UNIVERSITÄT DER BUNDESWEHR MÜNCHEN
Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik

Herstellung und Charakterisierung von Feldemitterarrays basierend auf einem Säge-Ätz-Prozess

Simon Edler

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

Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

angenommenen Dissertation.

Gutachter/Gutachterin: 1. Prof. Dr. Georg Düsberg

2. Prof. Dr. Rupert Schreiner

Die Dissertation wurde am 16.11.2023 bei der
Universität der Bundeswehr München eingereicht und durch die Fakultät für
Elektrotechnik und Informationstechnik am 31.05.2024 angenommen.
Die mündliche Prüfung fand am 09.07.2024 statt.

Kurzfassung

In dieser Arbeit wird ein kostengünstiger Herstellungsprozess für Feldemitterarrays (FEAs) entwickelt, welche beispielsweise als Elektronenquellen in einem evakuierten Package mit für Elektronen transmittiver Membran radioaktive Ionisationsquellen ersetzen können.

Die Herstellung der Emitterspitzen des Arrays mit einer Fläche von 4 mm x 4 mm erfolgt durch Strukturierung von quadratischen Säulen mittels Wafersäge und eine anschließende nasschemische anisotrope Ätzung. Durch verschiedene Ätzraten der Silizium-Kristallfacetten sowie verschieden breite Säulen entstehen drei Sorten von pyramidenförmigen FEAs mit je 3600 (S-FEAs), 1296 (M-FEAs) bzw. 256 (L-FEAs) Emitterspitzen. Die Aspektverhältnisse ergeben sich zu $(2{,}4\pm0{,}7)\cdot10^3$ (S-FEAs), $(4{,}4\pm2{,}0)\cdot10^3$ (M-FEAs) und $(10\pm6)\cdot10^3$ (L-FEAs). Zusätzlich wird ein angepasstes und durch Mikrostrukturen mechanisch justiertes Extraktionsgitter entwickelt.

Um die Emission aus p-dotierten Emittern besser zu verstehen, werden Einzelemitter in 3D- und 2D-Modellen in Comsol Multiphysics® simuliert. Bei Voruntersuchungen dafür zeigt das Modell eines einzelnen n-dotierten Emitters im Rahmen der Messgenauigkeit eine gute Übereinstimmung mit elektrischen Messdaten. Entsprechend wurde die Kennlinie eines p-dotierten Einzelemitters durch ein Modell nachgebildet. Unter Berücksichtigung der Oberflächengeneration von $3 \cdot 10^6$ cm/s in der in Stromsättigung auftretenden Raumladungszone sowie einer durch die hohe Stromdichte erhöhten Emittertemperatur von 70 °C wird eine Übereinstimmung des Sättigungsstroms zwischen Experiment und Simulation erzielt. Der Einfluss der Oberflächengenerationsrate auf die Stromsättigung wird zusätzlich experimentell durch Reinigung in Flusssäure mit anschließend unterschiedlicher Lagerung und Temperaturvariation während der Messung bestätigt. Außerdem wird gezeigt, dass die Stromsättigung durch ein Zusammenspiel aus dem Spannungsabfall über der Raumladungszone und einer effektiven Emissionsgeometrieänderung durch das in die Spitze eindringende Feld resultiert.

Experimentelle Strom-Spannungs-Kennlinienvergleiche der verschiedenen FEA-Typen zu einem Maximalstrom von 10 µA zeigen eine steigende Streuung der elektrischen Eigenschaften mit abnehmender Spitzenanzahl. Für einen Emissionsstrom von 10 µA zeigt sich ein im Mittel nötiges Feld von $(7{,}0 \pm 0{,}7)$ V/µm für S-FEAs, (12 ± 5) V/µm für M-FEAs und eine starke Degradation für L-FEAs, sodass der Maximalstrom nicht reproduzierbar erreicht werden kann. Degradationsmessungen nach einem Konstantstrombetrieb bei 10 µA für 10 h zeigen eine höhere Degradation für M-FEAs verglichen mit S-FEAs und für n-dotierte verglichen mit p-dotierten FEAs. Die maximale Betriebszeit bei 10 µA beträgt gemittelt für je drei p-dotierte S-FEAs (82 ± 19) h.

Für systematische Messungen und Vergleiche auch von stark unterschiedlichen FEAs wird eine stromabhängige Messmethode mit emissionsstromgeregelter Kennlinienmessung und Konstantstrommessung mit sequenziell steigendem Strom entwickelt. Bei Emissionsströmen unter 1 µA sorgen bei den untersuchten FEAs vor allem Adsorbate für eine Vergrößerung der nötigen Betriebsspannung, bei höheren Emissionsströmen führt die steigende Temperatur zu einer Reduktion des Adsorbateinflusses. Steigt der Emissionsstrom weiter, führt die analog steigende Temperatur zu thermischen Ausfällen einzelner Emitterspitzen. Diese Beobachtungen wurden durch Druck- und Temperaturvariation während des Messens, unterschiedliche Vorbelastung der FEAs sowie Einzelemittermessungen experimentell bestätigt. Mit zunehmendem Emissionsstrom ist außerdem eine Verringerung der Spannungsfluktuation zu beobachten, was zur Schlussfolgerung führt, dass die Zahl der aktiven Emitter zunimmt. Zusätzlich zeigen die Messungen, dass eine Verringerung des Druckes sowie eine Erhöhung des spezifischen Widerstands die Degradation von n-dotierten FEAs reduziert und höhere Maximalströme möglich werden.

Abstract

In the present work an economic fabrication process for field emission arrays (FEAs) is introduced. By operating these in an evacuated package with an electron transparent membrane an electron source capable of replacing radioactive ionization sources is obtained.

The Fabrication of the emission tips arranged as an array with an active area of 4 mm x 4 mm is carried out by square pillar structuring using a wafer dicing saw and wet chemical anisotropic etching. Due to different etch rates of the silicon crystal facets and varying pillar widths three sorts of pyramidal FEAs are obtained, with 3600 (S-FEAs), 1296 (M-FEAs), and 256 (L-FEAs) emission tips emerge, respectively. The resulting aspect ratios are $(2.4 \pm 0.7)\cdot 10^3$ (S-FEAs), $(4.4 \pm 2.0)\cdot 10^3$ (M-FEAs,) and $(10 \pm 6)\cdot 10^3$ (L-FEAs), respectively. In addition, an adjusted extraction grid mechanically aligned by microstructures is developed.

For a better understanding of the emission from p-doped emitters, single emitters are simulated in 3D- and 2D-models in Comsol Multiphysics®. Preliminary investigations of a model with an n-doped single emitter show good agreement with electrical measurement data within measurement accuracy. Accordingly, the characteristic of a p-doped single emitter is replicated by the model. Allowing for surface generation of $3 \cdot 10^6$ cm/s in the space charge region, which occurs in current saturation, and an increased temperature of 70 °C caused by the high current density, the experimentally observed current saturation can be well explained by the model. The influence of the surface generation rate on the current saturation is additionally validated experimentally by cleaning with fluoric acid and subsequent different storage and temperature variations during the measurement. Furthermore, it is shown that current saturation results from interaction of a voltage drop over the space charge region and an effective change of the emitter geometry by the field penetrating into the tip.

Experimental comparisons of current-voltage-characteristics of the different FEA-types with a maximum current of 10 µA show an increasing variation of the electrical performance with decreasing number of tips. For an emission current of 10 µA a required mean field of (7.0 ± 0.7)V/µm for S-FEAs, (12 ± 5) V/µm for M-FEAs, and a strong degradation for L-FEAs so that the maximum current cannot be achieved reproducibly is observed. Degradation measurements after operation at constant current of 10 µA for 10 h show a higher degradation for M-FEAs compared to S-FEAs, and for n-doped compared to p-doped FEAs. The mean operation time at 10 µA until failure is (82 ± 19) h for three p-doped S-FEAs.

For systematic measurements and comparisons of very different FEAs a current-dependent measurement method is developed using an emission current regulated characteristics measurement and a constant current measurement with sequentially rising current. For the present FEAs mainly adsorbates lead to an increase of the operation voltage for currents below 1 µA. For increased emission currents the rising temperature leads to a reduced influence of adsorbates. A Further increase of emission current leads to rising temperature further and, consequently, thermal malfunction of single emission tips. This observation is confirmed experimentally by pressure and temperature variations during the measurement, by different prior stress of the FEAs and by single emitter measurements. With increasing emission current additionally a decrease of voltage fluctuation is observed which leads to the conclusion of increasing number of active emitter tips. Furthermore, the measurments show that decreasing pressure or increasing specific resistivity of n-doped FEAs reduces the degradation and allows for higher maximum currents.

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung **1**

2 Theoretische Grundlagen der Feldemission **3**
2.1 Feldemissionstheorie für planare ideale Metalloberflächen 3
2.2 Feldemissionstheorie an realen Kathoden 5
2.3 Feldemission aus Halbleitern 6
2.4 Lineare Darstellung von Kennlinien und Extraktion von Emissionsparametern . . 8
2.5 Externe Einflüsse auf das Emissionsverhalten realer Feldemitterbauteile 9

3 Herstellung und geometrische Analyse der Emitterstruktur **11**
3.1 Funktionsprinzip von Wafersäge und Rasterelektronenmikroskop 11
3.1.1 Wafersäge 11
3.1.2 Rasterelektronenmikroskop 12
3.2 Fabrikation der verwendeten Emitterstrukturen 13
3.2.1 TMAH-Sägeemitter 13
3.2.2 Fertigung der TMAH-Sägeemitter auf anodisch gebondeten Silizium-Glas-Wafern 15
3.2.3 Fertigung der angepassten Extraktionsgitter für die anodisch gebondeten Emitter 16
3.3 Analyse der Ätzfronten der TMAH-Sägeemitter 17
3.4 Literaturabgleich und Entstehungstheorie der Ebenen 21
3.5 Aspektverhältnis der verschiedenen Emittertypen 22

4 Messtechnik für Feldemission **27**
4.1 Vakuum-Messplatz für Feldemissionsmessungen 27
4.2 Probenhalter und Stromregelung für Feldemissionsbauteile 28
4.3 Strom-Spannungs-Kennlinien von Feldemissionsbauteilen 29

5 Finite-Element-Analyse von Silizium Feldemitterstrukturen **31**
5.1 Geometrievermessung der Emitterspitzen und resultierende Simulationsmodelle . 31
5.2 Vergleich der Simulationsmodelle 34
5.2.1 Vergleich 2D-Axialsymmetrisch und 3D Modell 34
5.2.2 Vergleich Elektrostatik- und Halbleitermodell mit verschiedenen Dotierstoffkonzentrationen 36
5.3 Simulation von Einzelemittern 37
5.3.1 n-dotierte Einzelemitter 38
5.3.2 Ursprung der Stromsättigung bei p-dotierten Feldemittern 38
5.3.3 Experimentelle Beeinflussung der Oberflächengenerationsrate 45

6 Elektrische Charakterisierung der TMAH-Sägeemitter mit Standardmethoden der Literatur **52**
6.1 Ablauf von Strom-Feld-Kennlinienmessungen 52
6.2 Erkenntnisse aus Strom-Feld-Kennlinien 52

6.3 Kennlinienvergleich mit Transmissionsmessung von ausgerichteten und nicht ausgerichteten Extraktorgittern . . . 57

7 Degradationsmessungen bei konstantem Emissionsstrom 59
7.1 Ablauf der Degradationsmessung bei konstantem Emissionsstrom . . . 59
7.2 Feldemitterstruktur-Vergleich anhand der Degradationsmessung bei konstantem Emissionsstrom . . . 60
7.3 Statistischer Vergleich p-dotierter Feldemitterstrukturen mit mehrfacher Konstantstrommessung . . . 62
7.4 Degradationsmechanismen während der Konstantstrommessung . . . 63
7.4.1 n-dotierte Feldemitterstruktur . . . 64
7.4.2 p-dotierte Feldemitterstruktur . . . 65
7.5 Einfluss einer Temperaturbehandlung auf die Lebensdauer von Feldemitterstrukturen . . . 68
7.6 Einfluss von chemischen Oberflächenbehandlungen auf die elektrischen Eigenschaften von Feldemitterstrukturen . . . 70
7.6.1 Einfluss einer Fluorwasserstoff-Behandlung auf das Langzeitverhalten von Feldemitterstrukturen . . . 70
7.6.2 Einfluss eines RCA-Reinigungsschrittes vor der HF-Behandlung auf das Langzeitverhalten von Feldemitterstrukturen . . . 71
7.6.3 Einfluss eines Sauerstoffplasmas und eines Piranha Reinigungsschrittes auf das Langzeitverhalten der Feldemitterstrukturen . . . 73
7.6.4 Erkenntnisse aus den chemischen Oberflächenbehandlungen der Feldemitterstrukturen . . . 74
7.7 Änderung der Tunnelwahrscheinlichkeit von Feldemitterstrukturen durch Oxidbeschichtung . . . 75

8 Entwicklung einer stromabhängigen Messmethode zum systematischen Feldemittervergleich 78
8.1 Motivation . . . 78
8.2 Entwicklung einer Kennlinienmessmethode mit konstanter Stromlast . . . 80
8.3 Langzeitmessung mit Einzelemittern . . . 82
8.4 Langzeitmessungen mit Feldemitterstrukturen bei verschiedenen Emissionsströmen 87
8.5 Methodik der stromabhängigen Degradationsmessung . . . 95
8.6 Analyse des Einflusses der frei gewählten Parameter der stromabhängigen Degradationsmessung . . . 100
8.6.1 Einfluss der Stichprobenzahl auf die statistischen Messergebnisse . . . 100
8.6.2 Einfluss der Dauer der Konstantstrommessung . . . 101
8.6.3 Einfluss der Stromschrittweite . . . 104
8.7 Analyse der Messmethode anhand von Einzelemittermessungen . . . 106
8.8 Mögliche Mechanismen während der stromabhängigen Degradationsmessung an Feldemitterstrukturen und deren Auswirkungen . . . 109
8.8.1 Änderung der am Emissionsvorgang beteiligten Emitteranzahl . . . 110
8.8.2 Einfluss der Vorbelastung auf die Degradation . . . 112
8.8.3 Analyse des Adsorbateinflusses anhand geheizter Messungen . . . 115
8.8.4 Zusammenfassung der auftretenden Mechanismen während der stromabhängigen Degradationsmessung . . . 120

9 Anwendung der stromabhängigen Degradationsmessung 121
9.1 Druckabhängige Analyse der Feldemission . . . 121

9.2 Charakterisierung der verschiedenen TMAH-Sägeemittertypen 128
9.3 Einfluss der Dotierstoffkonzentration auf Feldemitterbauteile 133

10 Zusammenfassung **137**

11 Ausblick **142**

Abbildungsverzeichnis **143**

Literaturverzeichnis **149**

Publikationen **167**

Betreute Arbeiten **170**

1 Einführung

Liegen an Metallen oder Halbleitern ausreichend große elektrische Felder im Bereich von 1 V/nm oder höher an, besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, dass Elektronen aus deren Oberflächen austreten können. Dieser Vorgang wird als Feldemission (FE) bezeichnet. Da das Elektron hierfür durch die Dreiecksbarriere, die von der Austrittsarbeit und dem elektrischen Feld gebildet wird, tunneln muss, wird auch vom Tunneleffekt gesprochen. FE-Kathoden basierend auf diesem Tunneleffekt haben verglichen zu thermischen Elektronenquellen mehrere Vorteile. So ermöglichen sie ein schnelleres Schaltverhalten, höhere Emissionsstromdichten, geringeren Leistungsverbrauch und eine reduzierte thermische Belastung [1–5]. Zusätzliche Vorteile sind eine höhere Kohärenz [4, 6] sowie eine schmalbandigere Energieverteilung [4, 6, 7]. Daher sind FE Kathoden vielversprechende Anwärter für mobile und schnell schaltbare Elektronen- [8], Röntgen- [3, 9–12] oder Ionisationsquellen in Ionenmobilitätsspektrometern [13, 14] und Elektroneneinfangdetektoren [15], aber auch als Elektronenquellen für Wanderfeldröhren [2] oder Drucksensoren [16, 17]. Allerdings werden FE-Kathoden wegen der aufwendigen Herstellung, den großen Anforderungen an den Betriebsdruck sowie den auftretenden Fluktuationen des Emissionsstroms noch nicht großflächig in kommerziellen Produkten eingesetzt.

In sehr vielen Fällen wird bei der Entwicklung von neuartigen Feldemissionsbauteilen wegen der hohen Stromtragfähigkeit und der daraus erhofften hohen Lebensdauer auf Kathoden bestehend aus Kohlenstoffnanoröhrchen gesetzt [18–22]. Durch die meist zufällige Positionierung der Kohlenstoffnanoröhrchen ist es dabei allerdings nicht möglich, ein auf die Emissionszentren ausgerichtetes Extraktionsgitter zu entwickeln. Hier bietet Silizium als das am meisten verwendete Material der Halbleiterindustrie eine große Vielfalt an sehr gut entwickelten Prozessen, mit denen die Erzeugung von geordneten Emissionsstrukturen im großen Maßstab möglich ist. Ebenfalls ist es durch die gut entwickelten Prozesse gelungen, die angestrebten Geometrien sehr präzise zu fertigen, was dazu führt, dass mit Siliziumkathoden Maximalströme in derselben Größenordnung wie mit Kohlenstoffnanoröhrchen möglich sind [18, 23, 24].

Wenn es bei Feldemitterbauteilen darum geht, die Lebensdauer und den Maximalstrom zu erhöhen, und gleichzeitig die Stromfluktuation reduziert werden soll, werden normalerweise Feldemitter-Arrays (FEAs) mit einer Vielzahl von Emittern verwendet [3]. Für die Stromfluktuation ist es hilfreich, dass der integrale Emissionsstrom aus einem FEA mithilfe einer Konstantstromquelle stabil geregelt werden kann [25]. Damit diese FEAs in der Praxis Einsatz finden können, werden robuste Emitter mit einer ausreichend hohen Lebensdauer benötigt. Um wiederum hohe Lebensdauern realisieren zu können, müssen die auftretenden Degradationsmechanismen verstanden und anschließend vermieden werden. Dafür werden Emitter benötigt, die eine klar definierte Anzahl an Emissionszentren besitzen und die einfach, kostengünstig und gut reproduzierbar hergestellt werden können. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit ein Fabrikationsprozess basierend auf einem Wafersäge- und einem nasschemischen Ätzprozess entwickelt. Hier sind die Emissionszentren eindeutig zu identifizieren, was einen Vergleich der Emissionszentren vor und nach der elektrischen Charakterisierung ermöglicht. Weiter ist der Prozess - verglichen mit dem für FEAs mit hohem Aspektverhältnis [26] oder "black Silicon FEAs"[27] - sehr einfach und es kann auf einen kosten- und wartungsintensiven Reinraum verzichtet werden.

Die Fluktuation des Emissionsstromes soll nicht nur bei einer flächigen Integration über den gesamten Emitterchip, sondern auch lokal möglichst gering sein. Hierfür bieten FEAs hergestellt aus p-dotiertem Silizium gegenüber denen aus n-dotiertem Silizium geringere Stromfluktuationen, wenn sie in der Stromsättigung betrieben werden [27, 28]. Außerdem wird vermutet, dass

p-dotierte FEAs eine homogenere Stromverteilung aufweisen, was ggf. zu höheren Lebensdauern führen könnte. Aus diesen Gründen wird in dieser Arbeit auch der Einfluss der Dotierung auf die Emissionscharakteristik untersucht.

Der Mechanismus, der die Stromsättigung in p-dotierten Emittern bedingt, und die Parameter, mit denen die Sättigung beeinflusst werden kann, sind immer noch kaum verstanden. Dafür wird Feldemission aus p-dotiertem Silizium bestenfalls mit einem stark vereinfachtem Modell [29] beschrieben, und für die theoretische Beschreibung der Feldemission aus Halbleitern wird meist nur ein eindimensionaler Ansatz verwendet [30–32]. In dieser Arbeit werden FEM-Simulationen mit Comsol Multiphysics® [33] durchgeführt, mit denen die Mechanismen, welche die Stromsättigung bedingen, untersucht werden können. Zusätzlich findet ein Abgleich der Simulationsergebnisse mit den Messdaten statt.

Weiteren Nachholbedarf in den bisher veröffentlichten Arbeiten zur Feldemission allgemein und zu verschiedenen Feldemitterbauteilen im Speziellen gibt es bei der fehlenden Vergleichbarkeit der Messergebnisse untereinander und bei Messmethoden, die am realen Betrieb eines Feldemitters in einem späteren Produkt völlig vorbeigehen. So werden in der Literatur neuartige Feldemissionsbauteile meist nur mit einer Strom-Spannungskennlinie im Ultrahochvakuum vermessen. Aus diesen Messungen lassen sich keine klaren Aussagen über die Langzeitstabilität der Emitter treffen, welche ausschlaggebend für einen praktischen Einsatz ist. Unter anderem wird deshalb in dieser Arbeit ein Messverfahren entwickelt, welches eine systematischere Vermessung von Feldemitterbauteilen ermöglicht. Dadurch könnte aus der vorhandenen Vielzahl an Emissionsstrukturen für die verschiedenen Anwendungen unter verschiedenen Gegebenheiten jeweils ein optimaler Kandidat gefunden werden.

2 Theoretische Grundlagen der Feldemission

In diesem Kapitel sollen die theoretischen Grundlagen, die zum Verständnis der Arbeit notwendig sind, erläutert werden. Dabei wird auf die Feldemission, die Darstellung von Messergebnissen und die Extraktion relevanter Parameter sowie auf mögliche externe Einflüsse auf die Feldemission eingegangen. Herrschen sehr große elektrische Felder, können Elektronen aus einer negativen Elektrode emittiert werden. Diese sogenannte (kalte) Feldemission tritt dann auf, wenn die durch das elektrische Feld resultierende Verbiegung des Potentials an der Oberfläche so stark ist, dass die Breite der entstehenden Tunnelbarriere in der Größenordnung der Wellenlänge der Elektronen ist. In den folgenden Abschnitten werden die Grundlagen dieser Feldemission von Elektronen erläutert.

2.1 Feldemissionstheorie für planare ideale Metalloberflächen

Durch die Entwicklung der Schrödinger Gleichung [34] und der Jeffreys-Wentzel-Kramers-Brillouin (JWKB) Näherung [35, 36] wurden 1926 die Grundlagen geschaffen, um Tunnelwahrscheinlichkeiten durch Tunnelbarrieren zu berechnen. Darauf aufbauend veröffentlichten dann 1928 Fowler und Nordheim ihre Theorie der Feldemission von Elektronen aus Metallen [37–39].

Dabei wird die planare Oberfläche eines perfekt leitfähigen Festkörpers bei 0 K angenommen. Die eindimensionale Potentialbarriere ist für verschiedene Zustände in verschiedenen Farben in Abbildung 2.1 dargestellt. Die Fermi-Energie (E_F) ist die Energie im perfekten Metall, bis zu der bei 0 K alle Zustände mit Elektronen befüllt sind. Herrscht an der Oberfläche kein elektrisches Feld, folgt die Potentialbarriere einer Stufenfunktion, die in Abbildung 2.1 blau dargestellt ist. Damit ein Elektron in diese Fall aus dem Material herausgelöst werden kann, muss klassisch gesehen die Austrittsarbeit (ϕ) aufgebracht werden [40], wodurch das Elektron auf das Vakuumniveau (E_{Vak}) angehoben wird.

Ein herausgelöstes Elektron erzeugt eine Oberflächenladung, die das selbe Feld außerhalb des Metalls erzeugt, wie wenn eine einfache positive Ladung im gleichen Abstand zur Oberfläche im Inneren des Materials angenommen wird. [41] Somit kann eine Spiegelladung das Potential nahe der Oberfläche beschreiben, welches in Abbildung 2.1 in grün dargestellt ist.

Betrachtet man den Fall, bei dem nun ein homogenes elektrisches Feld zunächst noch ohne Spiegelladungspotential an der Oberfläche anliegt, verbiegt sich das ursprüngliche Potential und somit die Stufenfunktion zu einer Dreiecksbarriere (Abbildung 2.1 orange). Die als unendlich hoch angenommene Leitfähigkeit führt hierbei dazu, dass das elektrische Feld von den Elektronen an der Oberfläche kompensiert werden kann und somit kein Feld in den Festkörper eindringt.

Kombiniert man jetzt die Dreiecksbarriere und das Spiegelladungspotential, ergibt sich die in rot dargestellte Potentialbarriere in Abbildung 2.1. Hierbei ist die klassische Austrittsarbeit um eine Differenz $\Delta\phi$ reduziert. Die Funktion der potentiellen Energie $W(z)$ ergibt sich dann zu:

$$W(z) = \phi - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 z} - eEz. \ (z > 0) \tag{2.1}$$

Mit der elektrischen Feldstärke (E), der Elementarladung (e), dem Abstand zur Oberfläche (z) und der Vakuumpermittivität (ϵ_0).

