert, „Role of Submicroscopic Projections in Electrical Breakdown“, *J. Vac. Sci. Technol.*, **4**, 192-198, 1967.
- [Tru93] J.T. Trujillo and C.E. Hunt, „Fabrication of gated silicon field-emission cathodes for vacuum microelectronics and electron-beam applications“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **11** (2), 454-458, 1993.
- [Uh95] H.S. Uh, S.J. Kwon, J.D. Lee, „A novel fabrication process of a silicon field emitter array with thermal oxide as a gate insulator“, *IEEE Electron Device Lett.*, **16** (11), 488-490, 1995.
- [Uh97] H.S. Uh, S.J. Kwon, and J.D. Lee, „Process design and emission properties of gated n+ polycrystalline silicon field emitter arrays for flat-panel display applications“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **15** (2), 472-476, 1997
- [Und98] R. Underwood, S. Keller, U.K. Mishra, D. Kapolnek, B.P. Keller, and S.P. DenBaars, „GaN field emitter array diode with integrated anode“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **16** (2), 822-825, 1998.
- [Utk06] I. Utke, „Growth regimes in FEB and FIB induced processing“, *EBID Workshop*, O-2, Delft, Niederlande, 2006.
- [Vee94] G.N.A. van Veen, „Space-charge effects in Spindt-type field emission cathodes“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **12** (2), 655-661, 1994.
- [Vee95] G.N.A. van Veen, B. Theunissen, K. van de Heuvel, R. Horne, and A.L.J. Burgmans, „Collimated sputter deposition, a novel method for large area deposition of Spindt type field emission tips“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **13** (2), 478-481, 1995.
- [Vib64] G.E. Vibrans, „Vacuum Voltage Breakdown as a Thermal Instability of the Emitting Protrusion“, *J. Appl. Phys*, **35** (10), 2855-2857, 1964.
- [Wei08] L. Wei, X. Zhang, B. Wang, C. Lou, Z. Zhu, Z. Zhao, L. Chi, and H. Kai, „A Stable Field-Emission Light Source With ZnO Nanoemitters“, *IEEE Electron Device Lett.*, **29** (5), 452-455, 2008.

- [Wel97] T. Wells, M.M. El-Gomati, and J. Wood, „Low temperature reactive ion etching of silicon with SF₆/O₂ plasmas“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **15** (2), 434-438, 1997.
- [Wu07] B. Wu and A. Kumar, „Extreme ultraviolet lithography: A review“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **25** (6), 1743-1761, 2007.
- [Xie96] T. Xie, W.A. Mackie, and P.R. Davis, „Field emission from ZrC films on Si and Mo single emitters and emitter arrays“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **14** (3), 2090-2092, 1996.
- [Yok95] K. Yokoo, M. Arai, M. Mori, J. Bae, and S. Ono, „Active control of the emission current of field emitter arrays“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **13** (2), 491-493, 1995.
- [Zei91] A. Zeitoun-Fakiris and B. Jüttner, „On the dose of bombarding residual gas ions for influencing pre-breakdown field emission in a vacuum“, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **24**, 750-756, 1991.
- [Zho98] W. Baoping, H. Zhongping, J.K.O. Sin, T. Yongming, C.Wang, X. Kunxing, „Fabrication and characteristics of emitter-sharpened double-gaterace-track-shaped field emitter structure“, *Vacuum Microelectronics Conference, 1998. Eleventh International*, 94-95, Asheville, NC, USA, 1998.

Herstellerinformationen

- [All] *ALLRESIST Gesellschaft für chemische Produkte zur Mikrostrukturierung mbH*, <http://www.allresist.de>.
- [Fil] *Filmtronics Inc.*, <http://www.filmtronics.com>.
- [Nat] *National Semiconductor*, <http://www.national.com>.

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich meinen Dank all jene richten, die in verschiedener Form Anteil am Gelingen dieser Arbeit hatten.

Ein besonderes Dankeschön gebührt Prof. Dr.-Ing. Walter Hansch für die Aufnahme in sein Team und die Möglichkeit diese interessante und abwechslungsreiche Themenstellung zu bearbeiten. Seine konstruktive Betreuung, der persönliche Umgang sowie sein Vertrauen trugen elementar zum Erfolg meiner Tätigkeit und zu einer sehr angenehmen Arbeitsatmosphäre im Fachgebiet Halbleiterproduktionstechnik bei.

Frau Prof. Dr. rer. nat Doris Schmitt-Landsiedel danke ich für die freundliche Aufnahme am Lehrstuhl für Technische Elektronik.

Ich bedanke mich bei den wissenschaftlichen Mitarbeitern des Lehrstuhls für das angenehme Arbeitsklima und die vielen fachlichen und fachübergreifenden Diskussionen. Insbesondere hervorheben möchte ich meine Kollegen im Fachgebiet Josef Biba, Bernhard Fabel, Dr.-Ing. Kirsten Hilsenbeck, Dr.-Ing. Linda Nowack und Dr.-Ing. Martin Sterkel, sowie Markus Becherer und Dr.-Ing. Werner Kraus. Speziell die gute Zusammenarbeit mit Herrn Becherer, Herrn Biba, Herrn Fabel und Herrn Sterkel im Reinraum und der Analyse war eine wichtige Grundlage für diese Arbeit.

Nicht vergessen werden sollen Peter Worm, Hans Mulatz sowie die Mitarbeiter der Werkstatt und chemisch-technischen Assistentinnen für die hervorragende technische, technologische und handwerkliche Unterstützung, ebenso wie das Sekretariat für alle organisatorischen Belange. Dafür vielen Dank.

Ein Dank geht auch an die Studenten, deren Diplom- und Studienarbeiten ich betreuen durfte. Ihre selbständige und zielorientierte Arbeitsweise brachten viele wertvolle Erkenntnisse.

Weiter möchte ich mich bei den Mitarbeitern der Nanophysics Group der Fakultät Physik an der Ludwig-Maximilians-Universität München für ihre Unterstützung bei EBID-Emittern, Herrn Dr. rer. nat. Peter Borthen am Lehr-

stuhl für Technische Elektrophysik für die Grundlagen in der Simulation und den Mitarbeitern am Institut für Physik an der Universität der Bundeswehr München für die diversen hilfreichen Diskussionen bedanken.

Tobias Moosmayr und Martin Sterkel gebührt Dank für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Zuletzt richte ich meinen Dank an meine Eltern und Familie für die fortwährende Unterstützung bis zum heutigen Tage. Meiner Frau Jenni danke ich besonders für die Aufmunterung während schwieriger Phasen der Arbeit an dieser Dissertation, ihre wertvollen Hinweise in der Bildbearbeitung und das Gegenlesen.