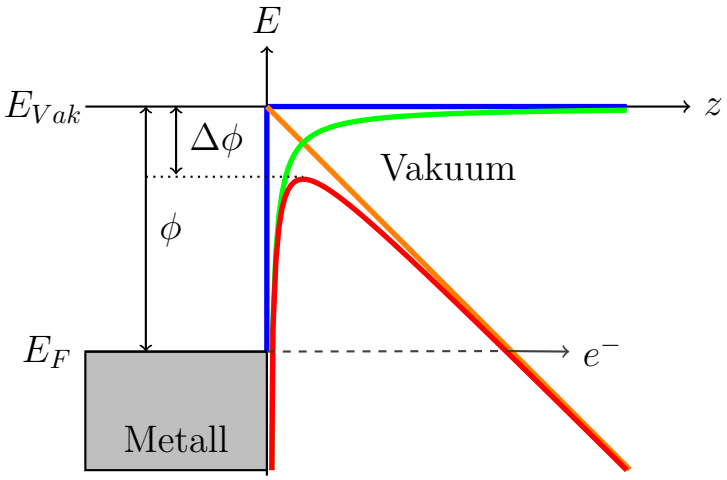


Abbildung 2.1: Banddiagramm eines idealen Metall-Vakuumkontaktes bei $T = 0\,\mathrm{K}$, wobei sich das Metall links und das Vakuum rechts befindet. Mit der Stufenfunktion in blau eingezeichnet der Übergang ohne elektrisches Feld und ohne Spiegelladung. In grün der Verlauf des Übergangs nur unter Berücksichtigung der Spiegelladung, in orange nur unter Berücksichtigung eines angelegten elektrischen Feldes. In rot ist der Übergang unter Berücksichtigung der Spiegelladung und des elektrischen Feldes gezeigt, wobei sich hier die klassische Austrittsarbeit ϕ um $\Delta\phi$ reduziert. Die klassische Austrittsarbeit ist der Abstand zwischen Fermi-Energie des Metalls E_F und des Vakuumniveaus E_{Vak}

Die emittierte Stromdichte kann jetzt durch das Integral aller durch diese Barriere transmittierten Elektronen berechnet werden [42]:

$$j(E) = e \int_0^\infty N(k)t(k,E)dk \tag{2.2}$$

Dabei entspricht N(k) der Anzahl der Elektronen, die mit der Energie k auf die Oberfläche treffen, und t(k,E) der Tunnelwahrscheinlichkeit der Elektronen mit der Energie k bei einer Feldstärke E.

Berücksichtigt man hier die Reduktion der Höhe der Dreiecksbarriere durch die Spiegelladung und das externe elektrische Feld, erhält man durch die JWKB-Näherung eine Gleichung für die Stromdichte, die als Murphy-Good Gleichung bezeichnet wird [43]:

$$j(E) = \frac{A_{FN}}{\phi t(f)^2} E^2 \cdot \exp\left(-\frac{B_{FN}\phi^{3/2}v(f)}{E}\right). \tag{2.3}$$

A_{FN} und B_{FN} werden als die beiden Fowler-Nordheim Konstanten bezeichnet, wobei $A_{FN} = e^3/(8\pi h) \approx 1{,}541\,434 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{A \cdot eV \cdot V^{-2}}$ und $B_{FN} = 8\pi\sqrt{2m_e}/(3he) \approx 6{,}830\,890\,\mathrm{eV^{-3/2} \cdot V \cdot nm^{-1}}$ entspricht. [44] $t(f)$ und $v(f)$ sind dabei hyperbolische Funktionen, die analytisch nicht lösbar sind [38]. In der Literatur sind numerische Lösungen für beide Funktionen in tabellarischer Form aufgeführt [45]. Für beide Funktionen gibt es zudem Näherungslösungen, die eine maximale Abweichung von 0,4 % von den exakten Werten aufweisen [44]:

$$\begin{aligned} v(f) &\approx 1 - f + \frac{1}{6} f \ln(f), \\ t(f) &\approx 1 + \frac{1}{9}(f - \frac{f}{2}\ln(f)), \end{aligned} \tag{2.4}$$

wobei $f = E/E_b$ und E_b dem elektrischen Feld entspricht, welches benötigt wird, um die Barriere um die Austrittsarbeit $\Delta\phi$ zu reduzieren. Daraus ergibt sich [41]:

$$E_b = \frac{\phi^2}{c_s^2}, \tag{2.5}$$

mit der Schottky Konstante $c_s = (e^3/4\pi\epsilon_0)^{1/2} = 1{,}199\,985\,\mathrm{eV} \cdot \mathrm{V}^{-1/2} \cdot \mathrm{nm}^{1/2}$.

Setzt man die Näherung des hyperbolischen Parameters $t(f)$ (Gleichung 2.4) in die Murphy-Good Gleichung (Gleichung 2.3) ein, ist es nicht mehr möglich, diese zu linearisieren. Da dies für die verwendete lineare Anpassung (siehe Abschnitt 2.4) nötig ist, wird der Parameter - wie bereits von *Forbes* [46] vorgeschlagen - ersetzt, wobei dafür in dieser Arbeit ein Wert von $t(f)^2 = 1{,}1$ eingesetzt wird [47]. Für elektrische Felder unter $9\,\mathrm{V/nm}$ beträgt der maximale Fehler, der durch diese Näherung verursacht wird, weniger als $10\,\%$ [47].

Um von der Emissionsstromdichte zu einem Emissionsstrom ($I(E)$) zu gelangen, wird eine effektive Emissionsfläche A_{eff} definiert. Diese entspricht bei planaren Oberflächen der gesamten Fläche, an der Emission auftritt. Durch die Vereinfachung des Faktors $t(f)$ beinhaltet die effektive Emissionsfläche zusätzlich den feldabhängigen Teil der Funktion und ist somit vom anliegenden elektrischen Feld abhängig. Die Gleichung lässt sich dann wie folgt neu schreiben:

$$I(E) = A_{eff} \frac{A_{FN}\phi^{3-2\kappa}}{c_s^{4-2\kappa} 1{,}1} E^{\kappa} \cdot \exp\left(\frac{B_{FN} c_s^2}{\phi^{1/2}}\right) \cdot \exp\left(-\frac{B_{FN}\phi^{3/2}}{E}\right). \tag{2.6}$$

Hierbei entspricht $\kappa = 2 - \eta/6$ mit $\eta = B_{FN} c_s^2 \phi^{-1/2}$. [48]

2.2 Feldemissionstheorie an realen Kathoden

Feldemission aus realen Kathoden kann sich teilweise deutlich von der aus idealen Metallen unterscheiden. Dass bei realen Metallen während der Messungen die Temperatur nicht gleich $0\,\mathrm{K}$ und somit die Leitfähigkeit endlich ist, wird in der Theorie vernachlässigt. In der Praxis würde es bei sehr hohen Emissionsströmen bzw. elektrischen Feldern zu einer Sättigung des Emissionsstromes führen. Zusätzlich treten lokal an Spitzen auf der Oberfläche, die in das elektrische Feld hineinragen, wesentlich höhere Felder auf als diejenigen, die makroskopisch anliegen [49]. In Abbildung 2.2 ist eine Spitze mit der Kontur der in dieser Arbeit gefertigten Emitter mit der Feldstärke in Graustufen und den Äquipotentiallinien in einem homogenen Feld dargestellt. An der Spitze der Struktur ist eine Verdichtung der Äquipotentiallinien zu erkennen, was eine Erhöhung des elektrischen Feldes bedeutet. Die Erhöhung des elektrischen Feldes wird Feldüberhöhung β genannt und beschreibt das Verhältnis aus makroskopisch angelegtem homogenem Feld und dem tatsächlich an der Emissionsspitze herrschenden Feld [49]. In erster Näherung ist die Feldüberhöhung proportional zum Quotienten aus Spitzenradius und Höhe [49]. Somit lässt sich die Feldüberhöhung durch eine Reduktion des Spitzenradius und/oder durch eine Vergrößerung der Emitterhöhe vergrößern. Zusätzlich verändert der Flankenwinkel die entstehenden Felder, wobei spitzere Winkel zu größeren Feldern führen [50].

Durch diese Feldüberhöhung muss Gleichung 2.3 erweitert werden. Da bei den Messungen die angelegte Spannung wesentlich leichter gemessen werden kann, als das angelegte Feld, wird zusätzlich das elektrische Feld durch den Quotienten aus Spannung U und Abstand d zwischen der Spitze, die in das elektrische Feld hineinragt, und der Anode, an der das positive Potential anliegt, ersetzt:

$$I(U) = A_{eff} \frac{A_{FN}\phi^{3-2\kappa}}{c_s^{4-2\kappa} 1.1} \left(\frac{U\beta}{d}\right)^{\kappa} \cdot \exp\left(\frac{B_{FN} c_s^2}{\phi^{1/2}}\right) \cdot \exp\left(-\frac{B_{FN}\phi^{3/2} d}{U\beta}\right). \tag{2.7}$$

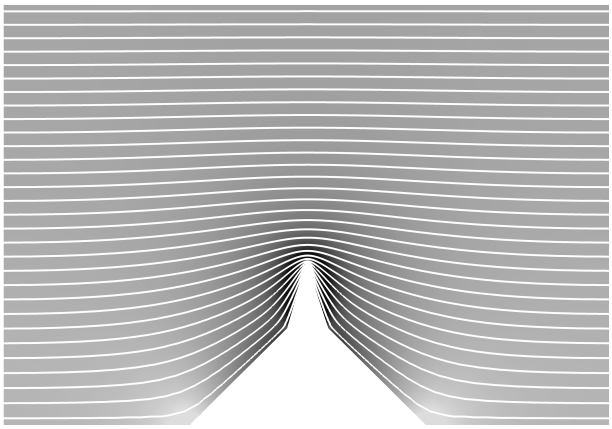


Abbildung 2.2: Die elektrische Feldstärke und das elektrische Potential an einer Geometrie mit der Kontur der in dieser Arbeit gefertigten Emitter in einem homogenen elektrischen Feld. Die Feldstärke ist dabei in Grauwerten dargestellt, die Äquipotentiallinien durch die weißen Linien. Die sogenannte Feldüberhöhung ist an der Spitze der Geometrie durch eine Verdichtung der Potentiallinien zu erkennen.

Bei planaren Oberflächen entspricht die effektive Fläche, der kompletten Fläche an der Emission auftritt. Für nicht planare Geometrien im homogenen elektrischen Feld entspricht die effektive Emissionsfläche nicht mehr der Fläche, an der Emission auftritt. Dies liegt daran, dass die Emissionsstromdichte nicht mehr homogen über die Fläche verteilt ist. Stattdessen steigt die effektive Emissionsfläche zusätzlich mit dem anliegenden elektrischen Feld [51].

2.3 Feldemission aus Halbleitern

Feldemission aus Halbleitern kann von der Feldemission aus Metallen je nach Art und Konzentration des Dotierstoffes abweichen. Ausschlaggebend dafür ist die im Vergleich zu Metallen kleinere Ladungsträgerdichte. Wie bereits in Abschnitt 2.1 beschrieben, verhindert die hohe Ladungsträgerdichte im idealen Metall die Feldeindringung. Im realen Metall können Oberflächenladungen die räumlich sehr dünn sind, bereit große elektrische Felder kompensieren [52], was in guter Näherung einen feldfreien Festkörper erzeugt. Im Gegensatz dazu kommt es bei Halbleitern durch die geringere Ladungsträgerdichte bei starken elektrischen Feldern an der Oberfläche zur Ausbildung einer Raumladungszone und zur Feldeindringung [53]. Dadurch ändert sich die Ladungsträgerdichte [54] und das Bildladungspotential muss korrigiert werden [55]. Dadurch muss der Parameter f mit der Dielektrizitätskonstante ϵ_r des Halbleiters ergänzt werden [56], wobei durch die Feldüberhöhung zusätzlich das lokale Feld E_L anstatt dem globalem Feld eingesetzt wird:

$$f = \left(\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 1}\right) \frac{c_s^2}{\phi^2} E_L. \tag{2.8}$$

Mit der Dielektrizitätskonstante von Silizium mit 11,7 [57] ergibt sich ein Vorfaktor von 0,845. Durch steigende Dotierung nimmt die Dielektrizitätskonstante von Silizium zu [58], wodurch dieser Faktor noch näher bei eins liegen kann.

In Abbildung 2.3 ist das Banddiagramm nahe der Oberfläche für einen n-dotierten (a)) und einen p-dotierten Halbleiter (b)) dargestellt [59]. Durch die Feldeindringung kann wie in beiden Teilabbildungen zu erkennen, die Leitungsbandkante (E_C) und die Valenzbandkante (E_V) nach unten verbogen werden. Unterschreitet die Leitungsbandkante die Fermi-Energie (gestrichelte Linie (E_F)) spricht man von einer Entartung des Elektronengases [54] und der Halbleiter kann in erster Näherung als Metall angenommen werden [32, 60]. Die in dieser Arbeit aufgenommenen

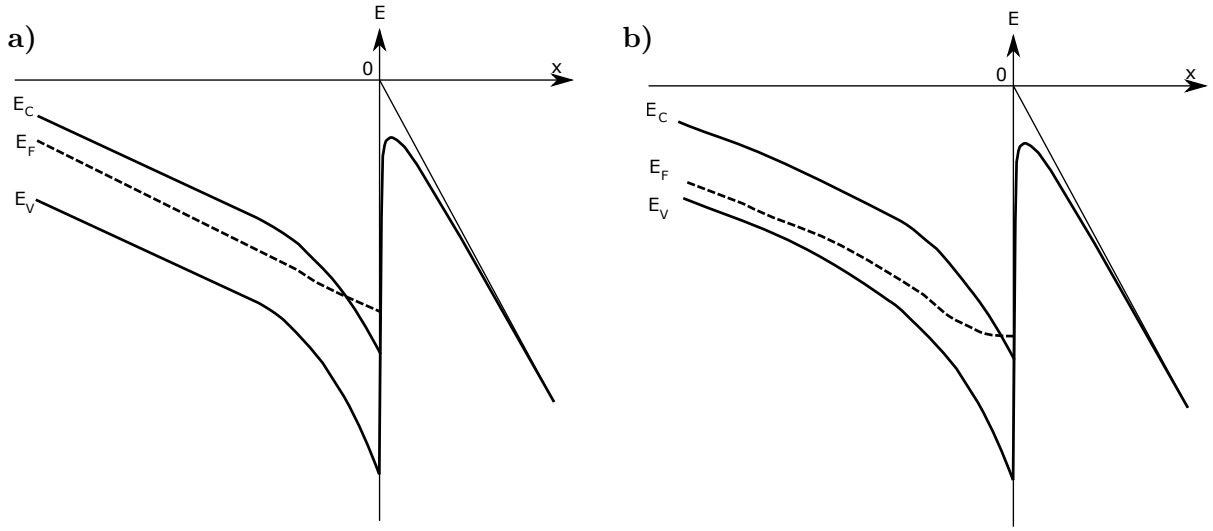


Abbildung 2.3: Das Banddiagramm nahe der Oberfläche ist in a) für einen n-dotierten und in b) für einen p-dotierten Halbleiter dargestellt, wobei jeweils ein äußeres elektrisches Feld anliegt. Die Oberfläche der Halbleiter liegt jeweils bei Null. Die Leitungsbandunterkante ist mit E_C die Fermi-Energie mit E_F und die Valenzbandoberkante mit E_V eingezeichnet.

Kennlinien aus Halbleitern kommen nur beim Anlegen hoher elektrischer Felder zustande, weshalb die Oberfläche des Halbleiters im Falle einer Elektronenemission als entartet angenommen werden kann. Aus diesem Grund wird für die Austrittsarbeit der Wert der Elektronenaffinität des Siliziums mit 4,05 eV angenommen [61]. Zudem kann durch die Entartung der in Gleichung 2.8 eingeführte Korrekturfaktor vernachlässigt und in guter Näherung die Metalltheorie verwendet werden [60]. Einzige Ausnahme hierfür ist wenn ein p-dotierter Emitter in Sättigung betrieben wird, wobei dieser dann in guter Näherung wie eine Diode beschrieben werden kann [62].

In Abbildung 2.4 ist die schematische Kennlinie von Halbleitern mit geringer Elektronenkonzentration im Leitungsband dargestellt. Bei niedrigen Spannungen bzw. Feldern (Bereich I) ist der Emissionsstrom durch die sich einstellende Barriere begrenzt, wodurch eine Metall-ähnliche Kennlinie resultiert [59]. Mit höheren Feldern (Bereich II) kommt es zu einer Sättigung des Emissionsstromes, welcher in p- aber auch in niedrig n-dotierten Halbleitern auftreten kann [59]. Dieser Bereich kann durch die Verarmung des Halbleiters in der sich ausbildenden Raumladungszone erklärt werden [63]. Der Emissionsstrom ist in diesem Fall nicht mehr durch die Tunnelbarriere, sondern nur noch über den Ladungsträgernachschub (Generations- und Diffusionsstrom) limitiert [62–64]. Durch z. B. Temperaturerhöhung [65] oder Bestrahlung des Halbleiters mit Licht [66] kann die Ladungsträgergeneration erhöht werden, was zu einer Erhöhung des Emissionsstromes führt. Wegen des geringen Einflusses der Barriere auf den Emissionsstrom ist in diesem Bereich der Einfluss von Adsorbaten (siehe Abschnitt 2.5) reduziert [59], was ein Grund dafür sein kann, dass in diesem Bereich eine sehr stabiler Emissionsstrom beobachtbar ist [28]. Steigen die Felder noch weiter an (Bereich III), kommt es im p-dotierten Halbleiter zur Stoßionisation, wodurch der Emissionsstrom stark ansteigt.

Die einzelnen auftretenden Effekte bei der Feldemission aus Halbleitern sind grundsätzlich verstanden, allerdings fehlt eine geschlossene Theorie für reale Halbleiteroberflächen. So existieren zwar umfangreiche Modelle, die aber trotzdem deutliche Abweichungen zu experimentellen Beobachtungen aufweisen [67, 68]. Aus diesem Grund wird die Feldemission aus Halbleitern, speziell die aus p-dotierten, in Kapitel 5 weitergehend untersucht.

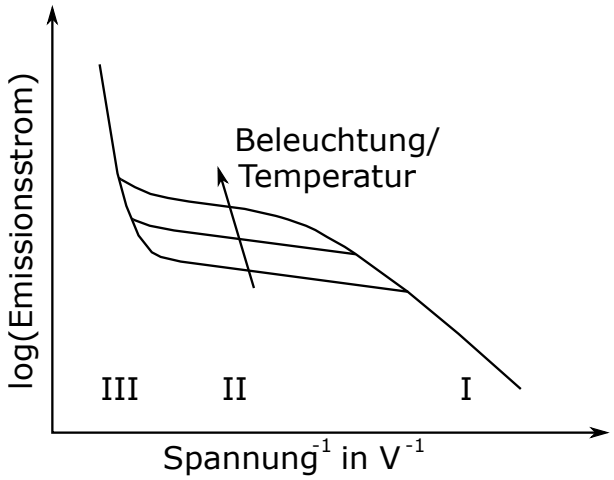


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des logarithmischen Emissionsstroms aus niedrig dotiertem Halbleitermaterial in Abhängigkeit von der anliegenden reziproken Extraktionsspannung (Erklärung siehe Abschnitt 2.4). Im Bereich I bei niedrigen Extraktionsspannungen verläuft die Kennlinie in dieser Darstellung wie beim Metall nahezu linear. Wird eine gewisse Extraktionsspannung erreicht (Bereich II) Bildet sich im Halbleiter eine Raumladungszone aus, die den Emissionsstrom begrenzt. Der Pfeil deutet an, dass der Emissionsstrom in diesem Bereich durch eine Temperaturerhöhung bzw. Beleuchtung des Halbleiters erhöht werden kann. Im Bereich III kommt es durch noch höhere Extraktionsspannungen zu einer Stoßionisation im Halbleiter und somit zu einem starken Anstieg des Emissionsstromes.

2.4 Lineare Darstellung von Kennlinien und Extraktion von Emissionsparametern

Um aus Strom-Spannungs-Messungen (Kennlinienmessung siehe Abschnitt 4.3) von Feldemittern die effektive Fläche A_{eff} oder den Feldüberhöhungsfaktor β mit Hilfe einer linearen Anpassung zu extrahieren, können die Kennlinien linearisiert werden. *Forbes* [46] empfiehlt für die Linearisierung die Darstellung in Murphy-Good Koordinaten. Dafür wird Gleichung 2.7 neu angeordnet zu:

$$\ln\left(\frac{I}{U^{\kappa}}\right) = \ln\left(A_{eff}\frac{A_{FN}\phi^{3-2\kappa}\beta^{\kappa}}{c_s^{4-2\kappa}1{,}1d^{\kappa}}\right) + \left(\frac{B_{FN}c_s^2}{\phi^{1/2}}\right) - \left(\frac{B_{FN}\phi^{3/2}d}{U\beta}\right). \tag{2.9}$$

Für die lineare Auftragung wird auf der x-Achse des Koordinatensystems $1/U$ und auf der y-Achse $\ln(I/U^{\kappa})$ angetragen [46]. Durch eine lineare Anpassung werden die Steigung S und der y-Achsenabschnitt λ aus den Daten extrahiert, wobei sich die beiden Werte aus Gleichung 2.9 zu:

$$S = \frac{-B_{FN}\phi^{3/2}d}{\beta}, \tag{2.10}$$

$$\lambda = \ln\left(A_{eff}\frac{A_{FN}\phi^{3-2\kappa}\beta^{\kappa}}{c_s^{4-2\kappa}1{,}1d^{\kappa}}\right) + \frac{B_{FN}c_s^2}{\phi^{1/2}}, \tag{2.11}$$

ergeben. Mit einer konstanten Austrittsarbeit ϕ kann aus der Steigung der Feldüberhöhungsfaktor β berechnet werden. Durch den Feldüberhöhungsfaktor kann dann aus dem Wert für den y-Achsenabschnitt die effektive Emissionsfläche A_{eff} berechnet werden. *Forbes* weist darauf hin, dass vor allem die Vereinfachung der Spiegelladung dazu führt, dass die Kennlinien in Murphy-Good Koordinaten nur beinahe exakt linear sind [46]. Dadurch sind präzise Werte aus

Murphy-Good Koordinaten leichter zu extrahierten, als das für anderen Koordinatensystemen der Fall ist [46]. Die Extraktion der effektiven Fläche und des Feldüberhöhungsfaktors werden in dieser Arbeit mit diesen Gleichungen ermittelt.

Um die Darstellung der Kennlinien einfacher lesbar zu gestalten, werden die Daten in sogenannten Millikan-Lauritsen-Diagrammen dargestellt [48, 69]. Bei dieser Darstellung wird auf der x-Achse wie in Murphy-Good Koordinaten die inverse Spannung aufgetragen. Auf der y-Achse hingegen wird der Emissionsstrom in logarithmischer Darstellung aufgetragen. Auch in dieser Darstellungsform sind Feldemissionsdaten nahezu linear [48, 69], was die einfache Überprüfung erlaubt, ob es sich bei den gemessenen Daten um Emissionsstrom oder beispielsweise um parasitäre Leckströme handelt. Leckströme können z. B. durch früheres Einsetzen des Stromflusses und durch ein Sättigen der Kennlinie in Millikan-Lauritsen-Diagrammen erkannt werden. Um die Lesbarkeit in Millikan-Lauritsen-Diagrammen weiter zu vereinfachen, wurde die inverse Spannung in die angelegte Spannung bzw. das angelegte elektrische Feld umgerechnet, wodurch die Werte auf der x-Achse von rechts nach links zunehmen.

2.5 Externe Einflüsse auf das Emissionsverhalten realer Feldemitterbauteile

Durch verschiedene externe und interne Einflüsse kann es zu zusätzlichen Abweichungen vom linearen Verlauf der Kennlinien in Murphy-Good sowie in Millikan-Lauritsen Koordinaten kommen. So können z. B. dünne Oxidschichten auf der Oberfläche zu einer signifikanten Reduktion des Emissionsstroms führen, wie sie von *Yang et al.* [70] berechnet wurden. Durch diese Reduktion des Emissionsstromes kann es zu einer Abweichung vom idealen Feldemissionsverlauf kommen [71]. In der Kennlinie wäre das dadurch sichtbar, dass der Emissionsstrom bei geringen Extraktionsspannungen zunächst niedriger ausfällt und zu höheren Extraktionsspannungen stärker ansteigt als durch die anfängliche Steigung im Millikan-Lauritsen-Diagramm erwartet. In den Oxiden können sich zusätzlich durch heiße Elektronen induziert leitende Kanäle bilden, die den Emissionsstrom erhöhen [72]. Durch die teilweise zeitlich nur begrenzte Stabilität dieser Kanäle kann es somit zu einer zeitlichen Variation des Emissionsstroms kommen.

Des Weiteren können resonante Tunneleffekte dafür sorgen, dass die Emissionscharakteristik vom idealen Verlauf abweicht. Adsorbate auf der Oberfläche bilden erlaubte Zustände in der Barriere, welche durch das angelegte Feld verschoben werden können. Ein solcher erlaubter Zustand kann von einem Elektron eingenommen werden, wodurch sich die Barrierenbreite reduziert und die Tunnelwahrscheinlichkeit ansteigt. Da die erlaubten Zustände je nach angelegter Spannung ihre Position relativ zur Fermi-Energie ändern können, führt dies zur spannungsabhängigen Erhöhung der Emissionswahrscheinlichkeit. [73]

Ebenso kann die Oberflächenzustandsdichte deutlich von der Zustandsdichte im Festkörper abweichen [52]. So kann die Oberflächenzustandsdichte im Halbleiter größer ausfallen, wodurch die Feldemissionsmodelle um Größenordnungen falsche Werte liefern können. Dies führt zur Beeinflussung der Energieverteilung der emittierten Elektronen [67], was experimentell den Nachweis der Emission aus Oberflächenzuständen und Zuständen im Oxid ermöglichte [74].

Adsorbate auf der Oberfläche können zum Einen die Austrittsarbeit ändern [73, 75, 76] und somit die Emissionseigenschaften beeinflussen. Zum Anderen werden so die mit Gleichung 2.10 und Gleichung 2.11 extrahierten Parameter verfälscht. Somit wirkt sich eine Erhöhung der Austrittsarbeit ähnlich zu einer Verringerung des Feldüberhöhungsfaktors aus. Physisorbierte Moleküle können ohne viel äußere Energie mit Van-der-Waals Kräften an die Oberfläche gebunden werden [77]. Dieser Prozess ist bereits durch geringe thermische Energie reversibel, welche beispielsweise durch joule'sche Erwärmung [78] bereitgestellt werden kann. Somit variiert je nach Druck im Rezipienten und Temperatur der Emitteroberfläche die Adsorptions- und Desorptionsrate

von Physisorbaten. Zusätzlich können Ionen durch die herrschenden elektrischen Felder auf die Oberfläche beschleunigt werden [76] und dort chemisorbieren [79–81]. Die Chemisorbate binden sich teilweise kovalent und somit wesentlich stärker an die Oberfläche als Physisorbate. Chemisorbierte negativ geladene Ionen führen zu einer Bandverbiegung nahe der Oberfläche, wodurch eine Verarmungszone entstehen kann [82]. Diese zusätzliche Bandverbiegung erhöht das für die Feldemission nötige angelegte globale elektrische Feld und führt somit ebenfalls zu einer effektiven Erhöhung der Austrittsarbeit [81]. Wird das Feldemitter Array (FEA) während des Betriebs geheizt, werden zumindest die physisorbierten und bei genügend hohen Temperaturen auch teilweise die chemisorbierten Moleküle desorbiert und das FEA regeneriert teilweise [16, 75]. Dabei hängt die Desorptionsrate exponentiell von der Temperatur ab [83].

Zusätzlich ist die Desorptions- und Adsorptionsrate vom Emissionsstrom abhängig. Die elektrische Leistung, die im Emitter in Form von joule'scher Aufheizung deponiert wird, steht in quadratischem Zusammenhang mit der Stromdichte [78]. Dadurch, dass die höchsten Stromdichten an der Emitterspitze auftreten [84], werden auch die höchsten Temperaturen an der Emitterspitze erwartet. Auf der einen Seite können dadurch die physisorbierten Adsorbate - wie bereits beschrieben - an der Emitterspitze durch den Emissionsstrom desorbieren. Auf der anderen Seite steigt die Chemisorption z. B. von Stickstoff mit steigendem Emissionsstrom und steigender Ionenenergie, da eine gewisse Energie benötigt wird, um Stickstoff zu dissoziieren, welcher dann vermehrt an der Oberfläche chemisorbiert [79]. Mit größerem Emissionsstrom werden mehr Ionen gebildet, wodurch die Chemisorption durch auf der Oberfläche auftreffende Ionen erhöht wird. Untersuchungen zur Desorption und Adsorption und deren Einfluss auf die Emittereigenschaften werden unter anderem in Unterabschnitt 8.8.3 durchgeführt.

3 Herstellung und geometrische Analyse der Emitterstruktur

Teile dieses Kapitels basieren auf meinem Artikel, veröffentlicht im Journal of Vacuum Science & Technology B, 39(1), 013205 (2021). DOI:10.1116/6.0000466

Zur Herstellung der meisten in der Literatur gezeigten Feldemitterarrays (FEAs), beispielsweise FEAs mit hohem Aspektverhältnis [27] oder FEAs aus black-Silicon [26], wird ein sehr teurer und wartungsintensiver Reinraum benötigt. Erst kürzlich veröffentlichten *Langer et al.* eine Möglichkeit zur Herstellung von Feldemitterarrays durch LASER-Abtrag und nasschemischem Ätzen [85]. *Kusch et al.* [86] präsentierten sogar einen Herstellungsprozess der nur auf mehreren Sägeschritten mit einer Wafersäge basiert. Hier wird im Folgenden ein weiterer sehr einfacher und kostengünstiger Herstellungsprozess erläutert, der auf Sägen mit einer Wafersäge und nasschemischem Ätzen basiert.

3.1 Funktionsprinzip von Wafersäge und Rasterelektronenmikroskop

3.1.1 Wafersäge

Eine Wafersäge wird in der Halbleiterindustrie normalerweise dazu verwendet, um einen Wafer in Chips zu vereinzeln. Das grundlegende Funktionsprinzip ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Auf einer Spindel ist ein diamantbesetztes Sägeblatt montiert, welches sich mit einer Rotationsgeschwindigkeit zwischen $30\,000\,\mathrm{min}^{-1}$ und $60\,000\,\mathrm{min}^{-1}$ dreht. Der Wafer wird auf eine Folie geklebt und in einem Spannrahmen planar auf einem verfahrbaren Tisch in der Wafersäge eingespannt. Anhand vorhandener Justagemarken z. B. Wafernodge oder Waferflat wird der Wafer auf dem Tisch ausgerichtet. Dafür kann der Rahmen um die Achse senkrecht zur Waferoberfläche in einem beliebigen Winkel gedreht werden. Um einen einzelnen Sägeschnitt auszuführen, wird der

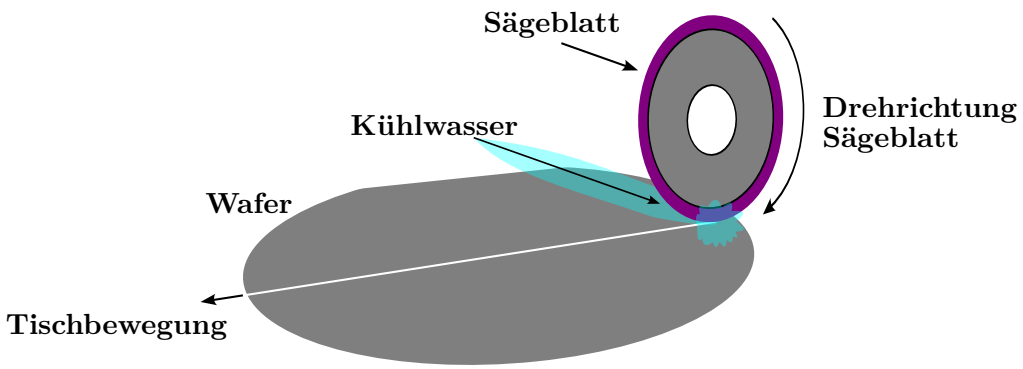


Abbildung 3.1: Schema-Bild einer Wafersäge, wobei das Sägeblatt, die mit Kühlwasser gespülte Sägestelle, der Wafer und die Tischbewegung des Säegetisches, auf dem der Wafer befestigt ist, dargestellt ist.

Tisch parallel zur Laufrichtung des Sägeblatts verfahren, wobei die Sägestelle mit Kühlwasser gekühlt wird. Das Sägeblatt kann senkrecht zur Tischbewegung verschoben werden, wodurch parallele Schnitte ermöglicht werden.

In dieser Arbeit wird für einen Herstellungsschritt der TMAH-Sägeemitter das Sägeblatt so justiert, dass es nicht komplett durch den Wafer sägt. Die komplette Fabrikation der TMAH-Sägeemitter mit den verschiedenen Geometrien ist in Unterabschnitt 3.2.1 beschrieben.

3.1.2 Rasterelektronenmikroskop

Das Rasterelektronenmikroskop (REM) wird zur Untersuchung der Oberflächenstruktur und zur Materialanalyse von Festkörpern verwendet. Anders wie bei einem Lichtmikroskop wird hier die Probenoberfläche mit einem Elektronenstrahl abgetastet. Durch die Verwendung von Elektronen anstatt Licht können wesentlich größere Auflösungen bis in den Nanometerbereich erzielt werden. In Abbildung 3.2 ist das Funktionsprinzip eines REMs mit den gängigsten Detektoren dargestellt. In der Elektronenquelle werden Elektronen durch thermische Anregung und/oder elektrische Felder aus einem Festkörper gelöst und Richtung Probenoberfläche beschleunigt. Die Elektronen werden mithilfe der Elektronenoptik gebündelt und dann Pixel für Pixel als Primärelektronenstrahl über die Probenoberfläche geführt.

Im Volumen unter der Probenoberfläche, in dem der Elektronenstrahl mit der Probe wechselwirkt, werden mehrere Sekundärprodukte erzeugt, die für die Probenanalyse verwendet werden können. Die Elektroneneindringtiefe ist dabei abhängig von der gewählten Beschleunigungsspannung und der Elementzusammensetzung der Probe. Im Bereich bis ca. 50 nm Tiefe von der Probenoberfläche werden Sekundärelektronen mit einer Energie <50 eV erzeugt. Diese werden im Sekundärelektronen-Detektor (SE-Detektor) zur Bilderzeugung mit Information über die Topografie der Probenoberfläche verarbeitet. Rückstreuelektronen können bis zu einer Tiefe von etwa 1 µm das Probenmaterial wieder verlassen und haben dabei maximal die Energie der Primärelektronen. Treffen sie auf den Rückstreudetektor, kann ein Bild mit Materialkontrast erzeugt werden. Charakteristische Röntgenstrahlung tritt im Bereich bis einige µm Tiefe auf. Sie wird im EDX-Detektor analysiert und gibt Aufschluss über die Elementzusammensetzung der Probe. Zusätzlich zur charakteristischen Röntgenstrahlung tritt immer auch Bremsstrahlung auf, die das im EDX-Detektor erzeugte Spektrum der charakteristischen Materiallinien überlagert.

Um die Geometrie der in dieser Arbeit hergestellten Feldemitter zu untersuchen, werden vor allem der SE-Detektoren verwendet.

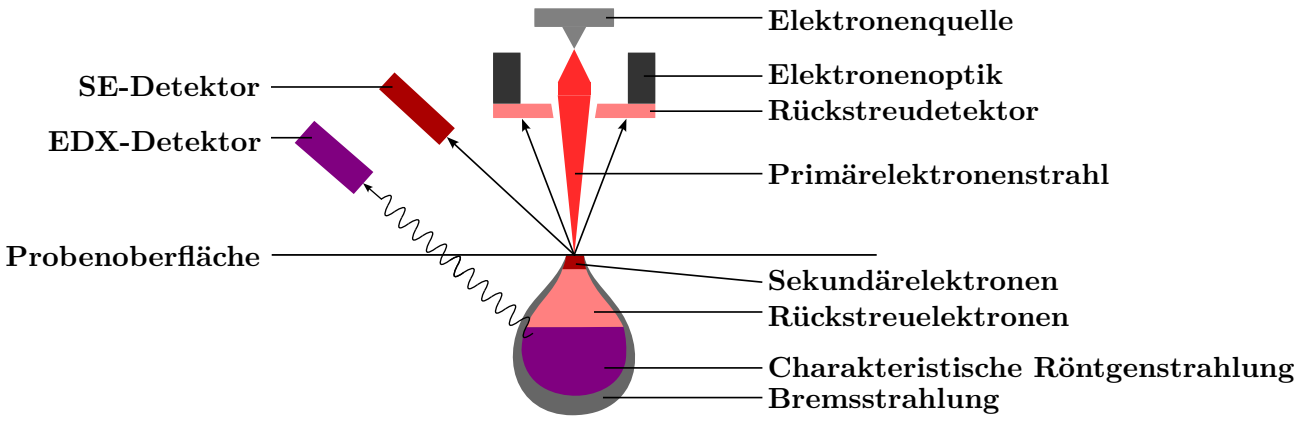


Abbildung 3.2: Schema-Bild eines Rasterelektronenmikroskops mit drei typischen Detektoren, den grundsätzlichen Bauteilen zur Strahlerzeugung (Elektronenquelle und -optik), sowie der im Wechselwirkungsvolumen unterhalb der Probenoberfläche erzeugten Sekundärprodukte.

3.2 Fabrikation der verwendeten Emitterstrukturen

3.2.1 TMAH-Sägeemitter

Die in diesem Kapitel vorgestellten FEAs werden aus {100} Silizium-Wafern mittels Wafersäge (DF640 von Disco) und nasschemischem anisotropen Ätzen mit Tetramethylammonium-Hydroxid (TMAH) hergestellt [87–89].

Im ersten Schritt werden parallele Gräben mit einstellbarer Tiefe in das Substrat gesägt. Die Rotationsgeschwindigkeit des Sägeblattes ist dabei auf $30\,000\,\mathrm{min}^{-1}$ und der Vorschub auf 20 mm/s eingestellt. Damit bei der Ätzung die richtigen Kristallfacetten geätzt werden, müssen die Wafer mittels primary Flat als Referenz so in der Wafersäge ausgerichtet werden, dass die Sägestraßen parallel zu den {100}-Ebenen verlaufen [88]. In Abbildung 3.3 a) ist eine REM-Aufnahme der Waferoberfläche in Seitenansicht nach diesem ersten Sägeschritt gezeigt. Die Grabenbreite ist durch das gewählte Sägeblatt definiert und beträgt in diesem Fall etwa 40 µm. Der Sägestraßenabstand ist hier auf 110 µm eingestellt. Nach diesem ersten Sägeschritt, wird der Wafer um 90° gedreht und ein zweiter Sägeschritt mit parallelen Gräben durchgeführt, so dass quadratische Säulen entstehen. Die Probe ist nach diesem Schritt in Abbildung 3.3 b) unter einem Betrachtungswinkel von 60° in einer REM-Aufnahme gezeigt. Mit dem verwendeten Sägeblatt und den genannten Sägestraßenabständen, entstehen Säulen mit einer Breite von ungefähr 70 µm.

Nachdem die Säulen gesägt sind, wird ein nasschemischer Reinigungsschritt des gesamten Wafers mit dem nach der „Radio Corporation of America“ (RCA) benannten Reinigungsverfahren durchgeführt [90]. Im ersten Reinigungsschritt (RCA 1) wird dabei $H_2O : NH_3 : H_2O_2$ im Mischungsverhältnis 5 : 1 : 1 auf 80 °C erhitzt und der Wafer dann für 10 min darin gereinigt. Der darauffolgende Reinigungsschritt (RCA 2) besteht aus $H_2O : HCl : H_2O_2$ wieder im Mischungsverhältnis 5 : 1 : 1. Auch dieses wird auf 80 °C erhitzt und der Wafer wird wieder für 10 min darin gereinigt [90]. Direkt vor der eigentlichen Strukturierung der Spitzen in TMAH muss das während der Reinigung entstandene chemische Oxid, aber auch ein möglicherweise durch die Lagerung entstandenes natives Oxid, entfernt werden. Dazu wird der Wafer bei Raumtemperatur (RT) für 60 s in 1 % Flusssäure getaucht. Dies führt bei der TMAH-Ätzung zu homogeneren Spitzengeometrien.

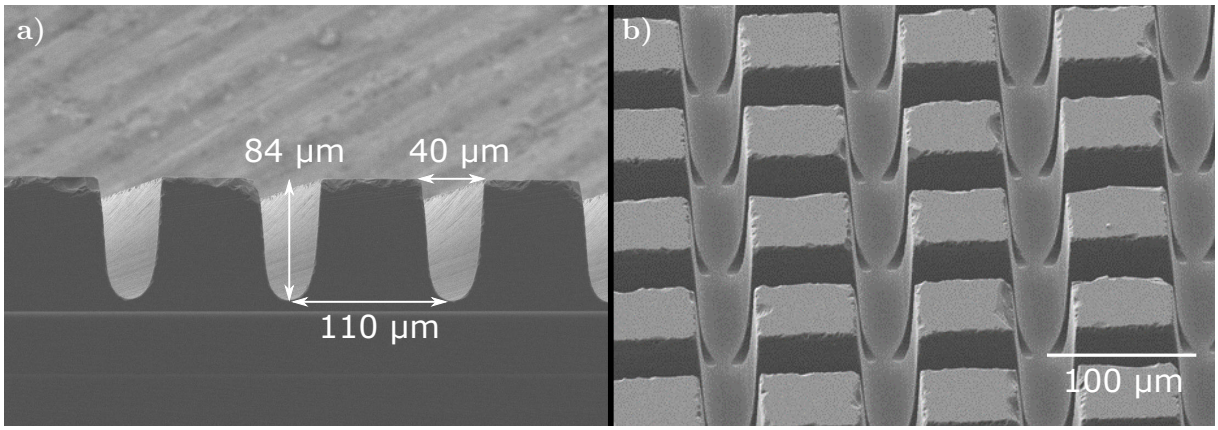


Abbildung 3.3: a) REM-Aufnahme des Siliziumchips in Seitenansicht nach dem ersten Sägeschritt mit eingezeichneten Sägestraßen Dimensionen. In b) ist das Array aus Säulen welches durch den zweiten Sägeschritt mit der Wafersäge entstanden ist unter einem Betrachtungswinkel von 60° aufgenommen. Aus diesem Säulenarray entsteht im anschließenden Ätzschritt die Spitzengeometrie.

Für die Strukturierung der Spitzen wird der Wafer mit den gesägten Säulen solange in eine 20 %ige TMAH Lösung[1] (25 % TMAH verdünnt mit DI-Wasser, 4 : 1) gelegt, bis ein Array aus Spitzen wie in Abbildung 3.4 entstanden sind. Eine detailliertere Aufnahme einer einzelnen Spitze in Abbildung 3.5 a) in Draufsicht und in b) unter einem Betrachtungswinkel von 60° gezeigt. Für die Ätzung wurde die TMAH-Lösung auf 70 °C erhitzt, wobei die Ätzzeit mit der gezeigten Säulenbreite von ungefähr 75 µm ca. 60 min beträgt.

Aufgrund der kristallorientierungsabhängigen Ätzraten von Silizium in TMAH entstehen hier klar definierte Silizium-Kristall-Facetten, welche die Spitzengeometrie bestimmen. Die anfängliche Säulenform spielt somit nur noch eine untergeordnete Rolle.

Standardmäßig werden in dieser Arbeit Arrays mit drei verschiedenen Spitzengrößen realisiert. Dabei werden die Arrays mit den größten Spitzen als Typ L Emitter, die Arrays mit den mittleren Spitzen als Typ M Emitter und die Arrays mit den kleinsten Spitzen als Typ S Emitter bezeichnet. Zur Fabrikation werden Sägestraßenabstände von 66,7 µm (Typ S), 110 µm (Typ M) und 250 µm (Typ L) verwendet. Mit dem verwendeten Sägeblatt und den genannten Sägestraßenabständen, entstehen Säulen mit einer Breite von ungefähr 32 µm (S), 75 µm (M) und 215 µm (L). Durch die hier gegebenen Säge und das verwendete Sägeblatt ist eine Mindestbreite der Säulen von $b_{min} \approx 30$ µm nötig, da diese ansonsten während des Sägens beschädigt bzw. zerstört werden. Damit diese Mindestbreite nicht unterschritten wird, wurde für die kleinsten Spitzen (Typ S) ein Sägestraßenabstand von 66,7 µm gewählt. Für die beiden anderen Spitzengrößen wurde der Sägestraßenabstand jeweils so gewählt, dass sie nach dem Ätzen in etwa doppelt so hoch sind wie die jeweils kleinere Spitzenstruktur.

Die Grabentiefe bzw. Säulenhöhe, die in Abbildung 3.3 a) 84 µm beträgt, definiert die resultierende Distanz (d_{S-W}) zwischen der anfänglichen Waferoberfläche und der fertig geätzten Spitze. Für einen minimalen Abstand zwischen Spitze und Waferoberfläche wird die Säulenhöhe bzw. Grabentiefe auf 50 µm (S), 55 µm (M) oder 130 µm (L) eingestellt. Wird diese zu gering gewählt, werden stumpfe Spitzen mit der Waferoberfläche als Plateau geformt. Ist sie zu groß, steigt der Abstand zur Anode, wodurch sich das bei der Messung anliegende elektrische Feld an der Spitze verringert.

Die aktive Emissionsfläche, gegeben durch die äußeren Abmessungen des Bereiches, in dem die Säulen gesägt werden, beträgt wenn nicht anders erwähnt 4 mm x 4 mm. Die Abmessungen sind

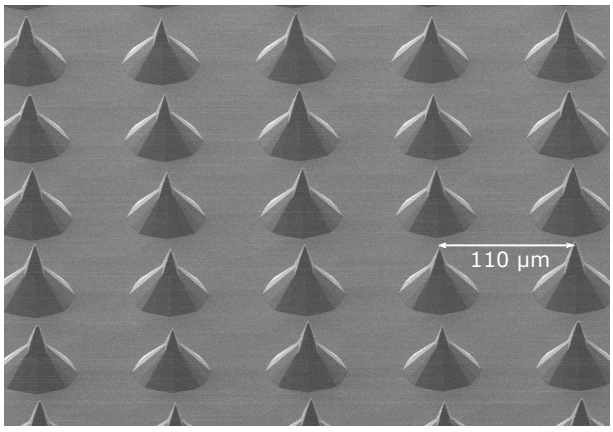


Abbildung 3.4: REM-Aufnahme des Siliziumchips unter einem Betrachtungswinkel von 60° nach dem Ätzschritt in TMAH. Die Spitzen bilden sich durch Ätzen für ca. 60 min in einer 20 %igen TMAH-Lösung bei 70 °C aus dem in Abb Abbildung 3.3 gezeigten Säulenarray.

[1]Die anisotrope Strukturierung der Spitzengeometrien hätte alternativ auch mit Kaliumhydroxid realisiert werden können [91], allerdings bietet TMAH den Vorteil der CMOS-Kompatibilität.

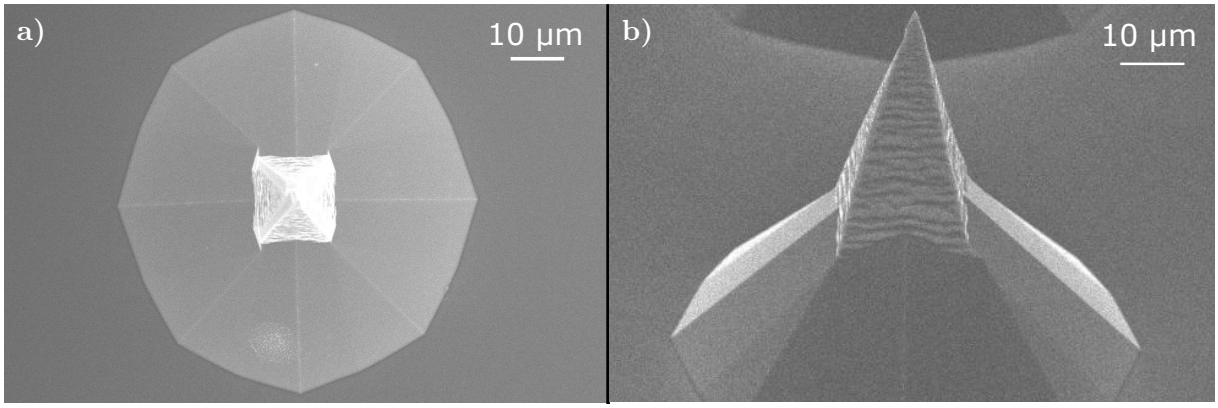


Abbildung 3.5: REM-Aufnahme einer einzelnen Spitze eines Sägeemitters nach der TMAH-Ätzung. In a) in Draufsicht, wobei die 16-Eckige Struktur der unteren Geometrie und die vierseitige Geometrie der oberen Pyramide zu erkennen ist. In b) unter einem Betrachtungswinkel von 60°, wobei auch hier die zwei verschiedene Bereiche mit unterschiedlichen Flankenwinkeln zu erkennen sind.

so gewählt, dass die FEAs auf einem Sockel für eine mögliche Elektronen- bzw. Röntgenquelle Platz finden. Dadurch entstehen Arrays mit 3600 (S), 1296 (M) bzw. 256 (L) Säulen. Werden mit der Säge alle Säulen des Array, bis auf eine entfernt, können anstatt der FEAs Einzelemitter in den entsprechenden Größen (S, M oder L) realisiert werden.

Für die Ätzung wird die TMAH-Lösung auf 70 °C erhitzt, wobei die Ätzzeit für die drei verschiedenen FEAs typischerweise 25 min (S), 60 min (M) oder 170 min (L) beträgt.

3.2.2 Fertigung der TMAH-Sägeemitter auf anodisch gebondeten Silizium-Glas-Wafern

Hier wird die Herstellung von TMAH-Sägeemittern erläutert, bei denen durch Justagekanten die Spitzen zu den Öffnungen der in Unterabschnitt 3.2.3 beschriebenen Extraktionsgitter ausgerichtet werden können. Dadurch soll der Transmissionsstrom und somit die Elektroneneffizienz der Emitter im Vergleich zu nicht ausgerichteten Extraktionsgittern erhöht und stabilisiert werden. Die FEAs werden analog zum in Unterabschnitt 3.2.1 beschriebenen Prozess gefertigt. Vor der Strukturierung wird der Silizium-Wafer jedoch zunächst durch anodisches Bonden [92] flächig mit einem Borofloat Glas-Wafer verbunden. Für eine ausreichend stabile Verbindung müssen hier die aufeinanderliegenden Flächen poliert sein. Der Borofloat Glas-Wafer ist mit einem Mittenrauwert von 1,2 nm, der Silizium-Wafer mit einem Mittenrauwert von kleiner 1 nm spezifiziert. Das Bonden wird bei einer Temperatur von 400 °C durchgeführt, wobei am Glassubstrat eine negative Spannung von 1000 V angelegt wird. Nach dem Sägen der Säulen wird das gesamte Silizium des Waferstapels bis auf eine Restdicke von wenigen µm in einem Bereich von etwa 1 mm um die aktive Fläche abgetragen. Dazu wird das Sägeblatt jeweils nur die halbe Sägeblattbreite verschoben bevor ein neuer Schnitt durchgeführt wird. Anschließend wird mit einem Glas-Sägeblatt mit einer dicke von etwa 200 µm ca. 50 µm tief in den Borofloat Glas-Wafer gesägt um die Emitterspitzen von den Auflageflächen des Gitters zu Isolieren. In Abbildung 3.6 ist das fertig Prozessierte FEA gebondet auf Glas in einer Schemazeichnung von der Seite mit passend dazu fabriziertem Gitter dargestellt.

3.2.3 Fertigung der angepassten Extraktionsgitter für die anodisch gebondeten Emitter

Für die Herstellung des angepassten Extraktionsgitters, welche im Reinraum stattfinden muss, wurden einseitig polierte n-dotierte Silizium Wafer mit einer <100> Kristallorientierung und einem spezifischen Widerstand von 10 bis 20 $\Omega \cdot$ cm verwendet.

In Abbildung 3.7 ist der schematische Herstellungsprozess des Siliziumgitters mit den passenden Justagegräben zur Justage zwischen Gitteröffnungen und Emitterspitzen dargestellt. Dabei ist das Siliziumsubstrat immer in grau, der Photolack in rot und das Oxid in cyan dargestellt. Die einzelnen nötigen Prozessschritte sollen hier kurz beschrieben werden.

Zunächst wird ein Photolack (AZ 10 XT von Microchemicals) auf der unstrukturierten Oberseite des Wafers (polierte Seite) aufgebracht, für 3 min bei 110 °C ausgebacken, dann 30 min rehydriert und dann mit einer Belichtungszeit von 25 s belichtet. Zum Entwickeln wird der Wafer für 16 min in den Entwickler (AZ 326 MIF von Microchemicals) getaucht und anschließend zur Reinigung für 3 min in DI-Wasser gespült.

Um die für die Justage benötigten senkrechten Flanken zu ermöglichen wird für die Strukturierung der Oberseite ein Bosch-Prozess verwendet [93]. Für die gemessene Tiefe von 54 µm werden hier 500 alternierende Zyklen aus 2 s ätzen mit SF_6 und 5 s passivieren mit C_4F_8 durchgeführt. Dadurch entsteht die in Abbildung 3.7 a) dargestellte Struktur.

Um die beim Boschprozess entstehende Passivierungsschicht aus C_4F_8 auf der Oberfläche zu entfernen, wird der Wafer zunächst für 10 min mit Sauerstoffplasma behandelt. Anschließend wird der Wafer zum Entfernen des Photolacks 10 min in reines Aceton und dann noch einmal 10 min in eine Mischung aus Isopropanol und Aceton (Mischungsverhältnis 1:1) getaucht. Die Temperatur der Lösungen ist dabei auf 35 °C geregelt und der Photolackablöseprozess wird zusätzlich durch ein Ultraschallbad unterstützt. Zum Schluss wird der Wafer dann wieder für 3 min mit DI-Wasser gespült.

Bevor der Wafer Oxidiert werden kann, wird mit dem RCA-Clean wie bereits in Unterabschnitt 3.2.1 beschrieben die Oberfläche gereinigt. Dafür wird der Wafer zunächst für 12 min bei 80 °C in eine Lösung aus $H_2O : NH_3 : H_2O_2$ im Verhältnis 5 : 1 : 1 und anschließend noch einmal für 12 min bei 80 °C in eine Lösung aus $H_2O : HCl : H_2O_2$ im Verhältnis 5 : 1 : 1 getaucht. Zum Schluss wird der Wafer wieder 3 min mit DI-Wasser gespült. Dann kann die Oxidation durchgeführt werden, wobei es sich hier um eine Nassoxidation bei 1050 °C für 240 min handelt, die eine gemessene Schichtdicke von 850 nm±20 nm erreicht. Das Oxid wächst wie in Abbildung 3.7 b) dargestellt auf der gesamten Siliziumoberfläche.

Um wie in Abbildung 3.7 c) dargestellt das Oxid auf der Rückseite des Wafers zu strukturieren, wird der Photolack (wieder AZ 10 XT) auf der Rückseite aufgebracht und wie vor der Vorderseitenstrukturierung behandelt. Dann wird das Oxid auf der Rückseite mittels reaktivem Ionenätzen ähnlich dem von *Steinbruchel et al.* [94] vorgestelltem Prozess strukturiert. Dabei wird CHF_3 und Argon zu gleichen Teilen bei Raumtemperatur und einem Druck von

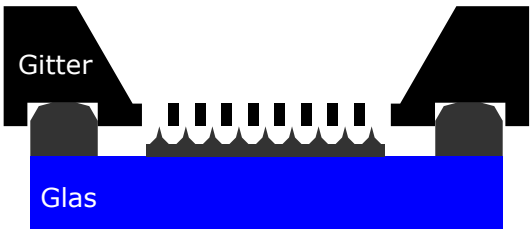


Abbildung 3.6: Schemazeichnung des auf Glas gebondeten FEAs mit dem zu den Emittespitzen ausgerichtetem und angepasstem Extraktionsgitter.

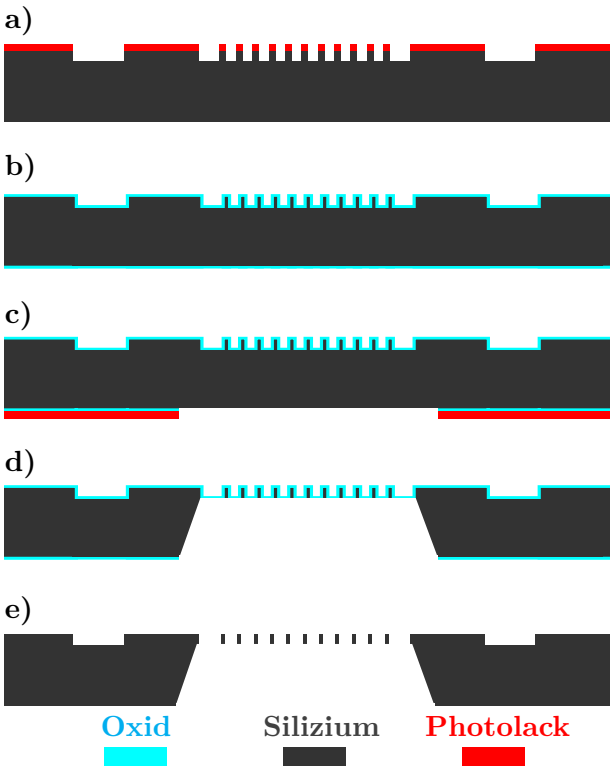


Abbildung 3.7: Schematische Darstellungen eines auf die Emitterspitzen justierbaren Extraktionsgitters zu verschiedenen Zeitpunkten des Herstellungsprozesses . In a) nach dem Bosch-Prozess, mit Gitterstruktur und Justagegräben, in b) nach dem Oxidieren, in c) nach dem rückseitigen reaktivem Ionenätzen der Oxidschicht, in d) nach dem Tiefenätzen mittels TMAH und in e) das fertige Gitter, nach dem Entfernen des Oxides.

$23 \cdot 10^{-3}$ mbar in die Ätzkammer geleitet. Während der 35 min Ätzdauer ist die RF-Leistung des Plasmas auf 200 W eingestellt.

Für die Siliziumätzung von der Rückseite wie sie in Abbildung 3.7 d) dargestellt ist, wird zunächst wieder der Lack wie nach der Vorderseitenstrukturierung vom Wafer entfernt. Anschließend werden wieder dieselben beiden RCA-Reinigungsschritte durchgeführt. Dann wird der Wafer noch für 30 s in 1 % HF getaucht um das während der RCA-Reinigung entstandene chemische Oxid zu entfernen. Dann wird der Wafer für die eigentliche Siliziumätzung für 9 h±1 h bei 70 °C in 20 % TMAH getaucht. Die Ätzdauer variiert je nach Tiefe der ersten Ätzung zur Strukturierung des Gitters und der Justagegräben. Anschließend wird der Wafer wieder zur Reinigung für 3 min mit DI-Wasser gespült.

Als vorletzten Prozessschritt wird dann wie in Abbildung 3.7 e) dargestellt die verbleibende Oxidschicht entfernt. Dafür wird der Wafer für 15 min bei Raumtemperatur in eine Ammoniumfluoridätzmischung getaucht, wobei die Ätzmischung aus 87,5 % NH_4F und 12,5 % HF besteht.

Zum Schluss wird der Wafer noch mit Hilfe der Wafersäge in einzelne Gitter gesägt.

3.3 Analyse der Ätzfronten der TMAH-Sägeemitter

Die detaillierte Spitzenform ist in Abbildung 3.5 a) in Draufsicht und in b) unter einem Betrachtungswinkel von 60° gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Geometrie in zwei Regionen unterteilt werden kann. Einerseits die obere Spitze mit einer quadratischen Grundfläche und andererseits die untere Geometrie mit einer 16-eckigen Grundfläche. Die obere Spitze wird hierbei durch die

Ätzung der vorher strukturierten Säulen erzeugt, die untere Geometrie hingegen in das Volumen unter den Säulen geätzt.

Um die individuellen Oberflächenebenen anhand ihrer millerschen Indizes $\{h\ k\ l\}$ zu identifizieren, werden normalerweise die Schnittpunkte mit den Koordinatenachsen des Kristallsystems bestimmt[61, 95]. Da sich dies mit der gegebenen Struktur schwierig gestaltet, werden hier die Winkel zwischen den Ebenen gemessen und mit den theoretischen Werten, die sich aus der Vektorrechnung ergeben, verglichen. In Abbildung 3.8 ist dazu die FEA-Spitze in schematischer Form einmal in Draufsicht (a)) und einmal in Seitenansicht (b)) mit den zu vermessenden Winkeln gezeigt.

In dem hier verwendeten Koordinatensystem ist die [100]-Richtung senkrecht zur (100) Waferoberfläche, die [001]-Richtung ist in der Draufsicht wie in Abbildung 3.8 a) gezeigt nach oben und die [010]-Richtung in der selben Zeichnung nach rechts definiert. Somit kann aus der Zeichnung entnommen werden, dass die Ebenen der oberen Spitze mit der quadratischen Grundfläche in der lateralen Richtung entweder vom [001]- oder vom [010]-Richtungsvektor aufgespannt werden. Dadurch können diese Ebenen der Familie der $\{h\ k\ 0\}$- bzw. der $\{h\ 0\ l\}$-Ebenen zugeordnet werden.

Zur Charakterisierung der Ebenen der unteren Pyramide werden zunächst mithilfe des REMs die Winkel α und β zwischen den einzelnen Ebenen gemessen. Diese beiden Winkel entsprechen den Schnittwinkeln der Ebenen senkrecht zur (100)-Oberfläche, wodurch die Indizes k und l der Ebenen bestimmt werden können. Durch Symmetrieeigenschaften kann festgestellt werden, dass die 16-seitige Pyramide aus jeweils 8 Facetten von zwei unterschiedlichen Ebenenfamilien besteht. An den beiden Hauptachsen des Koordinatensystems ([001] und [010]) sowie an den Nebenachsen ([011] und [01$\underline{1}$]) liegen jeweils zwei zur Achse spiegelsymmetrische Facettenpaare der gleichen Familie vor. Hierbei liegt nur eine Ebenenfamilie an den Haupt-, die andere Ebenenfamilie an den Nebenachsen an. Der Winkel α wird zwischen zwei benachbarten Ebenen der gleichen Familie, der Winkel β hingegen zwischen nicht direkt benachbarten Ebenen der gleichen Familie gemessen.

In Abbildung 3.9 a) ist eine REM-Aufnahme der FEA-Spitze in Draufsicht mit den gemessenen Winkeln α und β gezeigt. Hierbei ist in der linken Bildhälfte nur die Winkelmessung von α und in der rechten Bildhälfte nur die von β dargestellt. Für die Winkelbestimmung wurden drei solcher Bilder aufgenommen und dabei jeder der beiden Winkel jeweils 24 mal vermessen. Die statistische Auswertung ergibt im Mittel für die Winkel $\alpha = 144{,}0° \pm 1{,}0°$ und $\beta = 125{,}9° \pm 1{,}7°$. Die beiden theoretischen Winkel zwischen zwei Ebenen die senkrecht zur (100)-Oberfläche stehen, lassen sich mit folgenden Formeln berechnen [91]:

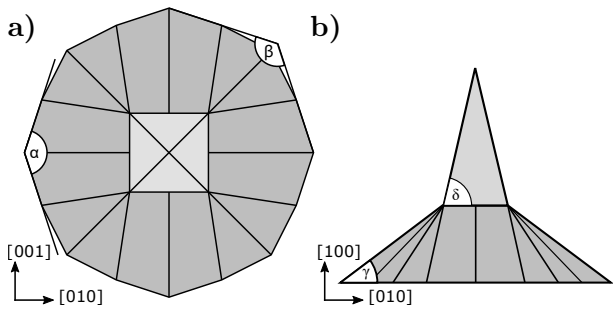


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung einer Emitter-Spitze mit eingezeichneten Winkeln, die zur Ebenenbestimmung gemessen werden müssen. In a) das Schema in der Draufsicht mit den beiden verschiedenen Winkeln α und β und in b) in Seitenansicht mit den Winkeln γ und δ. Zusätzlich ist jeweils das verwendete Koordinatensystem mit den gewählten Richtungen eingezeichnet.

Tabelle 3.1: Theoretische Winkel nach Gleichung 3.1 zwischen Ebenen, die senkrecht zur (100)-Waferoberfläche stehen und entweder im Bereich [120,9° : 130,9°] oder im Bereich [139,0° : 149,0°] liegen. Durch den Abgleich der gemessenen Winkel mit den hier Berechneten, werden die Indizes k und l der unteren Geometrie der FEA-Spitze bestimmt.

$\{h\ k\ l\}$	α	β
$\{h\ 2\ 1\}$	143,13°	126,87°
$\{h\ 3\ 1\}$	126,87°	143,13°
$\{h\ 7\ 2\}$	121,89°	148,11°
$\{h\ 9\ 5\}$	148,11°	121,89°
$\{h\ 10\ 3\}$	123,40°	146,60°

$$\begin{aligned} \alpha &= 2\left[90° - \arctan\left(\frac{k}{l}\right)\right] + 90° \\ \beta &= 2\arctan\left(\frac{k}{l}\right) \end{aligned} \tag{3.1}$$

Für den Vergleich von theoretisch berechnetem und gemessenem Winkel werden für k Werte von 0 bis 10 und für l Werte von 1 bis 10 untersucht. Die Grenzen für die Indizes wurden gewählt, da in der Literatur bei der Untersuchung von Kristallfacetten meist nur Indizes bis max. 9 untersucht bzw. angegeben werden [91, 96–98]. Es kann allerdings nicht ausgeschlossen werden, dass Ebenen mit noch höheren Indizes vorliegen. In Tabelle 3.1 sind alle Ebenen aufgelistet, bei denen α und β entweder im Bereich [120,9° : 130,9°] oder im Bereich [139,0° : 149,0°] liegen. Am besten stimmen die Winkel der $\{h\ 2\ 1\}$- und $\{h\ 3\ 1\}$-Ebenen-Familie mit den gemessenen Werten überein, weshalb diese beiden für die weitere Bestimmung des h-Indizes verwendet werden. Dafür wurden vier Spitzen wie in Abbildung 3.9 b) in Seitenansicht betrachtet, wobei jeder Winkel insgesamt sieben mal vermessen wurde. Die statistische Auswertung ergibt für $\gamma = 45{,}7° \pm 1{,}0°$ und für $\delta = 72{,}0° \pm 1{,}5°$. Hier ist zu beachten, dass im REM vor allem für den Winkel γ im unteren Bereich nicht genau festgestellt werden kann, wann die zu vermessende Ebene exakt

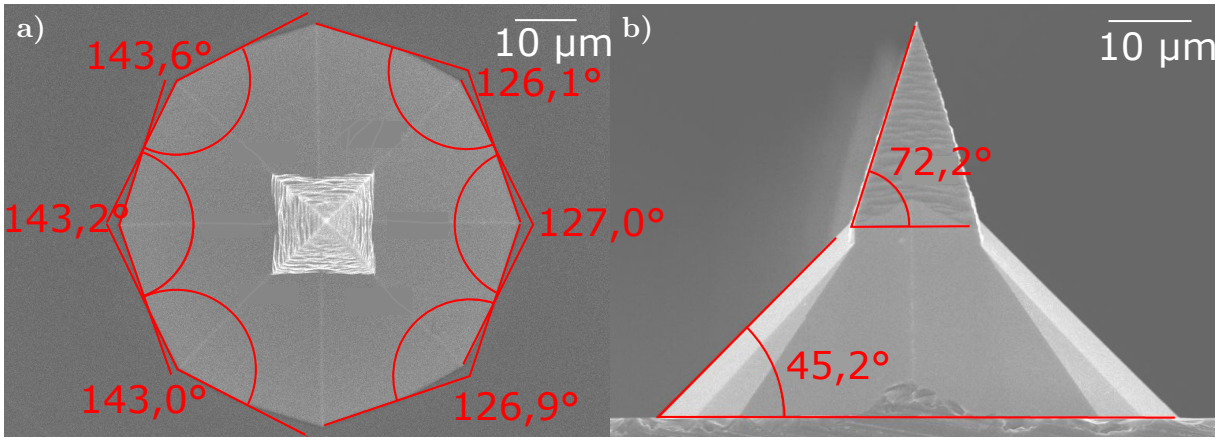


Abbildung 3.9: REM Aufnahmen zur Winkel-Bestimmung zwischen den Ebenen, in a) eine FEA Spitze in Draufsicht, mit Darstellung der Winkelmessung von α auf der linken und von β auf der rechten Seite. In b) eine FEA Spitze in Seitenansicht mit den ausgemessenen Winkeln $\gamma \approx 45{,}2°$ und $\delta \approx 72{,}2°$.

senkrecht zur Betrachtungsebene steht. Deshalb könnten die theoretischen Winkel weiter als in der Messung der Winkel α und β von den gemessenen Winkeln abweichen und für den Abgleich wird ein größerer Bereich an potentiellen Winkeln berücksichtigt. Für die $\{h\ 2\ 1\}$- und $\{h\ 3\ 1\}$-Ebenen der unteren Struktur wurde der h-Indizes wieder zwischen 0 und 10 variiert, wobei in Tabelle 3.2 alle Ebenen aufgelistet sind, die mit der (100)-Waferoberfläche einen Winkel im Bereich [35,7° : 55,7°] einschließen. Diese Auflistung lässt als h-Index für die $\{h\ 2\ 1\}$-Ebenen auf die 2 und für die $\{h\ 3\ 1\}$-Ebenen auf die 3 schließen.

Für den Winkelabgleich mit den theoretischen Werten im oberen Bereich wird der h- und der l-Index ebenfalls wieder zwischen 0 und 10 variiert. In Tabelle 3.3 sind die berechneten Schnittwinkel mit der (100)-Waferoberfläche im Bereich [67° : 77°] aufgelistet. Der Winkel $\sigma = 71{,}57°$ stimmt am besten mit den gemessenen Werten überein, weshalb auf die $\{1\ 0\ 3\}$-Ebenen als ausschlaggebend für die Geometrie der oberen Spitze geschlossen wird. In Abbildung 3.10 ist zur Übersicht eine Schemazeichnung in a) in Draufsicht und in b) in Seitenansicht mit Benennung aller ermittelten Ebenen dargestellt.

Tabelle 3.2: Theoretische Winkel zwischen der (100)-Waferoberfläche und den möglichen Ebenen der unteren Geometrie der FEA-Spitze, im Bereich von [35,7° : 55,7°]. Durch den Abgleich des gemessenen Winkels mit den hier Berechneten, werden die beiden h-Indizes der verschiedenen Ebenen der unteren Geometrie bestimmt.

$\{h\ k\ l\}$	$\{2\ 2\ 1\}$	$\{3\ 2\ 1\}$	$\{3\ 3\ 1\}$	$\{4\ 3\ 1\}$
γ	48,19°	36,70°	46,51°	38,33°

Tabelle 3.3: Theoretische Winkel zwischen der (100)-Waferoberfläche und den möglichen Ebenen der oberen Pyramide der FEA-Spitze, im Bereich von [67° : 77°]. Durch den Abgleich des gemessenen Winkels mit den hier Berechneten, wird der h-Indizes der verschiedenen Ebenen der oberen Geometrie bestimmt.

$\{h\ k\ l\}$	$\{1\ 0\ 3\}$	$\{1\ 0\ 4\}$	$\{2\ 0\ 5\}$	$\{2\ 0\ 7\}$	$\{3\ 0\ 8\}$	$\{3\ 0\ 10\}$
δ	71,57°	75,96°	68,20°	74,06°	69,44°	73,30°

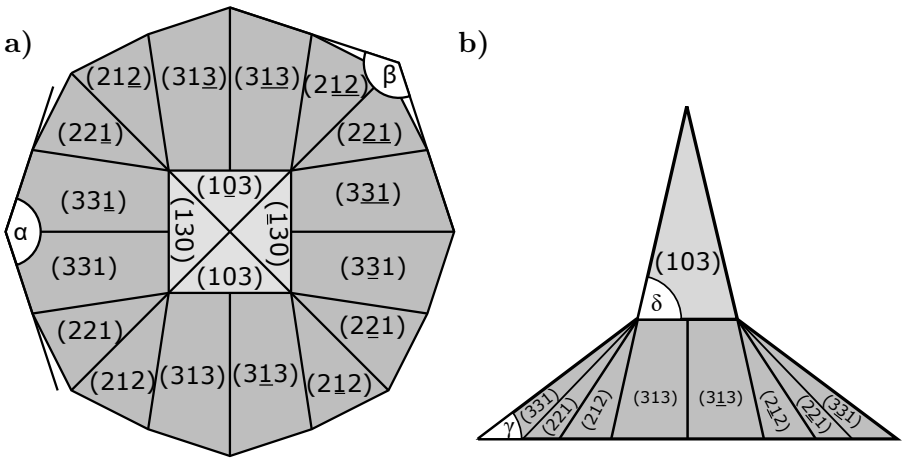


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung einer Emitterspitze mit Benennung der bestimmten Ebenen. In a) das Schema in der Draufsicht mit den beiden Winkeln α und β, die zur Bestimmung der k- und l-Indizes der unteren Geometrie notwendig sind. In b) das Schema in Seitenansicht mit den beiden Winkeln γ und δ, die zur Bestimmung des h-Indizes der oberen bzw. unteren Geometrie notwendig sind.

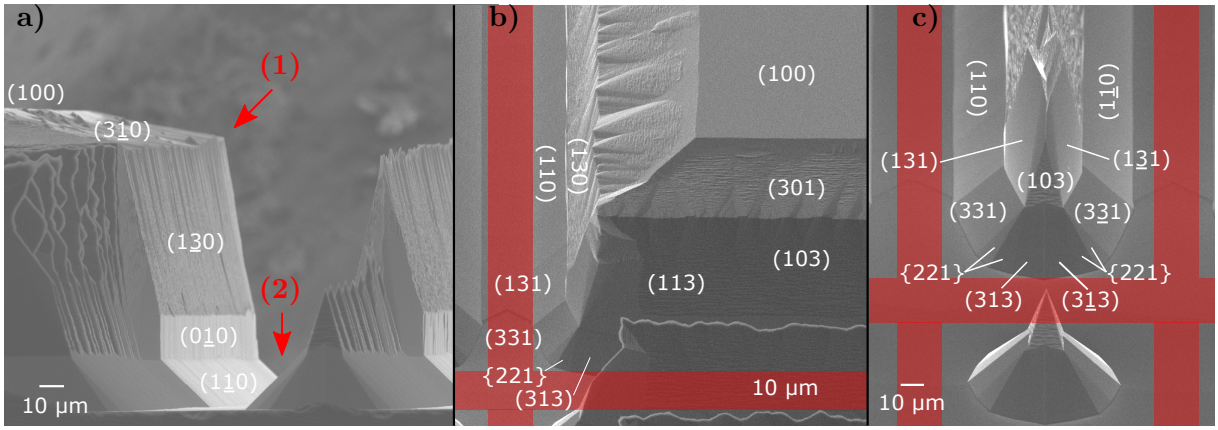


Abbildung 3.11: REM-Aufnahmen vom Randbereich eines TMAH-Sägeemitters mit Bestimmung der Ebenen, die für die resultierende Geometrie beim Ätzen verantwortlich sind. In a) eine Sägestraßenwand und somit eine konvexe Ecke oben (1) und eine konkave Ecke (2) im unteren Bereich. In b) zwei aufeinandertreffende Sägestraßen und die daraus resultierende Ecke, wobei die beiden Sägestraßen in rot angedeutet sind. In c) die resultierenden Ebenen beim Aufeinandertreffen von drei Sägestraßen sowie eine Emissionsspitze ohne die Ebenenbenennung, wobei auch hier wieder die Sägestraßen in rot angedeutet sind.

3.4 Literaturabgleich und Entstehungstheorie der Ebenen

Die bis jetzt bestimmten Ebenen sollen im Folgenden mit Ebenen, wie sie in der Literatur beschrieben sind, verglichen und verifiziert werden. Des Weiteren soll eine Theorie für die Entstehung des unteren sowie des oberen Bereiches der FEA-Spitze gefunden werden.

Beim nasschemischen Ätzen bestimmt die Art der Ecke (konkav bzw. konvex), ob die schnell oder die langsam ätzenden Kristall-Facetten die Ätzfront dominieren [91, 96, 97, 99–101]. Bei konkaven Ecken dominieren die langsam ätzenden Ebenen [96, 99, 100], bei konvexen Ecken hingegen die schnell ätzenden Ebenen [91, 97, 101]. Um die Ebenenbildung an den Emissionsspitzen nachvollziehen zu können, werden zunächst die Ätz-Mechanismen an den einzelnen Kanten und anschließend an den kombinierten Kanten betrachtet.

Als erstes wird eine konkave Ecke (Abbildung 3.11 a)) am unteren Teil einer Grabenwand (2), am Rand der aktiven Fläche untersucht. Hier bilden sich bei der Ätzung (1$\bar{1}$0)- und (0$\bar{1}$0)-Ebenen. Die (0$\bar{1}$0)-Ebene entsteht vermutlich durch ihren ähnlichen Winkel zur initialen Oberfläche der Seitenwand des Sägegrabens (Abbildung 3.3) und, da es sich hier um eine konkave Ecke handelt, durch ihre langsame Ätzrate [98, 102]. Das Ausrichten des Sägegrabens entlang der <100> Richtung ermöglicht das Entstehen von Ebenen der {110}-Familie. Diese Ebenen werden noch durch ein spezielles Ätzratenverhältnis zwischen den {110}- und den {100}-Ebenen begünstigt [103–105]. Das tatsächliche Ätzratenverhältnis des gegebenen Prozesses ist unbekannt. Durch die 45°-Lage der Ebene und die ursprüngliche runde Form des Grabenbodens muss bei der {110}-Ebene am Übergang zur (100)-Grabenfläche ebenso wie am Übergang zur (010)-Seitenwand ähnlich viel Material geätzt werden, was zusätzlich die Bildung der {110}-Ebenen begünstigt.

Über der Grabenwand, ebenfalls am Rand der aktiven Fläche, wird dort wo die ursprüngliche (100)-Waferoberfläche und die (0$\bar{1}$0)-Ebenen aufeinandertreffen (Abbildung 3.11 a) (1)) eine konvexe Ecke geätzt. Deshalb werden hier, wie auch von *Smiljanic et al.* [106] bei einer ähnlichen Struktur beschrieben, die schnell ätzenden {301}-Ebenen (im speziellen hier die (1$\bar{3}$0) und die (3$\bar{1}$0)-Ebene) beobachtet.

An der Ecke einer Mesa-Struktur am Rand des aktiven Bereichs, an der die beiden Grabenwände aufeinandertreffen (Abbildung 3.11 b)) lässt sich das Ätzverhalten an einer rein konvexen Ecke (oberer Bereich) und an einer konvex-konkaven Ecke (unterer Bereich) untersuchen.

Hier verbleiben nach der Ätzung zusätzlich zu den bereits genannten Ebenen weitere Facetten, deren Entstehung im Folgenden anhand von Beispielen aus der Literatur erklärt wird. Ein ähnliches Verhalten kann bei der Unterätzung an den Ecken einer Maske beobachtet werden [91, 96, 101, 107, 108]. Sind die Seitenwände einer Ecke entlang der <100> Richtungen ausgerichtet, ist das Auftreten der {311}-Ebenen (hier (131) und (113)) im oberen Bereich und der {331}-Ebenen (hier (331) und (313)) im unteren Bereich beim Ätzen bekannt [108, 109]. Zusätzlich werden im unteren Bereich der Ecke zwischen den {331}-Ebenen ((331) und (313)) {221}-Facetten gebildet, wobei beide eine ähnliche Ätzrate in TMAH zeigen [102]. *Wu und Ko* [101] beobachten beide Ebenen während der Unterätzung von Ecken, abhängig von der Maskenausrichtung. In der hier vorliegenden Arbeit wird nicht wie in der Literatur ein stabiles Oxid, sondern der obere Teil der Säule als Maskierung verwendet. Da sich dieser obere Teil während der Ätzung verändert [88], ist die wahrscheinlichste Hypothese, dass die zusätzlichen Kantenorientierungen, die z. B. durch die {131}-Ebenen zur Maskierung hinzukommen, die Bildung der {221}-Ebenen begünstigen. Die Unterätzung der Ecke durch die {131}-Ebenen führt zum Verschwinden der senkrecht zur Waferoberfläche stehenden {100}-Ebenen im unterätzten Bereich.

Das Ätzverhalten beim Aufeinandertreffen von zwei solcher Ecken kann am Ende einer Mesa-Linie, am Rand der aktiven Fläche in Abbildung 3.11 c) beobachtet werden. Weg vom Ende der Mesa-Linie verschwinden im oberen Bereich die (100)-Oberflächenebene sowie die flachen {301}-Ebenen (hier (301) und (310)) durch das Zusammentreffen der steilen {103}-Ebenen (hier (130) und (1$\underline{3}$0). Das Zusammentreffen der steilen {103}-Ebenen ist auch schon am rechte Rand in Abbildung 3.11 a) zu sehen. Am Ende der Mesa-Linie wird wieder die (103)-Ebene sichtbar, wobei aus der Literatur bekannt ist, dass sich {103}-Ebenen bilden, wenn sich {311}-Ebenen (hier (1$\underline{3}$1) und (131)) schneiden [97]. Im unteren Bereich bilden sich die Ebenen analog zur einfachen Kante aus Abbildung 3.11 b), ohne dass an etwaigen in der anderen Struktur nicht vorhandenen Schnittstellen neue Ebenen erscheinen.

Betrachtet man nun das Ätzverhalten an der Emissionsspitze aus einer Säule und somit an vier aufeinandertreffenden Ecken (konvex oben und konvex-konkav unten), werden wie vorher gezeigt im unteren Bereich {331}- und {221}-Ebenen und im oberen Bereich {103}-Ebenen gebildet. Somit kann die Bildung der Spitze durch die Literatur erklärt werden, was darauf schließen lässt, dass die in Abbildung 3.10 benannten Ebenen tatsächlich so auftreten.

Die Ausbildung der Ebenen kann beispielsweise durch eine Änderung der Orientierung der Sägestraßen zum Kristallgitter oder durch andere TMAH-Konzentrationen beeinflusst werden [88]. Dadurch wird unter anderem das Aspektverhältnis, welches in erster Näherung mit dem in Kapitel 2 eingeführtem Feldüberhöhungsfaktor gleichzusetzen ist [49], verändert. Somit ändern sich elektrische Eigenschaften wie z. B. die minimal notwendige Spannung zur Anregung von Elektronenemission.

3.5 Aspektverhältnis der verschiedenen Emittertypen

Das Aspektverhältnis ist wie gerade beschrieben, in erster Näherung mit dem in Kapitel 2 eingeführtem Feldüberhöhungsfaktor gleichzusetzen [49]. Da dieser das Verhältnis aus makroskopisch angelegtem Feld und Feld an der Emissionsspitze angibt (siehe Kapitel 2), beeinflusst er maßgeblich die elektrischen Eigenschaften des Emitters. Deshalb werden die Aspektverhältnisse der drei verschiedenen Emittertypen (S, M und L), sowie die beiden Größen aus denen es gebildet wird (Spitzenradius und Emitterhöhe), in diesem Teilabschnitt untersucht.

In Abbildung 3.12 ist die REM-Aufnahme eines Typ M Emitters unter einem Betrachtungswinkel von 60° mit der Vermessung der für das Aspektverhältnis benötigten Größen gezeigt. In a) ist für die Höhenmessung, zur Bestimmung des Fußpunktes senkrecht unter der Spitze, eine Verbindungslinie an der breitesten Stelle des Emitters eingezeichnet. Die gemessene Höhe (h_{gem})

muss wegen des Betrachtungswinkels von 60° noch in die tatsächliche Höhe (h_{tot}) umgerechnet werden. Die Formel dafür lautet: $h_{tot} = h_{gem}/sin(60°)$, somit ergibt sich ein Faktor von etwa 1,16 mit dem die gemessene Höhe multipliziert werden muss.

Pro Emittertyp werden für die Auswertung 100 Emissionsspitzen eines FEAs per Hand im REM vermessen. Zunächst wird die Höhenverteilung der einzelnen Emittertypen untersucht. Dazu sind die gemessenen Daten als Histogramm in Abbildung 3.13 dargestellt. In dieser Abbildung sowie in Abbildung 3.14 und Abbildung 3.15 sind die Unsicherheiten für die Anzahl der Werte (n_i) in den einzelnen Klassen der Histogramme, wegen der geringen Anzahl an Einträgen, und da die Eintreffwahrscheinlichkeit für einen Wert an den gemessenen Werten abgeschätzt wird mit der Formel der Varianz der Binomialverteilung berechnet [110]:

$$\sigma = \sqrt{n_i(1 - n_i/n)} \tag{3.2}$$

Dabei entspricht n_i der Anzahl der Werte in der jeweiligen Klasse und n der Gesamtzahl an Messungen entspricht. Zur Ermittlung des Mittelwerts und zur einfacheren Vergleichbarkeit sind an die Histogramme Gaußsche Normalverteilungen mit der Methode der kleinsten Quadrate mit folgender Gleichung angepasst:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{1}{2}\left[\frac{x-\mu}{\sigma}\right]^2\right) \tag{3.3}$$

Dabei entspricht μ dem Erwartungswert bzw. Mittelwert der Verteilung und σ dessen Standardabweichung. Die Rechtfertigung hier eine Gaußsche Normalverteilung anzunehmen, ist am Ende des Abschnitts erläutert. Beide Werte sind in Tabelle 3.4 aufgelistet. Wie erwartet besitzt der Typ S Emitter die kleinste, der Typ M die mittlere und der Typ L die größte Höhe, wobei die Höhe des nächst größeren Emitters in etwa der doppelten Höhe des kleineren Emitters entspricht. Ist die Tiefe der Sägestraße ausreichend, entspricht die Emitterhöhe nach dem Ätzvorgang in etwa dem halben Sägestraßenabstand.

Als nächstes wird die Spitzenradienverteilung der verschiedenen Emittertypen untersucht. Dafür sind die Spitzenradien derselben 100 Emitter wie in Abbildung 3.13 vermessen worden und wieder in drei Histogrammen in Abbildung 3.14 dargestellt. Um wieder einen Erwartungswert für den mittleren Spitzenradius zu erhalten, wird wie bei *Guerrera et al.* [111] eine logarithmische

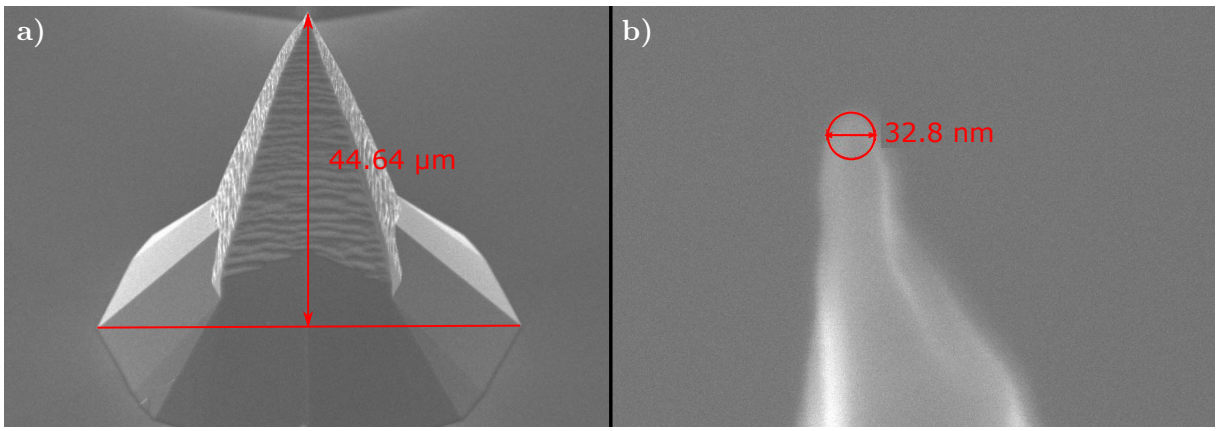


Abbildung 3.12: REM-Aufnahmen eines Typ M Emitters unter einem Betrachtungswinkel von 60° mit Messung der relevanten Geometrieparameter zur Bestimmung des Aspektverhältnisses. In a) die Messung der Höhe, die wegen des Betrachtungswinkels noch mit einem Faktor von 1,16 korrigiert werden muss, wobei die horizontale Verbindungslinie an der breitesten Stelle des Emitters benötigt wird, um den Fußpunkt des Emitters unter der Spitze zu bestimmen. In b) die Messung des Spitzenradius.

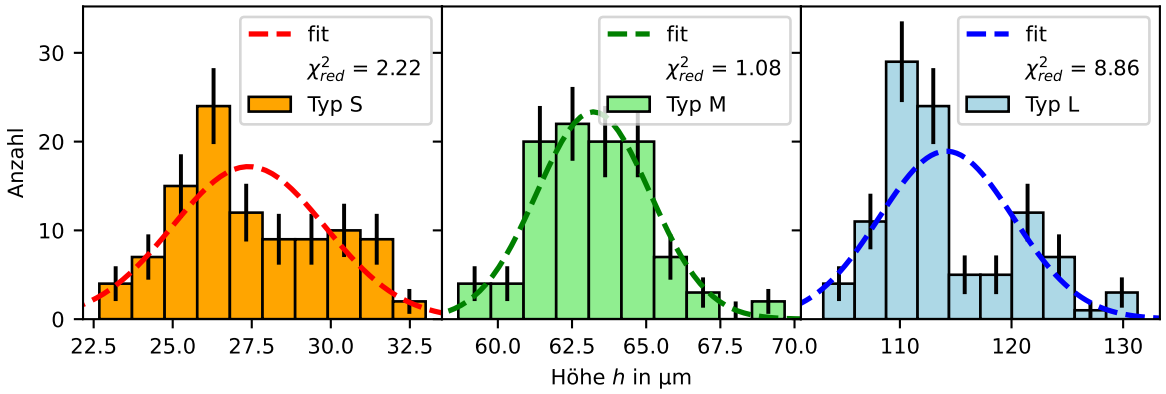


Abbildung 3.13: Histogramme der Höhenverteilungen für die drei verschiedenen Emittertypen (S, M, L). Um einen Erwartungswert für die Höhe des jeweiligen Emittertyps zu erhalten, wurde an jedes Histogramm eine Gaußsche Normalverteilungen angefittet. Die ermittelten Höhen und Standardabweichungen aus den gefitteten Daten, sind in Tabelle 3.4 aufgelistet. Für jedes der drei Histogramme wurden 100 Spitzen im REM vermessen. Als Unsicherheit für die Anzahl (n_i) der vorkommenden Spitzenradien in den einzelnen Klassen wird $\sigma = \sqrt{n_i(1 - n_i/n)}$, mit n gleich der Gesamtzahl an Messwerten, angenommen.

Normalverteilung, durch die Methode der kleinsten Quadrate, mit folgender Gleichung angepasst [110]:

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma x} \exp\left(-\frac{1}{2}\left[\frac{\log(x) - \mu}{\sigma}\right]^2\right), \tag{3.4}$$

wobei die Variable x hier jeweils den mittleren Werten der einzelnen Klassen des Histogramms entspricht. Die logarithmische Normalverteilung wurde hier gewählt, da eine schiefe Verteilung vorliegt, bei der negative Werte nicht zu erwarten sind. Diese Verteilung wurde auch schon in anderen Untersuchungen für die Spitzenradienverteilung verwendet [111]. Eine weitere Rechtfertigung hier eine logarithmische Normalverteilung anzunehmen, ist am Ende des Abschnitts erläutert. Um aus den angepassten Variablen σ und μ den Erwartungswert sowie die Standardabweichung zu berechnen, sind folgende Formeln notwendig [110]:

$$\begin{aligned} Mean\{Lognormal(\mu,\sigma)\} &= e^{\mu+\frac{1}{2}\sigma^2} \\ Var\{Lognormal(\mu,\sigma)\} &= e^{2\mu}e^{\sigma^2}\left(e^{\sigma^2}-1\right) \end{aligned} \tag{3.5}$$

Die ermittelten Erwartungswerte sind mit den Unsicherheiten ebenfalls in Tabelle 3.4 aufgelistet. Für die Spitzenradien der S-Emitter werden die kleinsten Werte ermittelt, für die M- und L-Emitter liegen die Erwartungswerte etwas höher. Die unterschiedlichen Spitzenradien könnten aus zu kurzen Ätzdauern oder aber aus unzureichender Verfahrgenauigkeit der Wafersäge resultieren. Eine unzureichende Verfahrgenauigkeit könnte zu einer rechteckigen anstatt der gewünschten quadratischen Säulengrundfläche führen. Somit könnte die Spitzenradienvariation durch eine andere Säge bzw. durch ein anderes Sägeblatt reduziert werden. Auf eine zweite Messreihe, mit längerer Ätzzeit bzw. anderer Wafersäge, wurde aufgrund des großen zeitlichen Aufwandes für das per Hand Vermessen der einzelnen Spitzenradien im Rahmen dieser Arbeit verzichtet. Eine Möglichkeit hier genauere Aussagen zu treffen, wäre hier eine automatisierte Spitzenradienvermessung im REM, mit der mehrere FEAs der einzelnen Typen vermessen werden können.

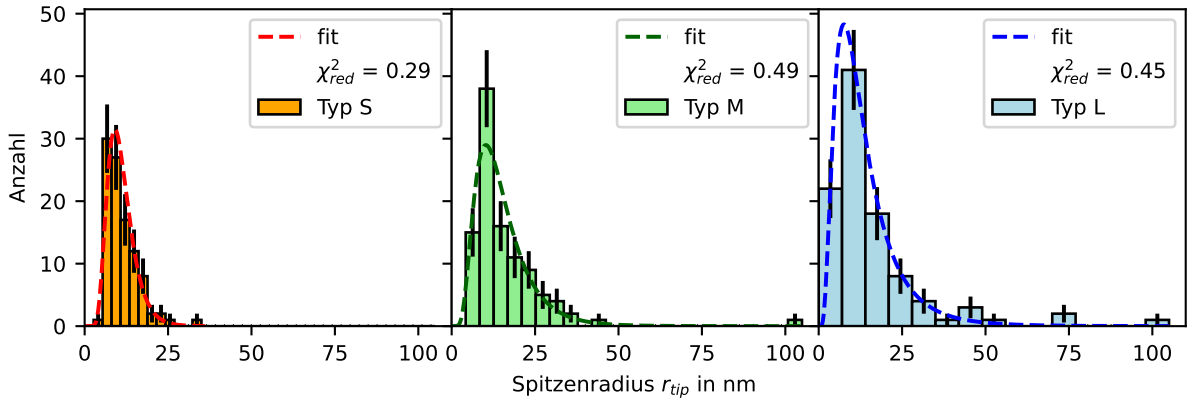


Abbildung 3.14: Histogramme der Spitzenradienverteilungen für die drei verschiedenen Emittertypen (S, M, L). Um einen Erwartungswert für den Spitzenradius des jeweiligen Emittertypes zu erhalten, wurde an jedes Histogramm eine logarithmische Normalverteilung angefittet. Die aus den gefitteten Daten ermittelten Spitzenradien und deren Standardabweichungen sind in Tabelle 3.4 aufgelistet. Für jedes der drei Histogramme wurden 100 Spitzen am Rasterelektronenmikroskop vermessen. Als Unsicherheit für die Anzahl (n_i) der vorkommenden Spitzenradien in den einzelnen Klassen wird $\sigma = \sqrt{n_i(1 - n_i/n)}$, mit n gleich der Gesamtzahl an Messwerten, angenommen.

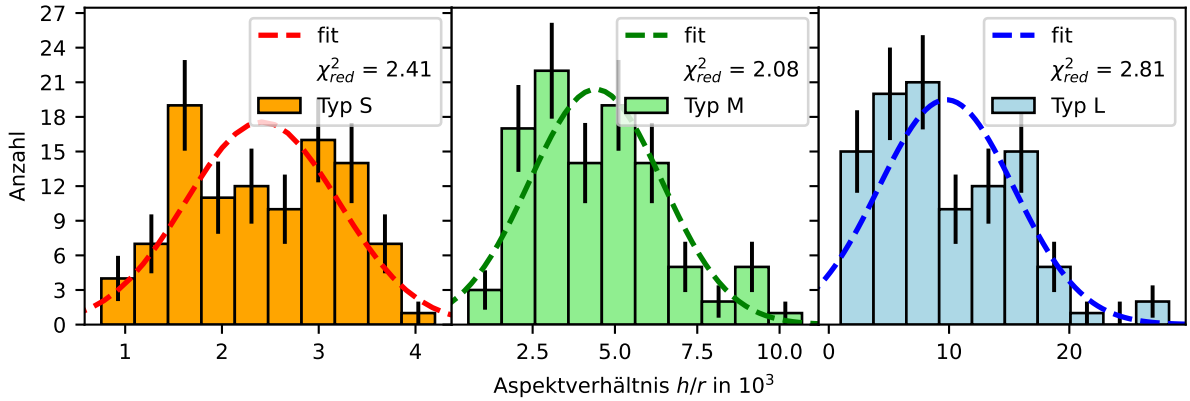


Abbildung 3.15: Histogramme der Aspektverhältnis Verteilungen für die drei verschiedenen Emittertypen (S, M, L). Zur Ermittlung der Werte wurde der Quotient aus Höhe und Radius für jede einzelne Spitze der drei FEA Typen aus den Daten der Histogramme in Abbildung 3.13 und Abbildung 3.14 gebildet. Um einen Erwartungswert für das Aspektverhältnis des jeweiligen Emittertyps zu erhalten, wurde an jedes Histogramm eine Gaußsche Normalverteilung angefittet. Die aus den gefitteten Daten ermittelten Aspektverhältnisse und deren Standardabweichungen sind in Tabelle 3.4 aufgelistet. Als Unsicherheit für die Anzahl (n_i) der vorkommenden Spitzenradien in den einzelnen Klassen wird $\sigma = \sqrt{n_i(1 - n_i/n)}$, mit n gleich der Gesamtzahl an Messwerten, angenommen.

Als letztes wird jetzt für die Ermittlung des Aspektverhältnisses der Quotient aus Höhe und Radius für jede einzelne Spitze der drei FEA Typen gebildet. Das Ergebnis ist wieder in drei Histogrammen in Abbildung 3.15 dargestellt. Zur Ermittlung des Erwartungswertes und dessen Standardabweichung ist wieder jeweils eine Gaußsche Normalverteilung an die Histogramme angefittet. Auch hier folgt die Rechtfertigung einer Gaußsche Normalverteilung, am Ende des Abschnitts. Die ermittelten Werte sind wieder in Tabelle 3.4 aufgelistet. Der S-FEA zeigt hier den kleinsten, der L-FEA den höchsten Mittelwert. Außerdem ist beim L-FEA die Streuung der Werte am höchsten, beim S-FEA am geringsten. Somit besitzt die Geometrie der L-FEAs den höchste Feldüberhöhungsfaktor, was sich in den elektrischen Eigenschaften durch die niedrigste

Tabelle 3.4: Gemittelte Geometrieabmessungen mit Standardabweichung der drei verschiedenen FEA-Typen gewonnen aus den jeweiligen Anpassungen aus Abbildung 3.13, Abbildung 3.14 und Abbildung 3.15. Ebenfalls ist für die drei Emittertypen noch der Spitzenabstand, welcher dem Sägestraßenversatz entspricht, mit angegeben.

Typ	Spitzenzahl	Spitzenabstand	Höhe	Spitzenradius	Aspektverhältnis
S	3600	66,7 µm	$(27{,}4 \pm 2{,}4)$ µm	$(11\ ^{+\ 16}_{-\ 11})$ nm	$(2{,}4 \pm 0{,}7)\,10^3$
M	1296	110 µm	$(63{,}2 \pm 1{,}9)$ µm	$(15\ ^{+\ 72}_{-\ 15})$ nm	$(4{,}4 \pm 2{,}0)\,10^3$
L	256	250 µm	(114 ± 6) µm	$(14\ ^{+\ 92}_{-\ 14})$ nm	$(10 \pm 6)\,10^3$

angelegte Einsatzfeldstärke zeigen müsste. Untersuchungen dazu, werden im Abschnitt 6.2 und in Abschnitt 9.2 gezeigt.

Um zu überprüfen, ob die Annahme der normalverteilten Spitzenhöhe und der lognormalverteilten Spitzenradien zutrifft, wird der quotient aus den gefitteten Erwartungswerten für Spitzenhöhe und Spitzenradius für die drei Emittertypen berechnet. Dieser ergibt für den S-FEA $2{,}5 \cdot 10^3$ für den M-FEA $4{,}2 \cdot 10^3$ und für den L-FEA $8{,}1 \cdot 10^3$. Die Mittelwerte ermittelt aus den Verteilungen der Aspektverhältnisse für jede einzelne Spitze (siehe Abbildung 3.15) stimmen mit diesen Werten im Rahmen der Unsicherheiten überein. Aus diesem Grund wird geschlussfolgert, dass die Annahme der Normal- und Lognormal-Verteilung gerechtfertigt ist. Dies zeigt weiterhin, dass der Spitzenradius nicht mit der Emitterhöhe korreliert.

4 Messtechnik für Feldemission

4.1 Vakuum-Messplatz für Feldemissionsmessungen

Damit Elektronen aus einem Festkörper tunneln können und somit Feldemission auftritt, sind wie in Kapitel 2 beschrieben hohe elektrische Felder notwendig. Um diese hohen elektrischen Felder ohne Überschläge oder Leckströme realisieren zu können, sind Vakuummessplätze notwendig. Im Vakuum können sich zusätzlich die emittierten Elektronen frei bewegen. Der Messplatz, der für einige Messungen dieser Arbeit verwendet wurde, wurde zuvor bei der Firma Ketek entwickelt.

Die Vakuumkammer - das zentrale Bauteil des Vakuum-Messplatzes - ist in Abbildung 4.1 geöffnet dargestellt. Um die Vakuumbedingungen in der Kammer zu erzeugen, ist eine Turbomolekularpumpe mit Vorpumpe angeschlossen. Durch eine Druckmessröhre und ein Nadelventil, welches an eine Leitung mit 99 %igem Stickstoff angeschlossen ist, kann der Druck im Inneren der Kammer von $p < 5 \cdot 10^{-8}$ mbar bis $p = 1 \cdot 10^{-3}$ mbar geregelt werden. An der Hochspannungsanode können Spannungen von bis zu 25 kV angelegt werden. Werden Elektronen vom Emitter emittiert, werden diese auf die Hochspannungsanode beschleunigt und erzeugen dort Röntgenstrahlung. Die Röntgenstrahlung kann vom Röntgendetektor der ebenfalls mit in der Kammer verbaut ist detektiert werden. Dadurch kann sichergestellt werden, dass es sich beim gemessenen Strom um Emissionsstrom und nicht um parasitären Leckstrom handelt. Der Probenhalter, der die FEAs und Einzelemitter im Messaufbau hält und kontaktiert ist im nachfolgenden Abschnitt 4.2 beschrieben.

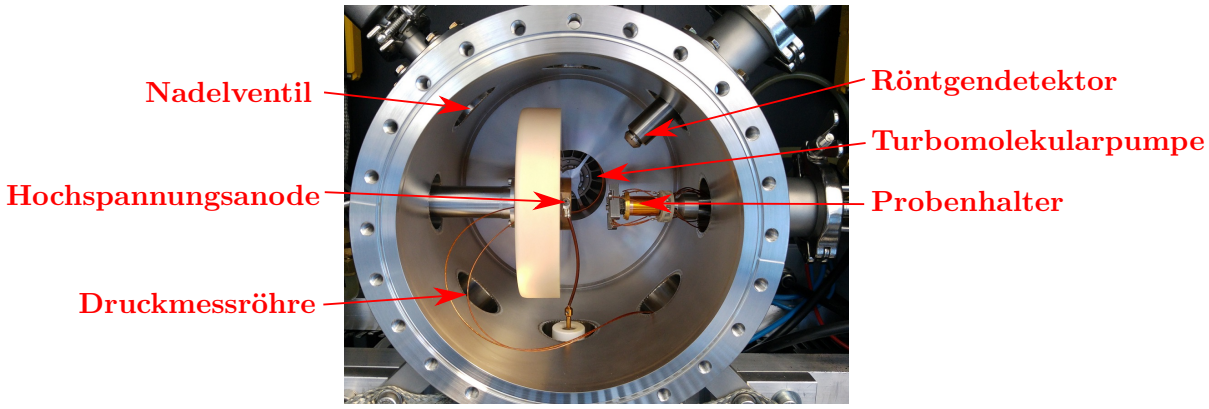


Abbildung 4.1: Geöffnete Vakuumkammer des Messplatzes, der bei der Firma Ketek entwickelt wurde. Angeschlossen an die Kammer befindet sich eine Turbomolekularpumpe mit Vorpumpe, ein Nadelventil mit Stickstoffanschluss über das der Druck in der Kammer geregelt werden kann, eine Druckmessröhre, eine Hochspannungsanode, ein Röntgendetektor, mit dem die an der Anode erzeugte Röntgenstrahlung detektiert werden kann und der Probenhalter für den Feldemitter. Der Probenhalter ist schematisch mit der Hochspannungsanode in Abbildung 4.2 dargestellt.

4.2 Probenhalter und Stromregelung für Feldemissionsbauteile

Der in der Probenkammer verbaute Probenhalter, der zur Kontaktierung und zur Positionierung der FEAs dient, ist schematisch in Abbildung 4.2 mit der Hochspannungsanode und der angeschlossenen Emissionsstromregelung [25] dargestellt. Das FEA bzw. der Einzelemitter ist wie in der Abbildung zu sehen durch ein Glimmer-Plättchen mit einer Dicke von etwa 30 µm zum Extraktionsgitter elektrisch isoliert aufgebaut. Der verwendete Kunst-Glimmer besitzt eine Spannungsfestigkeit von etwa 100 V/µm. Die Extraktionsspannung U_{ext} kann wie in der Abbildung gezeigt über ein nicht zu den Spitzen ausgerichtetes Extraktionsgitter (Triodenaufbau), ein wie in Abbildung 3.6 dargestelltes ausgerichtetes Extraktionsgitter (ebenfalls Triodenaufbau) oder eine Extraktionsplatte (Diodenaufbau), angelegt werden. Um systematische Fehler durch unterschiedliche Positionierung des Extraktionsgitters zu vermeiden, werden Vergleichsmessungen unterschiedlicher Proben hier im Diodenaufbau gemessen. Durch die fehlenden Gitteröffnungen wird ein gleichmäßigeres elektrisches Feld generiert und somit Unterschiede zwischen den einzelnen Aufbauten verringert. Ist das Extraktionsgitter eingebaut, wird an der ca. 5 cm vom Extraktionsgitter entfernten Hochspannungsanode eine Spannung U_{HV} von bis zu 25 kV angelegt, um die emittierten Elektronen zu beschleunigen und somit beim Abbremsen in der Anode Röntgenstrahlung zu erzeugen. Wird diese Röntgenstrahlung am Röntgendetektor detektiert, ist sichergestellt, dass es sich beim gemessenen Strom wie bereits am Ende von Abschnitt 4.1 beschrieben nicht beispielsweise um einen Leckstrom über den Glimmer, sondern um tatsächlichen Emissionsstrom handelt. Wenn anstelle des Extraktionsgitter die Extraktionsplatte eingebaut ist, wird an der Hochspannungsanode kein Potential angelegt, da die emittierten Elektronen die Anode durch die fehlenden Gitteröffnungen nicht erreichen können. Die Unterscheidung ob es sich beim gemessenen Strom tatsächlich um Emissionsstrom handelt wird dann anhand der Strom-Spannungs-Daten durchgeführt. Unterhalb des FEAs befindet sich ein Heizwiderstand, der mithilfe eines Pt100 Messwiderstandes eine Temperaturregelung von Raumtemperatur bis 200 °C ermöglicht. Um den Aufbau in der Kammer zu platzieren, wird der Aufbau aus Heizwiderstand, FEA, Glimmer und Gitter von einem Aluminiumrahmen zusammengehalten. Dieser wird mit Steckverbindern an der Vakuumdurchführung angebracht.

Die eingezeichnete Regelschaltung wurde von *Prommesberger et al.* [25] entwickelt und wird dazu verwendet, den Emitter während der im folgenden Abschnitt beschriebenen Kennlinienmessung auf einen Maximalstrom zu begrenzen. Des Weiteren wird sie während der Konstantstrom-

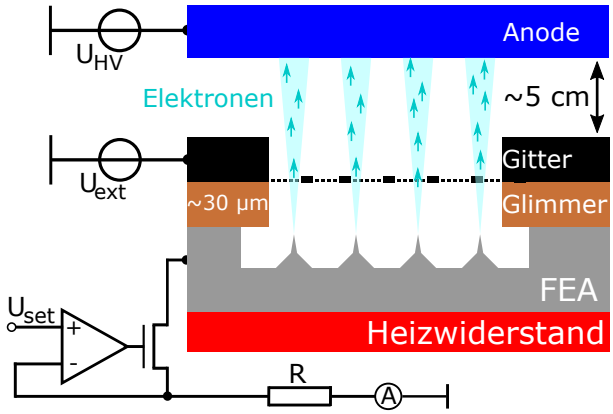


Abbildung 4.2: Schematische Zeichnung des Aufbaus des Probenhalters mit der Hochspannungsanode und der Regelschaltung im Triodenaufbau. Möglich ist ebenfalls ein Diodenaufbau, bei dem anstelle des Gitters eine Siliziumplatte zum Anlegen des elektrischen Feldes zur Extraktion der Elektronen verwendet wird.

messung (siehe Abschnitt 7.1) zur Regelung des Emissionsstromes verwendet. Mit der Regelung wird dabei eine Stabilität des Emissionsstroms von unter 1 % erreicht [25]. Das Gate des MOSFETS wird vom Operationsverstärker in Regelung so weit geöffnet, dass die Spannung, die über den Widerstand abfällt und durch den Regelstromfluss verursacht wird, derjenigen am positiven Eingang des Operationsverstärkers entspricht (eingestellte Sollspannung U_{set}). So kann der Emissionsstrom konstant gehalten werden. Allerdings ist bei geregeltem Emissionsstrom in der gegebenen Schaltung keine Aussage über die am Emitter anliegende Spannung möglich. Durch den MOSFET und den Widerstand können möglicherweise Stromspitzen, die z. B. durch die schnelle Fluktuation der Oberflächenzustände des Emitters entstehen, unterdrückt werden, wodurch die Lebensdauer positiv beeinflusst werden könnte [112]. Die Strommessung erfolgt über ein Pikoamperemeter dem ein Widerstand R mit 300 Ω vorgeschaltet ist um hohe Stromspitzen weiter zu dämpfen und somit einen Defekt des Pikoamperemeters verhindern zu können. Der Spannungsabfall über den Widerstand ist damit stets geringer als 3 mV und wird deshalb vernachlässigt.

4.3 Strom-Spannungs-Kennlinien von Feldemissionsbauteilen

Zur Vermessung der charakteristischen Eigenschaften von Feldemittern werden standardmäßig Strom-Spannungskennlinien gemessen, bei denen die Spannung schrittweise erhöht und nach Erreichen des Spannungsmaximums wieder verringert wird. Dabei wird der für die jeweils anliegende Spannung auftretende Emissionsstrom gemessen [8, 60, 75, 85, 113–118].

Eine solche Standardmessung, bei der die Stromregelung integriert war, ist in Abbildung 4.3 a) mit den einzelnen nacheinander aufgenommenen Kennlinien in einem Millikan-Lauritsen-Diagramm in Abhängigkeit vom global anliegenden elektrischen Feld dargestellt. Normalerweise ist auf der x-Achse im Millikan-Lauritsen-Diagramm das reziproke elektrische Feld dargestellt, für eine bessere Lesbarkeit ist dieses in dieser Arbeit in das anliegende elektrische Feld umgerechnet aufgetragen. Da die einzelnen Emitter unterschiedliche Abstände zwischen Emissionsspitze und Extraktor besitzen, wird zur besseren Vergleichbarkeit der Eigenschaften der Emissionsstrom in Abhängigkeit vom elektrischen Feld anstelle von der angelegten Spannung betrachtet. Die Schrittweite der Spannung ist während den Messungen auf 2 V eingestellt. Anstelle wie in

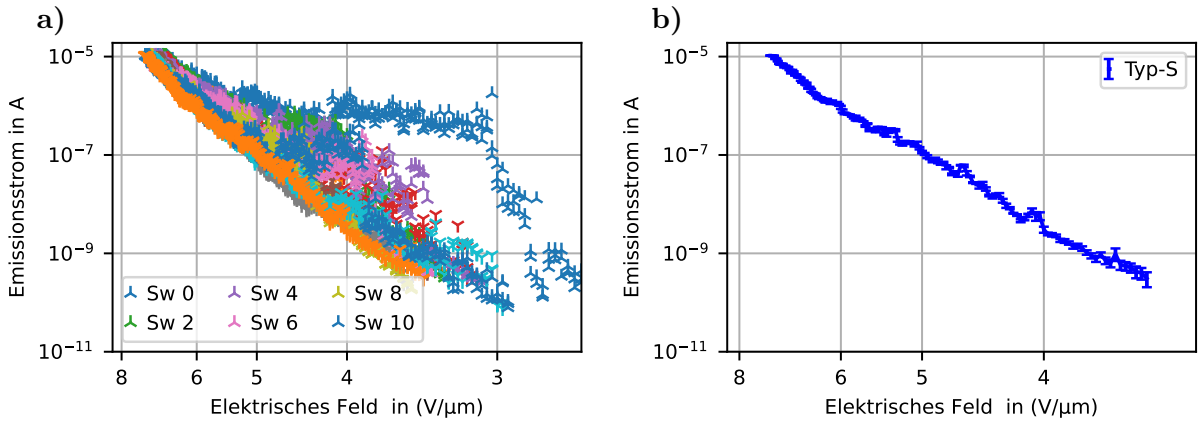


Abbildung 4.3: In a) alle 12 Strom-Spannungs-Sweeps die Standardmäßig für eine Ermittelung der charakteristischen Eigenschaften des Emitters aufgenommen werden. Die einzelnen Strom-Spannungs-Sweeps sind dabei in verschiedenen Farben dargestellt. Die Sweeps bei denen die Spannung erhöht wird sind mit einem nach oben deutendem Symbol, die bei denen die Spannung verringert mit einem nach unten deutendem Symbol gekennzeichnet. In b) ist die gemittelte Kennlinie des Emitters aus dem letzten Sweep aus a) mit Unsicherheiten dargestellt.

der Literatur üblich [8, 60, 75, 85, 113–118] beim Erreichen der Maximalspannung, wird in dieser Arbeit beim Erreichen des an der Regelschaltung eingestellten Maximalstroms von 10 µA von zunehmender Spannung auf abnehmende Spannung umgeschaltet. Wird der Minimalstrom von 10 nA unterschritten wird die Spannung wieder erhöht. Um eine statistische Aussage zu erhalten, werden hier standardmäßig insgesamt zwölf Strom-Spannungs-Sweeps aufgenommen, wobei von Minimal- zu Maximalstrom oder andersherum jeweils einem Strom-Spannungs-Sweep entspricht. Es ist zu erkennen, dass der Emissionsstrom bei der ersten Kennlinie (sw 0) in Abbildung 4.3 a) zunächst schneller, dann einige Zeit in einem Bereich bei ca. 1 µA langsamer ansteigt und dann bei Feldern größer 4 V/µm sogar zunächst noch abnimmt. Dieses Verhalten ist auf sogenannte Einschalt- [119] und Konditionierungseffekte [66, 75, 116, 120] an einzelnen Emitterspitzen zurückzuführen. Durch die Lagerung an Umgebungsluft bildet sich ein natives Oxid auf der Oberfläche der Emitter [121, 122]. In diesem können sich durch heiße Elektronen induziert leitende Kanäle bilden, die den Emissionsstrom erhöhen [72]. Die darauf folgenden Kennlinien nähern sich immer weiter der letzten Kennlinie an, was wieder durch Konditionierungseffekte erklärt werden kann. Dabei werden z. B. Adsorbate auf der Oberfläche, die die Emissionseigenschaften beeinflussen, durch die Emission und durch die Aufheizung der Spitze entfernt [75], bzw. die Adsorption und Desorption gelangt in ein Gleichgewicht.

Die Einschalt- und Konditionierungseffekte verfälschen die charakteristischen Eigenschaften des Emitters. Deswegen werden die Sweeps bei denen diese Effekte auftreten vor der Bildung des Mittelwertes für die Kennline vernachlässigt. In Abbildung 4.3 b) ist die Kennlinie des Emitters dessen Sweeps in a) dargestellt sind gezeigt, wobei hier wegen langanhaltender Konditionierungseffekte nur die Messwerte des letzten Sweeps zur Bildung des Mittelwertes berücksichtigt wurden. Die Kennlinie entspricht in erster Näherung einer Geraden, wie man es bei Feldemission im Millikan-Lauritsen-Diagramm erwartet (siehe Abschnitt 2.4). Zum Vergleich verschiedener Emitter wird in dieser Arbeit unter anderem die Einsatzfeldstärke bzw. die Einsatzspannung verwendet. Es handelt sich dabei um die Feldstärke bzw. die Spannung die nötig ist um einen Emissionsstrom von 1 nA zu erzeugen.

5 Finite-Element-Analyse von Silizium Feldemitterstrukturen

Teile dieses Kapitels basieren auf meinem Artikel, veröffentlicht im Journal of Vacuum Science & Technology B, 40(1), 013203 (2022). DOI:10.1116/6.0001554

Die Theorie der Feldemission aus Halbleitern wird in der Literatur üblicherweise mit einem eindimensionalen Ansatz beschrieben, wobei meist ein Abgleich mit experimentellen Daten fehlt [30–32]. Die in Kapitel 3 gezeigten TMAH-Sägeemitter haben im Gegensatz zu manch anderen Emittern aus der Literatur [27] definierte Emissionsspitzen. Dadurch kann die Geometrie der Emitterspitzen im REM bestimmt werden und mittels COMSOL Multiphysics® simuliert werden. Die Simulation von Einzelemittern soll im folgenden mit experimentell gemessenen Daten verglichen werden.

Für alle Simulationen wird eine Mesh-refinement Studie durchgeführt, die erst dann als abgeschlossen gilt, wenn eine stabile Lösung erreicht wird. Der Feldemissionsprozess ist durch eine Gleichung aus Fowler-Nordheim Metalltheorie mit Spiegelladungspotential genähert [123], wobei die Elektronenaffinität des Siliziums mit 4,05 eV angenommen wird. Da die Oberfläche bei den gegebenen Dotierstoffkonzentrationen und angelegten elektrischen Feldern für p-dotiertes Silizium in starker Inversion bzw. für n-dotiertes Silizium in starker Akkumulation ist, ist diese Näherung ausreichend [60].

5.1 Geometrievermessung der Emitterspitzen und resultierende Simulationsmodelle

Geometrievermessung Für die Simulation, muss die Geometrie des Einzelemitters im REM vermessen werden. In Abbildung 5.1 a) ist eine Aufnahme der gesamten Emittergeometrie mit eingezeichneten Messungen aller zur Erzeugung der Simulationsgeometrie benötigten Größen außer dem Spitzenradius gezeigt. Für die beiden gemessenen Höhen (h_{gem}) (Gesamthöhe und Höhe der oberen Spitze) muss beachtet werden, dass das Bild unter einem Winkel von 60° aufgenommen wurde. Wie schon in Abschnitt 3.5 erläutert kann zur Berechnung der tatsächlichen Höhe (h_{tot}) folgende Formel angewandt werden: $h_{tot} = h_{gem}/sin(60°)$, somit ergibt sich ein Faktor von etwa 1,16 mit dem die gemessenen Höhen multipliziert werden müssen.

Die Messung des Spitzenradius, ist in der Detailaufnahme der Spitze in Abbildung 5.1 b) gezeigt. Wegen des großen lateralen Abstandes vom Emitter zur ursprünglichen Waferoberfläche, welche die Auflagefläche des Glimmers definiert, ist eine genaue Messung der Einbetttiefe (vertikaler Abstand zwischen Spitze und ursprünglicher Waferoberfläche) nur schwer zu realisieren. Aus diesem Grund wird für diese Messung eine Unsicherheit von ±5 µm angenommen. Für die Messung des Spitzenradius wird zusätzlich eine Unsicherheit von ±5 nm angenommen.

3D Simulationsmodell In Abbildung 5.2 ist eine schematische Zeichnung der 3D-Geometrie dargestellt, welche für die Simulation im Elektrostatik Modul verwendet werden soll. Mit dem

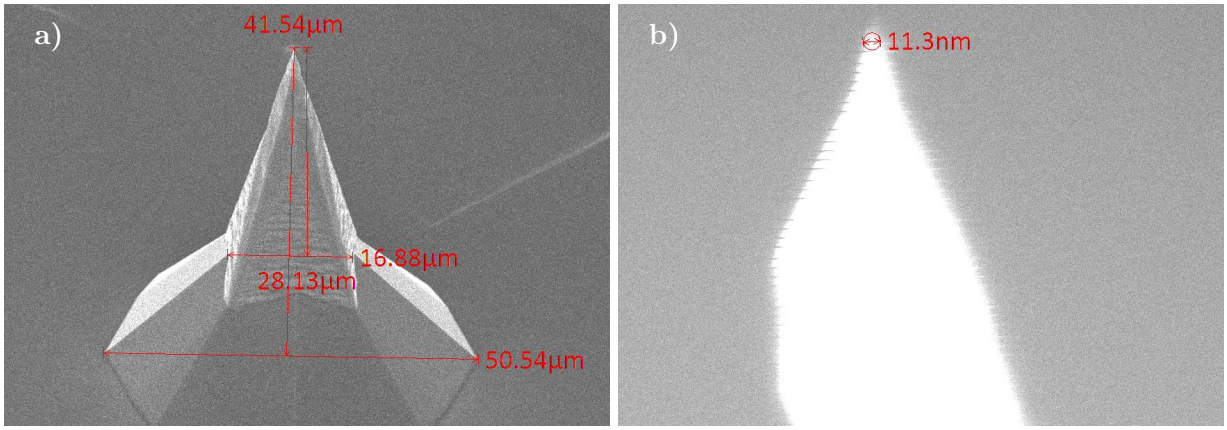


Abbildung 5.1: a) REM-Aufnahme einer Einzelemitterspitze mit den vermessenen geometrischen Größen zur Erstellung des Simulationsmodells. In b) Detail-Aufnahme der Spitze zur Vermessung des Spitzenradius.

Elektrostatikmodul werden die elektrischen Felder an der Emitterspitze simuliert und aus diesen durch das verwendete FN-Modell die Stromdichten berechnet. Um Rechenzeit zu sparen, wird nur ein viertel der Geometrie mit Symmetrie-Randbedingungen simuliert. Der obere Teil der Spitze ist wie gezeigt mit der vierseitigen Pyramide und einer Kugel, die tangential in die Seitenflächen übergeht aufgebaut. An der Kante an der die beiden Flächen der Spitze aufeinandertreffen ist mit dem Spitzenradius eine abgerundete Kante modelliert. Der untere Teil der Geometrie ist ebenfalls durch eine vierseitige Pyramide nachgebildet. Da der Großteil der Emission im oberen Bereich der oberen Spitze entsteht, wird diese Vereinfachung der eigentlich 16-eckigen Struktur verwendet. Auch hier ist an der Kante an der die beiden Flächen aufeinandertreffen die Kante mit dem Spitzenradius abgerundet. Spitze Kanten müssen bei der Simulation vermieden werden, da ansonsten durch eine feinere Einstellung des Netzes (Mesh) die modellierte Geometrie verändert wird und z. B. das elektrische Feld an der Kante beliebig gesteigert werden kann.

In Abbildung 5.2 b) ist die Detailaufnahme der modellierten Spitze zu erkennen. Die Kugel die um die eigentliche Spitze angedeutet ist, legt einen zusätzlichen nicht physikalischen Bereich

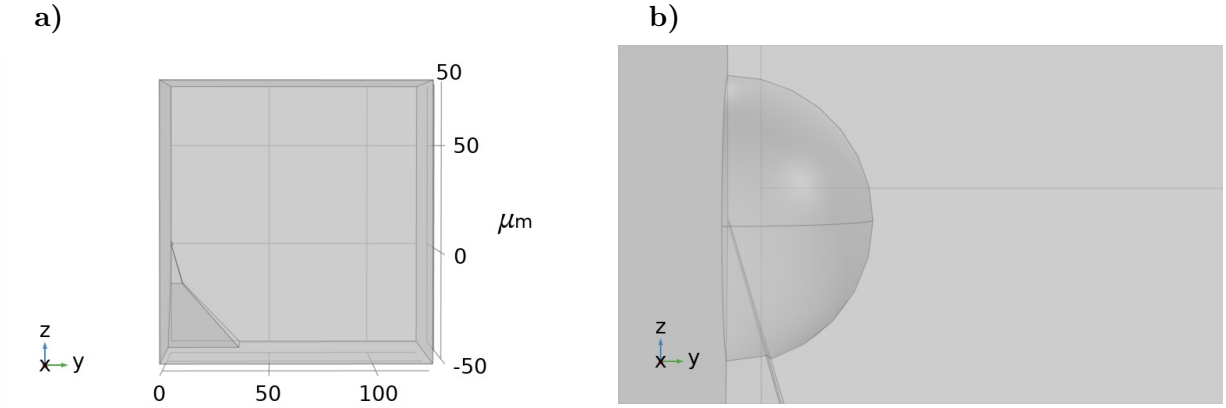


Abbildung 5.2: Schematische Zeichnung der verwendeten Geometrie für die 3D-Simulation in Comsol Multiphysics®. In a) ist die Komplette Geometrie zu erkennen. An den oberen Rand des simulierten Volumens wird das jeweilige Extraktionspotential angelegt, der unter Rand des simulierten Volumens sowie die Spitze werden auf Erdpotential gelegt. In b) ist eine Detailaufnahme vom Bereich um die Spitze dargestellt. Die Kugel in b) um die Spitze herum legt einen nicht physikalischen Bereich fest, der in der Nähe der Spitze ein feines Netz ermöglicht, auch wenn der Rest des Volumens grob vernetzt ist.

um die Spitze fest, in dem das Netz anders gewählt werden kann als im restlichen Volumen außerhalb der Spitze. Dadurch kann dieser für die Emission hauptsächlich relevante Bereich sehr viel feiner vernetzt werden, als der Bereich weiter entfernt von der Spitze, was zu weniger Rechenaufwand bei gleichbleibender Genauigkeit führt. Gleichzeitig ermöglicht dieser Bereich, dass das Netz um die Spitze auch bei sich verändernder Höhe oder Breite des Emitters konstant bleibt.

Wenn nicht anders beschrieben, gelten im 3D-Modell folgende Bedingungen: Im Vakuum gilt die Ladungsträgererhaltung und an den vier Seitenflächen des Modells wird Ladungsfreiheit angenommen. Dies entspricht einer Symmetriebedingung. Die komplette Emitteroberfläche sowie die Bodenfläche die in diese übergeht sind auf Erdpotential gelegt und an der Fläche am oberen Ende des definierten Volumens wird die jeweilige Extraktionsspannung angelegt. Durch die Definition des Erdpotentials an der Emitteroberfläche, muss das Volumen des Emitters im Elektrostatikmodul nicht mit simuliert werden.

2D-Rotationssymmetrisches Simulationsmodell In Abbildung 5.3 ist eine schematische Zeichnung der 2D axialsymmetrischen Geometrie dargestellt, welche für die Simulation im Halbleiter Modul verwendet wird. Der obere wie der untere Teil werden dadurch dass die linke Grenze die Rotationsachse des Modells ist zu Kegeln mit verschiedenen Flankenwinkeln. Als Breite und Höhe des oberen Kegels wird dabei die wie in Abbildung 5.1 a) gemessene Breite und Höhe der gezeigten oberen Spitze des jeweiligen Emitters eingestellt. Dadurch laufen die beiden Kegel spitzer zu, als die der 3D-Geometrie. Als Breite des unteren Kegels wird die Breite des gesamten Emitters verwendet. An der in Abbildung 5.3 b) abgebildeten Spitze ist zur Vermeidung von Spitz zulaufenden Geometrien die Spitze mit einem Radius der tangential in die Kegelfläche übergeht abgeschlossen. Der Kreis um die Spitze definiert wie im vorherigen Abschnitt einen nicht physikalischen Bereich, in dem das Netz feiner gewählt werden kann.

Wenn nicht anders beschrieben gelten für das rotationssymmetrische 2D-Modell folgende Bedingungen: Der Bereich innerhalb der Kegel wird als Halbleitermaterial definiert. Dabei wird eine analytisches Dotierstoffmodell zur Festlegung der n- bzw. p-Dotierstoffkonzentration verwendet. Zusätzlich wird im Halbleitermaterial die Störstellen begünstigte Rekombination erlaubt. Im Vakuum, welches außerhalb der Emitterspitze definiert ist, gilt die Ladungsträgererhaltung. Die

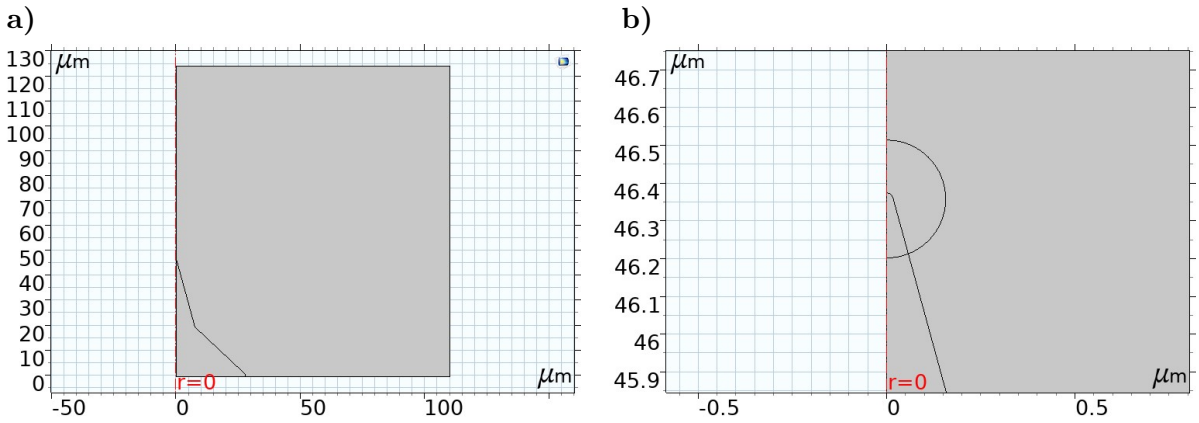


Abbildung 5.3: Schematische Zeichnung des verwendeten rotationssymmetrischen 2D-Modells für die Simulation im Halbleitermodul. In a) ist die komplette zur Simulation verwendete Geometrie gezeigt. Der linke Rand ist als Rotationsachse definiert, wodurch der Emitter dessen Kontur im linken unteren Bereich gezeichnet ist zu einer Geometrie bestehend aus zwei Kegeln mit unterschiedlichem Flankenwinkeln wird. In b) ist der Bereich um die Spitze des Emitters gezeigt. Es ist zu sehen, dass die Spitze mit einem Kreis der Tangential in die Seitenfläche übergeht abgeschlossen ist. Der Kreis um die Spitze beschreibt einen nicht physikalischen Bereich in dem das Mesh sehr fein definiert werden kann.

Halbleiteroberfläche ist als Isolatoroberfläche definiert, an der Fowler-Nordheim Tunneln für Elektronen sowie Löcher erlaubt ist. Der Tunnelstrom wird dabei mit Gleichung 2.3 berechnet, wobei für den Faktor $t(f)$ die Funktion aus Gleichung 2.4 anstelle der Vereinfachung zu 1,1 verwendet wird. Für das Löchertunneln wird die zu der Austrittsarbeit die Energiedifferenz der Bandlücke von Silizium addiert. Am unteren Rand des Halbleitermaterials ist ein Metallkontakt definiert, der die Spannung auf 0 V setzt. Die untere Fläche außerhalb des Halbleitermaterials ist als Erdpotential mit der Austrittsarbeit gleich der Elektronenaffinität des Siliziums definiert. An der oberen Grenze des Modells wird die jeweilige Extraktionsspannung angelegt. Die rechte Grenzfläche des Modells ist als Ladungsfrei definiert.

5.2 Vergleich der Simulationsmodelle

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, wie sich die verschiedenen zur Simulation eingesetzten Modelle unterscheiden und ob sie untereinander verglichen werden können.

5.2.1 Vergleich 2D-Axialsymmetrisch und 3D Modell

Um den Einfluss des Halbleitermaterials zu untersuchen, muss das COMSOL Halbleitermodul zum Simulationsmodell hinzugefügt werden. Dadurch erhöht sich der Rechenaufwand des Modelles enorm und zusätzlich ist ein sehr dichtes Mesh notwendig um Konvergenz zu erreichen. Simulationen im 3D Modell konvergieren dann in der Regel nicht mehr bzw. lassen sich nicht mehr in sinnvoller Zeit lösen. Aus diesem Grund wird das im vorherigen Kapitel eingeführte 2D-axialsymmetrische Modell zur Vereinfachung für Simulationen mit dem Halbleitermodul eingesetzt. Deshalb soll hier geklärt werden, mit welchen Abweichungen zu rechnen ist, wenn anstelle des 3D-Modells ein 2D-Modell verwendet wird.

Abschirmungseffekte

Durch zu geringen Abstand zwischen den Emissionsspitzen im Array verringert sich der Feldüberhöhungsfaktor an den einzelnen Spitzen [124–127]. Deshalb muss für die Simulation von Einzelemitterspitzen untersucht werden, ab welchem Abstand der äußeren Randbedingung zur Spitze, die elektrischen Eingenschaften der simulierten Geometrie nicht mehr beeinflusst werden. Dafür wird sowohl im 2D-axialsymmetrischen- als auch im 3D-Modell unter Verwendung des Elektrostatik Moduls der Emissionsstrom abhängig vom Abstand der äußeren Randbedingung zur Emissionsspitze simuliert.

Um den Einfluss der Abschirmungseffekte zu vergleichen, sind in Abbildung 5.4 die normierten Emissionsströme für das 2D- und 3D-Simulationsmodell in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Emitterspitze und äußerer Symmetrierandbedingung dargestellt. Die am Extraktor angelegte Spannung beträgt in beiden Fällen 1000 V, wobei der Extraktor 80 µm von der Emitterspitze entfernt ist. Für beide Modelle wurde eine Höhe von 50 µm, eine Breite von 70 µm, eine Höhe der oberen Spitze von 20 µm, eine Breite der oberen Spitze von 12 µm und ein Spitzenradius von 10 nm angenommen.

Die normierte Stromstärke steigt für die 2D-Simulation schneller zum Maximalwert an, als das für die 3D-Simulation der Fall ist. Dabei sättigen die Emissionsstromwerte für das 2D-Modell ab einem Abstand von etwa 150 µm, die des 3D-Modelles erst ab einem Abstand von etwa 300 µm. Im 2D-Modell muss die Randbedingung demnach mindestens 150 µm (entspricht ca. dreifacher Emitterhöhe) und im 3D-Modell mindestens 300 µm (entspricht ca. sechsfacher Emitterhöhe) von der Spitze entfernt sein um eine Beeinflussung der Emissionseigenschaften zu vermeiden. Dies wird in den nachfolgenden Simulationen berücksichtigt. Bei den elektrischen Messungen

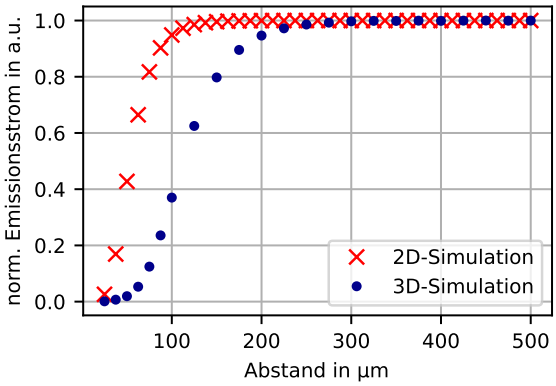


Abbildung 5.4: Der normierte Emissionsstrom für die 2D- und 3D-Simulationsmodelle ist in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Emitterspitze und äußeren Symmetrierandbedingung dargestellt.

der im Kapitel 3 vorgestellten Proben tritt somit eine Abschirmung der Spitzen untereinander auf.

Dass die Stromsättigung im 3D-Modell bei größeren Abständen eintritt als beim 2D-Modell kann durch die gebildete Geometrie erklärt werden. Bei 3D-Modell sind die Kanten, an denen die Seitenflächen der Pyramide aufeinandertreffen mit dem Spitzenradius abgerundet. Dadurch treten an diesen Kanten höhere Felder und somit auch höhere Feldüberhöhungsfaktoren auf als beim 2D-Modell. Dadurch dass Geometrien mit höherem Feldüberhöhungsfaktor stärker von Abschirmungseffekten betroffen sind, sättigt der normierte Emissionsstrom bei der 3D-Geometrie bei größeren Abständen.

Kennlinienvergleich

Um jetzt einen Vergleich der simulierten Strom-Spannungskennlinien zu ermöglichen, werden sowohl für das 2D- wie auch für das 3D-Modell der Abstand zur Randbedingung auf 300 µm gesetzt. Für die Simulation wurde die gleiche Emittergeometrie wie in Unterunterabschnitt 5.2.1 verwendet. Die beiden simulierten Kennlinien sind in Abbildung 5.5 a) in einem Millikan-Lauritsen

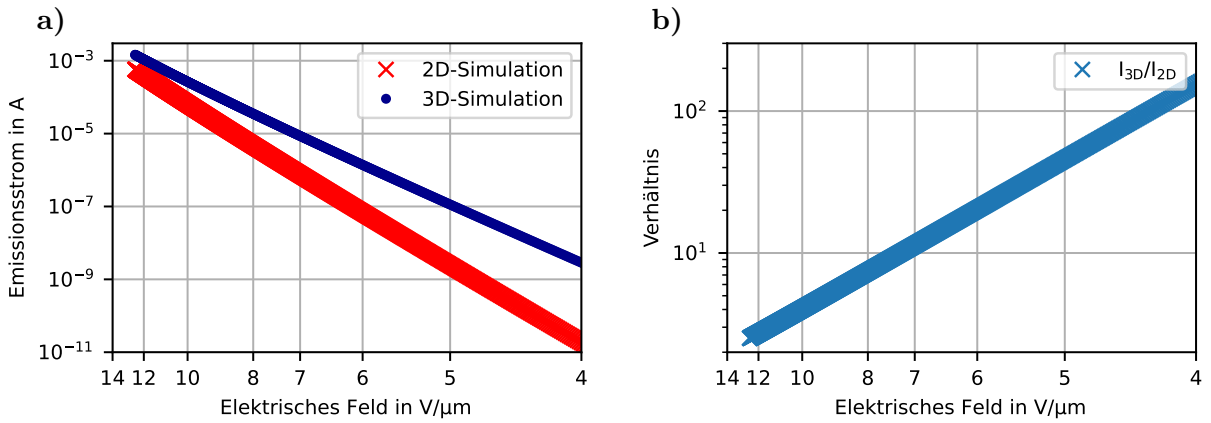


Abbildung 5.5: In a) die simulierten Kennlinien mit der 2D- und der 3D-Geometrie. Es ist zu erkennen, der Emissionsstrom für die 3D-Simulation bei allen Simulierten Feldstärken über dem der 2D-Simulation liegt. Um einen besseren Vergleich zwischen den Emissionsströmen der beiden Geometrien zu erhalten, ist in b) das Verhältnis aus Emissionsstrom der 3D-Simulation geteilt durch den Emissionsstrom aus der 2D-Simulation dargestellt. Mit steigendem elektrischen Feld nimmt das Verhältnis zwischen den beiden Simulationen ab. Für Simulationen mit einer 2D-Geometrie muss dieses Verhalten berücksichtigt werden.

Diagramm dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Emissionsstrom für die 3D-Simulation bei allen Simulierten Feldstärken über dem der 2D-Simulation liegt. Um einen besseren Vergleich zwischen den beiden Emissionsströmen zu erhalten, ist in Abbildung 5.5 b) deren Verhältnis aufgetragen, wobei der Strom der 3D-Simulation durch den Strom der 2D-Simulation geteilt ist. Hier ist zu erkennen, dass mit steigendem elektrischen Feld, das Verhältnis zwischen den beiden mit steigender Feldstärke abnimmt. Bei einem elektrischen Feld von 4 V/µm ist der simulierte Emissionsstrom bei 3D-Geometrien ca. 100 mal höher als bei 2D-Geometrien, bei einem Feld von 12 V/µm liegt er dann nur noch beim ca. 2,5 fachen Wert. Beim 3D-Modell sind die Kanten, an denen die Seitenflächen der Pyramide aufeinandertreffen mit dem Spitzenradius abgerundet (siehe Absatz 5.1). Dadurch treten an diesen Kanten höhere Felder und somit auch höhere Feldüberhöhungsfaktoren auf, als das beim 2D-Modell trotz des spitzeren Kegels der Fall ist. Da der Einfluss des Feldüberhöhungsfaktors mit steigendem angelegtem globalem Feld abnimmt, nähern sich die beiden Kennlinien an. Für Simulationen mit einem 2D-Modell muss bei der hier gegebenen Emittergeometrie demnach berücksichtigt werden, dass der Emissionsstrom je nach angelegtem Feld durch die Simulation um bis zu zwei Größenordnungen zu klein abgeschätzt wird. Deshalb sollte wenn immer möglich mit einem 3D-Modell gerechnet werden.

5.2.2 Vergleich Elektrostatik- und Halbleitermodell mit verschiedenen Dotierstoffkonzentrationen

Simulationen im Elektrostatik Modul benötigen verglichen mit solchen im Halbleiter Modul nur Bruchteile der nötigen Rechenzeit bzw. Leistung. Bei Halbleitersimulationen sind Rechenzeiten von mehreren Tagen keine Seltenheit, weshalb gerade wenn z. B. Geometrievariationen mit simuliert werden sollen eine Elektrostatiksimulation eine erhebliche Zeitersparnis bedeutet. Hier sollen jetzt Elektrostatiksimulationen und Halbleitersimulationen Verglichen werden um abzuschätzen, ob und mit welchen Abweichungen Elektrostatiksimulationen anstelle von Halbleitersimulationen eingesetzt werden können.

Da im 3D-Modell unter Verwendung des Halbleitermoduls keine Konvergenz für die Lösung erreicht wird, wird das 2D axialsymmetrische Modell verwendet um einen Vergleich zwischen den beiden Modulen anzustellen. Für die zur Simulation verwendete Geometrie wurde ein Spitzenradius von 5 nm, eine Emitterhöhe von 46,7 µm, eine gesamte Emitterbreite von 58,7 µm, eine Höhe der oberen Spitze von 26,0 µm, eine Breite der oberen Spitze von 14,6 µm und ein Abstand von Extraktor zu Spitze von 77,2 µm verwendet.

Die simulierten Kennlinien der beiden Modelle sind in Abbildung 5.6 a) dargestellt, die Kennlinie des Elektrostatikmoduls ist mit ES bezeichnet. Im Halbleitermodul wurde eine n-Dotierstoffkonzentration von $1 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ verwendet, weshalb die Kennlinie mit HL16 bezeichnet ist. Für beide Kennlinien ist ein nahezu linearer Verlauf zu erkennen, lediglich bei Spannungen über 1000 V weisen beide eine leichte Krümmung nach oben auf. Diese leichten Abweichungen von der Linearität wurden, wenn große Spannungsbereiche untersucht wurden auch in der Literatur schon beobachtet [48].

Um die Unterschiede der Kennlinien besser zu erkennen, wurde das Verhältnis aus den beiden Emissionsströmen gebildet und in Abbildung 5.6 b) in Abhängigkeit von der angelegten Extraktionsspannung im Bereich von 0 bis 2000 V dargestellt (ES/HL16).

Das Verhältnis steigt bei kleinen Spannungen zu sehr hohen Werten an, ist bei etwa 700 V nahe bei eins, steigt mit zunehmender Spannung erneut leicht an und erreicht einen Maximalwert von ca. 6 bei 2000 V. Im Weiteren Verlauf der hier nicht mehr gezeigt ist ergibt sich noch ein lokales Maximum von ca. 8 bei 3636 V. Der anschließende Rückgang des Verhältnisses könnte mit einem Lawinendurchbruch erklärt werden. Der Anstieg des Verhältnisses bei geringen Spannungen liegt an der Feldeindringung im Halbleitermodul, wodurch sich einerseits die anliegende Spannung verringert und andererseits der Feldüberhöhungsfaktor beeinflusst wird. Da der Emis-

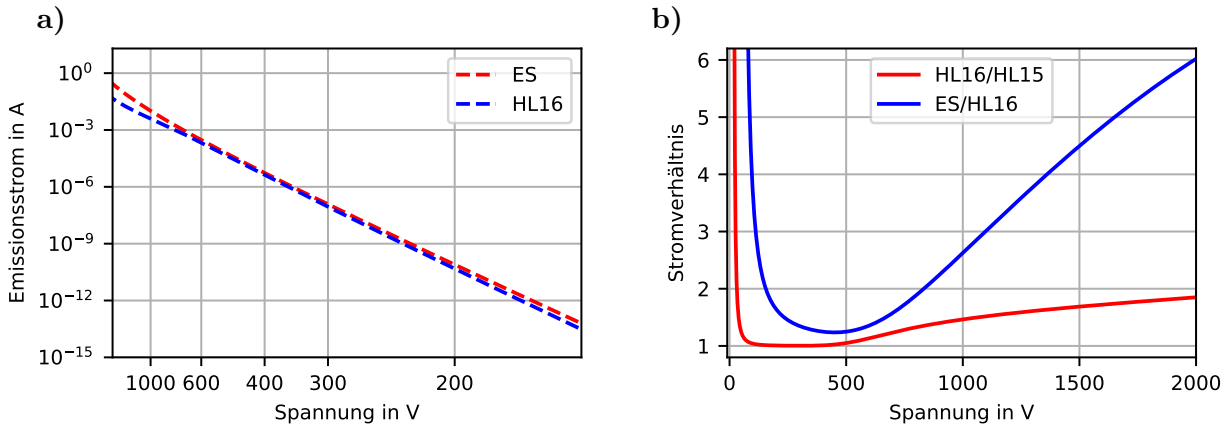


Abbildung 5.6: In a) simulierte Strom-Spannungs Kennlinien in einem Millikan-Lauritsen-Diagramm. Die Ergebnisse sind aus Simulationen mit der selben 2D-Axialsymmetrischen Geometrie, einmal mit dem Elektrostatik Modul (ES) und einmal mit dem Halbleiter Modul (HL16) mit einer Donatorkonzentration von $1 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Es ist zu erkennen, dass der Emissionsstrom im ES für alle Spannungen höher ist als im HL16. Um das Verhältnis zwischen ES und HL16 besser beurteilen zu können, ist in b) das Verhältnis der beiden Emissionsströme in Abhängigkeit von der Spannung gezeigt.

sionsstrom in diesem Spannungsbereich sehr klein ist, kann dieser Unterschied für den Vergleich mit Messwerten vernachlässigt werden.

Um zusätzlich zu untersuchen wie sich der Emissionsstrom abhängig von der Spannung bei verschiedenen Dotierstoffkonzentrationen verhält ist hier mit in der Abbildung das Verhältnis aus den Strömen bei einer Dotierstoffkonzentration von $1 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ und $1 \cdot 10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}$ dargestellt (HL16/HL15). Die Kurve verläuft dabei ähnlich zu dem Verhältnis aus Elektrostatik- und Halbleitermodul mit $1 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Der Anstieg bei kleinen Spannungen liegt wie beim anderen gezeigten Verhältnis an der Feldeindringung, da diese mit sinkender Dotierstoffkonzentration ansteigt.

Der deutliche Anstieg in beiden Kurven bei steigender Spannung kann durch den selben Ursprung erklärt werden. Im Elektrostatikmodell ist durch die geerdete Emitteroberfläche, ein unendlicher Nachschub an Elektronen gewährleistet. Bei den beiden Halbleitermodellen ist diese unlimitierte Elektronenquelle an der unteren Fläche der Emitterspitze, wodurch der Nachschub an Elektronen zur Oberfläche durch das Halbleitermaterial definiert wird. Somit begrenzt der Widerstand des Materials den Stromfluss, wodurch das Verhältnis mit höherer Dotierstoffkonzentration ansteigt.

Der mögliche Fehler der im relevanten Bereich für experimentelle Daten, bei einem Emissionsstrom größer als 1 pA und Spannungen bis 2000 V, begangen wird ist stets kleiner als eine Größenordnung. Aus diesem Grund kann eine Simulation von n-dotierten Emittern mit dem Elektrostatik-Modul durchgeführt werden. Die Veränderung des Stromverhältnisses je nach anliegender Spannung führt dazu, dass der Emissionsstrom etwas zu hoch abgeschätzt sein könnte was bei der Bewertung der Ergebnisse berücksichtigt werden muss.

5.3 Simulation von Einzelemittern

Zunächst soll ein Vergleich von Simulation und Messung mit n-dotierten Proben durchgeführt werden. In der Literatur sind einige Simulationen zu Feldemittern zu finden [128–132], wobei aber nur in manchen die Simulationsparameter mit experimentellen Bedingungen abgeglichen werden [129, 130] . Ein tatsächlicher Vergleich der elektrischen Eingenschaften zwischen Simulation und Experiment ist allerdings nicht zu finden. Durch solch einen Vergleich soll hier ermittelt werden,

ob mit der gegebenen Struktur und den verwendeten Einstellungen in COMSOL Multiphysics® eine realistische Abschätzung der elektrischen Eigenschaften simuliert werden kann.

Ist dies der Fall kann die Simulation dazu verwendet werden die Stromsättigung p-dotierter Emitter zu untersuchen. Die ursächlichen Mechanismen und die darauf Einfluss nehmenden Parameter sind bis heute kaum verstanden. *Baskin et al.* [29] beschrieben Feldemission aus p-dotiertem Silizium für eine Kegelgeometrie, allerdings benutzten sie ein stark vereinfachtes Modell für die Raumladungszone und führten keinen Vergleich zwischen ihren theoretischen Ergebnissen und experimentellen Daten durch. Im Gegensatz dazu sollen hier die Simulationsergebnisse mit tatsächlichen Messdaten verglichen werden.

5.3.1 n-dotierte Einzelemitter

Für die Simulation der n-dotierten Einzelemitter wird das in Absatz 5.1 beschriebene 3D-Elektrostatik-Modul verwendet. In Abbildung 5.7 ist die gemittelte Kennlinie eines Emitters zusammen mit den Simulationsergebnissen in einem Millikan-Lauritsen-Diagramm [48, 69] (ML-Diagramm) dargestellt. Die geometrische Vermessung des Einzelemitters, welche an einem anderen Emitter beispielsweise in Abbildung 5.1 zu sehen ist, ergab vor der elektrischen Charakterisierung einen Spitzenradius von $r_{tip} = 14{,}1\,\text{nm}$, eine Emitterhöhe von $h_{emi} = 50{,}5\,\mu\text{m}$, eine gesamte Emitterbreite von $w_{emi} = 52{,}4\,\mu\text{m}$, eine Höhe der oberen Spitze von $h_{tip} = 34{,}7\,\mu\text{m}$ und eine Breite der oberen Spitze von $w_{tip} = 19{,}0\,\mu\text{m}$. Diese Messwerte wurden zur Erstellung der Geometrie für die Simulation verwendet. Für die beiden Kennlinien (Sim. var.) wurde der Spitzenradius ($r_{Sp.}$) sowie die Emitterhöhe (h_{Emi}) wegen der in Abschnitt 5.1 erläuterten Messunsicherheit im REM um $\pm 2{,}5\,\text{nm}$ bzw. $\pm 5\,\mu\text{m}$ variiert. Des Weiteren wurde der Spitzenradius nach der Messung mit 13,7 nm bestimmt. Somit ist der Unterschied für den Spitzenradius vor und nach der Messung kleiner, als die angenommene Unsicherheit des REMs. Innerhalb der Grenzen der Unsicherheit zeigen die simulierten Ergebnisse eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten. Deshalb wird davon ausgegangen, dass die vorausgesetzten Annahmen genügen.

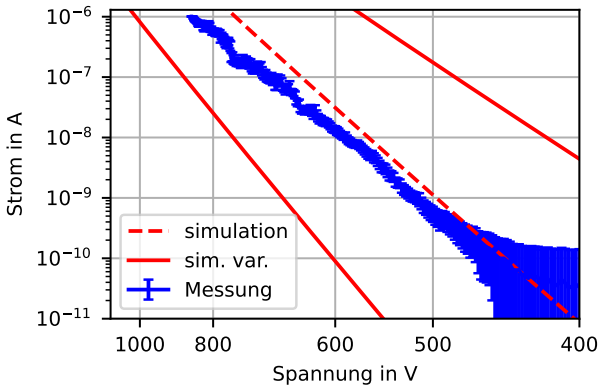


Abbildung 5.7: Gemittelte gemessene sowie simulierte Werte der IU-Kennlinie eines n-dotierten Einzelemitters in Millikan-Lauritsen-Darstellung. Für die Simulation wurde ein Spitzenradius von $r_{Sp.} = 14{,}1\,\text{nm}$ und eine Emitterhöhe von $h_{Emi} = 50{,}5\,\mu\text{m}$ verwendet. Für das untere bzw. obere Limit der Fehlerabschätzung wurden $r_{Sp.} = 16{,}5\,\text{nm}$ und $h_{Emi} = 45{,}5\,\mu\text{m}$ bzw. $r_{Sp.} = 11{,}6\,\text{nm}$ und $h_{Emi} = 55{,}5\,\mu\text{m}$ verwendet.

5.3.2 Ursprung der Stromsättigung bei p-dotierten Feldemittern

P-dotierte Silizium Emitter die im Stromsättigungsbereich betrieben werden, zeigen eine geringe Stromfluktuation [27, 28, 133] und gegenüber n-dotierten Silizium Emittern eine erhöhte Lebens-

dauer [87]. Das Auftreten der Sättigung und die Parameter, die diese beeinflussen, sind jedoch wie bereits beschrieben immer noch kaum verstanden. *Arthur et al.* [63] erklären die Sättigung im p-dotierten Halbleiter (in diesem Fall p-dotiertes Germanium) mit einem Spannungsabfall an einer sich ausbildenden Raumladungszone. Zusätzlich zu dieser Raumladungszone machen sie eine Veränderung des Betafaktors für die Nichtlinearität der Strom-Spannungskennlinie verantwortlich. Es werden allerdings keine quantifizierbaren Werte genannt, noch wird gezeigt, weshalb sich der Betafakor ändert. Um eine bessere Einsicht in die zugrundeliegenden Parameter und das Auftreten der Sättigung zu bekommen, werden deswegen in diesem Kapitel Simulationen von p-dotierten Einzelemittern mit experimentellen Daten verglichen.

Die gemittelten Werte der Kennlinie eines p-dotierten Einzelemitters werden in Abbildung 5.8 mit simulierten Werten in einem Millikan-Lauritsen-Diagramm gezeigt. Die mit dem REM für die Geometrie des Simulationsmodells ermittelten Werte sind: Ein Spitzenradius von 15,6 nm, eine Gesamthöhe des Emitters von 46,4 µm, eine Emitterbreite von 55,8 µm, eine Höhe der oberen Spitze von 23,6 µm und eine Breite der oberen Spitze von 15,0 µm. Das Halbleitermodul von COMSOL wird wie in Unterabschnitt 5.2.2 beschrieben, mit der 2D-axialsymmetrischen Geometrie verwendet, um die Eigenschaften innerhalb und an der Oberfläche der Spitze zu simulieren. Es wird eine p-Dotierstoffkonzentration von $3{,}24 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ (entsprechend eines spezifischem Widerstandes von $0{,}5\,\Omega \cdot \mathrm{cm}$) mit einer Typ-n Hintergrunddotierstoffkonzentration von $1{,}08 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ verwendet. Störstellenbegünstigte Rekombination wird für den Festkörper erlaubt, genauso wie störstellenbegünstigte Oberflächenrekombination an der Oberfläche der Spitze, wodurch eine Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit bzw. Oberflächengenerationsrate definiert werden kann. Die restlichen Bedingungen des Simulationsmodells sind wie in Abschnitt 5.1 beschrieben definiert.

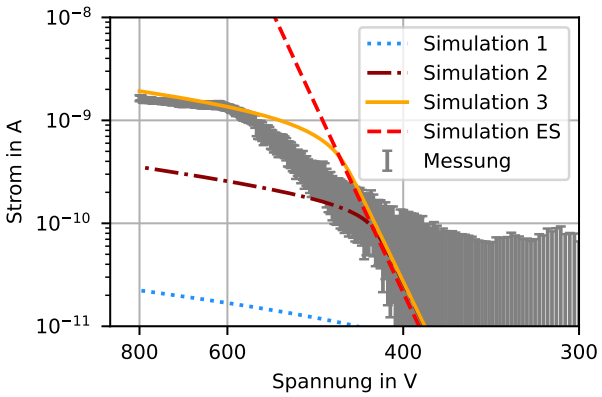


Abbildung 5.8: Millikan-Lauritsen-Diagramm von gemittelten gemessenen und simulierten Kennlinien eines p-dotierten Einzelemitters, sowie die simulierte Kennlinie eines n-dotierten Einzelemitters mit der selben Geometrie (Simulation ES). Für die Simulation wurde ein Spitzenradius von $r_{tip} = 15{,}6\,\mathrm{nm}$, eine Emittergesamthöhe von $h_{emi} = 46{,}4\,\mu\mathrm{m}$, eine Emitterbreite von $w_{emi} = 55{,}8\,\mu\mathrm{m}$, eine Höhe der oberen Spitze von $h_{tip} = 23{,}6\,\mu\mathrm{m}$ und eine Breite der oberen Spitze von $w_{tip} = 15{,}0\,\mu\mathrm{m}$ verwendet. Für die drei Halbleitersimulationen wurde eine p-Dotierstoffkonzentration von $3{,}24 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ und eine n-Hintergrundkonzentration von $1{,}08 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ definiert. Bei Simulation 1 beträgt die Temperatur für das gesamte Modell $T_{mod} = 30\,^{\circ}\mathrm{C}$ mit einer Oberflächengenerationsrate (OGR) von $OGR = 2 \cdot 10^5\,\mathrm{cm/s}$, für Simulation 2 $T_{mod} = 70\,^{\circ}\mathrm{C}$ mit $OGR = 2 \cdot 10^5\,\mathrm{cm/s}$ und für Simulation 3 $T_{mod} = 70\,^{\circ}\mathrm{C}$ mit $OGR = 3 \cdot 10^6\,\mathrm{cm/s}$. Sowohl durch die Erhöhung der Temperatur als auch durch die Erhöhung der OGR lässt sich das Sättigungslevel der Kennlinie eines p-dotierten Emitters nach oben verschieben. Mit den Werten von Simulation 3 lässt sich das gemessene Sättigungsniveau gut nachbilden.

Wie bereits in Unterabschnitt 5.2.1 beschrieben, ist das Feld und somit auch der Strom, welcher durch das Simulationsmodell vorhergesagt wird, bei Verwendung des 2D-axialsymmetrischen Modells zu gering. Dies führt zu einer zu hohen Einsatzfeldstärke für die simulierten p-dotierten Emitter, wie sie auch in Abbildung 5.8 zu erkennen ist. Für Simulation 1 (Abbildung 5.8) wurde die Oberflächengenerationsrate auf den für undotiertes Silizium typischen Wert von $2 \cdot 10^5$ cm/s [134] und die Temperatur des gesamten Modells auf 30 °C gesetzt. Das Stromsättigungslevel zeigt für diese Simulation zu geringe Werte, um die gemessenen Daten zu erklären. Ein Effekt, der das Sättigungslevel beeinflusst, ist die Temperatur. Während der Emission werden die Emitterspitzen durch die hohen Stromdichten aufgeheizt, wodurch die Generationsrate im Bulk und an der Oberfläche des Emitters stark beeinflusst wird. Bei Wolframspitzen mit einem wesentlich geringeren spezifischen Widerstand als dem hier gezeigten p-dotierten Silizium wurde eine Temperatur von etwa 420 K bei einem Emissionsstrom von ca. 50 nA beobachtet [135]. Zusätzlich zeigen p-dotierte Emitter, identisch zu den hier vermessenen, die nach der Emission im REM untersucht wurden, geschmolzene Spitzen [87], wie auch in Abschnitt 7.4 zu sehen ist. Dies deutet an, dass die Spitze des Emitters höhere Temperaturen aufweist, auch wenn sich der Emitterchip auf Raumtemperatur befindet (< 30 °C). Für Silizium führt eine Temperaturerhöhung von nur 70 °C bei Dioden zu einer Stromerhöhung von etwa zwei Größenordnungen [65]. Dadurch lässt sich schlussfolgern, dass thermische Effekte eine entscheidende Rolle für das Stromsättigungslevel in p-dotieren Emittern spielen. Um die thermischen Effekte in einer Simulation untersuchen zu können, müssen die thermisch angetriebene Diffusion sowie der Nottingham-Effekt [136] mit in das Simulationsmodell integriert werden. In COMSOL gibt es allerdings kein entsprechendes Instrument und eine manuelle Implementation ist nicht ohne weiteres möglich. Eine Erhöhung der Gesamttemperatur führt bei Annahme der korrekten Temperatur jedoch zum selben Effekt auf die Emissionseigenschaften. Deshalb wurde anstatt die Temperatur der Spitze zu simulieren, die Temperatur des gesamten Modells für Simulation 2 (Abbildung 5.8) auf 70 °C erhöht. Die Oberflächengenerationsrate wurde wie in Simulation 1 auf $2 \cdot 10^5$ cm/s gehalten, was wie gezeigt immer noch zu einem zu geringen Sättigungsstrom führt. Durch die nicht-passivierte Silizium-Oberfläche des Emitters wird ein großer Einfluss von Oberflächenzuständen erwartet. Deshalb wird in Simulation 3 (Abbildung 5.8) die für Silizium theoretisch maximale Oberflächengenerationsrate von $3 \cdot 10^6$ cm/s angenommen [134]. Dadurch wird das erwartete Sättigungslevel des Stroms verglichen mit Simulation 2 bei gleicher Temperatur um einen Faktor von fünf erhöht. Mit dieser hohen Oberflächengenerationsrate, der erhöhten Temperatur und der gegebenen Geometrie, stimmt die Simulation mit den gemessenen Daten im Bereich der Sättigung für p-dotierte Einzelemitter überein. Wie bereits beschrieben weicht die simulierte Einsatzfeldstärke wegen des verwendeten 2D-Modelles von der experimentellen Einsatzfeldstärke ab. Die Steigung der gemessenen Daten könnte z. B. wegen einer veränderten Austrittsarbeit durch Adsorbatbelegung der Emitteroberfläche [73, 75, 76] von den simulierten Daten abweichen. Da hier vor allem die Stromsättigung untersucht werden soll, wird nicht weiter auf den Unterschied in der Steigung der Kennlinien eingegangen.

Um die Ausbildung der Raumladungszone zu untersuchen, werden in Abbildung 5.9 die simulierten Elektronen- (n) und Löcher-Konzentrationen (p) entlang der Rotationsachse in der Halbleiterregion mit dem Parametersatz von Simulation 3 aus Abbildung 5.8 gezeigt. In der Abbildung sind die Werte für drei verschiedene angelegte Spannungen, die die verschiedenen Bereiche der simulierten Kennlinie widerspiegeln, dargestellt. Die gezeigte Kurve für 422 V ist weit unterhalb des Sättigungsbereiches, für 460 V befindet sich der Einzelemitter im Übergang zwischen nicht gesättigtem und gesättigtem Bereich und für 800 V wird beim Einzelemitter eine starke Sättigung beobachtet. Die Spannung von 422 V für die erste Kurve wurde gewählt, da bei dieser Spannung der Mittelwert der experimentellen Daten signifikant über dem Rauschniveau liegt. Mit steigender Spannung ist zunächst eine Verringerung der Konzentration der

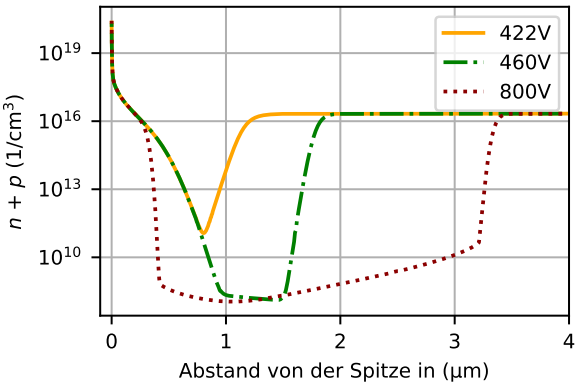


Abbildung 5.9: Simulierte Elektronen- (n) und Löcherkonzentration (p) im Inneren der Spitze entlang der Rotationsachse, in Abhängigkeit vom Abstand zur Spitze des Emitters. Es werden die Verläufe bei drei verschiedene Spannungen, welche die verschiedenen Bereiche der Kennlinie vertreten. Die Kurve bei 422 V ist dabei weit unter dem Sättigungsbereich, für 460 V befindet sich der Emitter in etwa am Übergangspunkt zur Sättigung und bei 800 V wird eine starke Sättigung beobachtet. Es ist zu erkennen, dass die Ladungsträgerkonzentration zunächst für steigende Spannungen in einem Bereich ca. 1 µm entfernt von der Spitze abnimmt. Erreicht die Ladungsträgerkonzentration bei Spannungen um den Übergangsbereich von ca. 460 V in etwa das Minimum von $1 \cdot 10^8\,\mathrm{cm}^{-3}$, dehnt sich der Bereich mit geringer Ladungsträgerkonzentration aus. Für die Simulation wird die Geometrie aus Abbildung 5.8 mit einem Spitzenradius von $r_{tip} = 15{,}6\,\mathrm{nm}$ und einer Emitterhöhe von $h_{emi} = 46{,}4\,\mu\mathrm{m}$, mit einer Oberflächengenerationsrate von $3 \cdot 10^6\,\mathrm{cm/s}$ und einer Temperatur von 70 °C verwendet.

verbleibenden Ladungsträger in der Verarmungszone zu erkennen. Die minimale Konzentration der verbleibenden Ladungsträger in der Verarmungszone bleibt allerdings ab der Übergangsspannung (ca. 460 V) von nicht gesättigtem zu gesättigtem Bereich konstant. Zusätzlich ist mit steigender Spannung eine Verbreiterung der Verarmungszone entlang der Rotationsachse zu erkennen. Bei einem größeren Abstand zur Spitze als die dargestellten 4 μm verändert sich die Ladungsträgerkonzentration nicht mehr.

Zusätzlich zum Liniendiagramm in Abbildung 5.9 ist in Abbildung 5.10 ein 3D-Plot der Ladungsträgerkonzentration gezeigt. Es sind wieder die drei Spannungen (422 V, 440 V und 800 V) wie in Abbildung 5.9 in den vergrößerten Teilbildern zu sehen. Sie zeigen den Einfluss der Verarmungszone auf die Ladungsträgerkonzentration im Volumen und auf der Oberfläche der Spitze. In c) ist zusätzlich zur Vergrößerung der gesamte simulierte Emitter bei 800 V dargestellt.

An der Spitze des Emitters tritt starke Inversion auf, mit einer Elektronenkonzentration von $1 \cdot 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$, wodurch das metallische bzw. n-typische Verhalten für geringe Spannungen erklärt werden kann. Diese hohe Elektronenkonzentration zeigt weiterhin, dass das in Abschnitt 2.2 angenommene Modell mit dem metallischen Tunnelprozess zutrifft und nicht durch den in Abschnitt 2.3 beschriebenen Faktor (Gleichung 2.8) erweitert werden muss. Die Größe der Inversionsregion, speziell die Fläche auf der Oberfläche, wird mit steigender Spannung durch den emittierten Strom verringert. In etwas Abstand von der Spitze bildet sich sowohl an der Emitteroberfläche als auch im Bulk eine Verarmungszone. Die Ausbreitung der Verarmungszone zeigt eine starke Abhängigkeit von der anliegenden Extraktionsspannung. Bei 800 V reicht die Verarmungszone an der Oberfläche mehrere Mikrometer entlang der Oberfläche nach unten. Durch eine steigende Oberflächengenerationsrate steigt die Anzahl der Ladungsträger, wodurch die minimale Ladungsträgerkonzentration in der Verarmungszone erhöht wird. Wegen der großen Ausbreitung der Verarmungszone an der Oberfläche, wird bei hohen Spannungen ein großer Einfluss der Oberflächengenerationsrate auf das Sättigungslevel des Stroms erwartet.

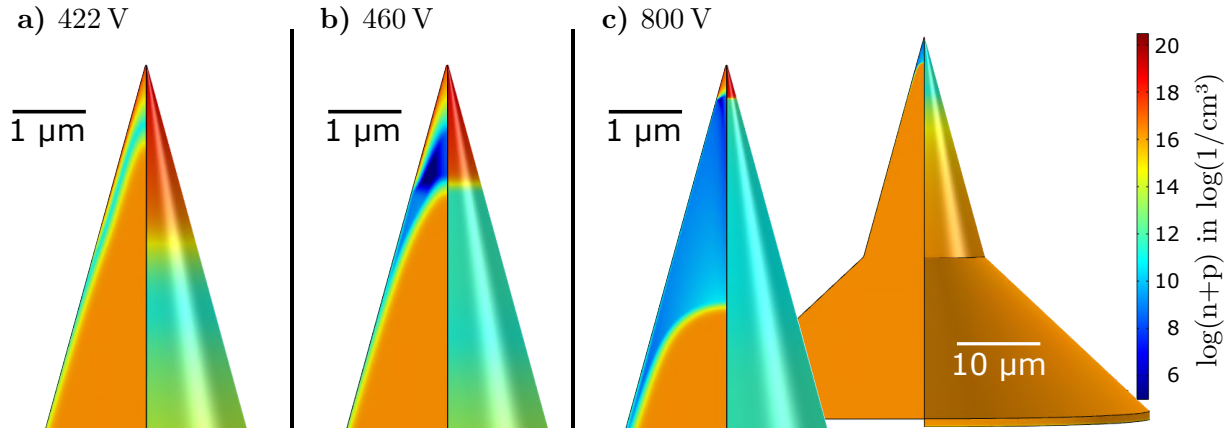


Abbildung 5.10: Simulierte Elektronen- (n) und Löcherkonzentration (p) an der Spitze des Emitters für verschiedene Spannungen in logarithmischer Darstellung mit berücksichtigter Oberflächengeneration. Die linke Seite jeder Spitze zeigt die Konzentrationen im Inneren der mit dem 2D-Rotationssymmetrischen Modell simulierten Spitze, auf der rechten Seite ist die Konzentration der Ladungsträger auf der Oberfläche gezeigt. Die Spitze ist jeweils in der selben Vergrößerung dargestellt. Der Verlauf der Konzentration an der Spitze in a) bei 422 V ist dabei weit unter dem Sättigungsbereich, in b) für 460 V befindet sich der Emitter in etwa am Übergangspunkt zur Sättigung und in c) bei 800 V wird in der Kennlinie eine starke Sättigung beobachtet. Zusätzlich ist in c) die Konzentration der Ladungsträger bei 800 V im ganzen Emitter gezeigt. Im oberen Teil, direkt an der Spitze, dominiert die Elektronenkonzentration für alle Spannungen. Weiter unten folgt zunächst ein an Ladungsträgern verarmter Bereich mit wenigen Elektronen und Löchern (Raumladungszone). Weg von der Spitze kommt dann der Bereich der von den ursprünglichen Eigenschaften des Bulks dominiert wird und somit mit einer hohen Löcherkonzentration. Die Raumladungszone dehnt sich an der Oberfläche sowie im Inneren der Spitze mit steigender Spannung aus und trägt somit zur Begrenzung des Sättigungsstroms bei. Für die Simulation wird wieder die Geometrie aus Abbildung 5.8 mit einem Spitzenradius von $r_{tip} = 15{,}6\,\text{nm}$ und einer Emitterhöhe von $h_{emi} = 46{,}4\,\mu\text{m}$, mit einer Oberflächengenerationsrate von $3 \cdot 10^6\,\text{cm/s}$ und einer Temperatur von 70 °C verwendet.

Aus der Abweichung von der idealen metallischen Feldemission kann ein Spannungsabfall im Material berechnet werden [62, 137]. Um diesen Spannungsabfall für die gegebene Simulation abzuschätzen sind in Abbildung 5.11 noch einmal die simulierten Daten für Simulation 3 und für die Simulation im Elektrostatikmodul gezeigt. Für den Emissionsstrom von 1,9 nA werden bei der Simulation des p-dotierten Halbeiters 800 V und bei der Elektrostatiksimulation 487 V benötigt. Somit wird laut der bisherigen Theorie ein Spannungsabfall von etwa 313 V erwartet [62, 137]. Um diese zu überprüfen, ist das elektrische Potential innerhalb der Emitterspitze und im Bereich um die Emitterspitze in Abbildung 5.12 wieder für dieselben drei Spannungen wie in den Abbildungen zuvor gezeigt. Sowohl bei 422 V (unterhalb der Sättigung) als auch bei 460 V (am Übergang) wird kein signifikanter Spannungsunterschied innerhalb der Spitze beobachtet. Bei einer Spannung von 800 V ist ein wesentlich kleinerer Spannungsabfall als erwartet von nur etwa 75 V zu erkennen. Da dies nur etwa einem Viertel des vermuteten Wertes aus der Literatur entspricht, kann der Spannungsabfall innerhalb der Spitze die Reduktion des Emissionsstromes nicht alleine erklären.

Mit den Äquipotentiallinien, die in die Spitze eindringen, verändert sich die Feldverteilung an der Spitze und somit verändert sich die Stromdichte entlang der Oberfläche. In Abbildung 5.13 ist die Stromdichte entlang der Emitteroberfläche, normiert auf die Maximalstromdichte, gezeigt. Dieser Graph zeigt eine sehr ähnliche Stromverteilung mit einer geringfügigen Variation bei größeren Spannungen. Die maximale Abweichung im Bereich von der Spitze bis 4 nm darun-

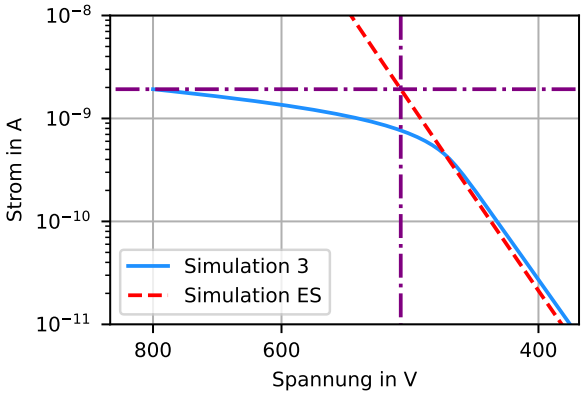


Abbildung 5.11: Simulierte Emissionsstromdaten für eine p-dotierte Emitterspitze im Halbleitermodul (Simulation 3 aus Abbildung 5.8) und für die selbe Emitterspitze im Elektrostatikmodul. Bei dem Emissionsstrom von Simulation 3 der bei einer Spannung von 800 V erreicht wird ist eine Waagrechte zur Kennlinie der Elektrostatik-Simulation gezogen. Dadurch kann die nötige Spannung der Elektrostatik-Simulation für den selben Strom wie bei der Simulation 3 bestimmt werden. Diese beträgt bei der Elektrostatik-Kennlinie 487 V und ist somit um 313 V geringer als die der Simulation 3.

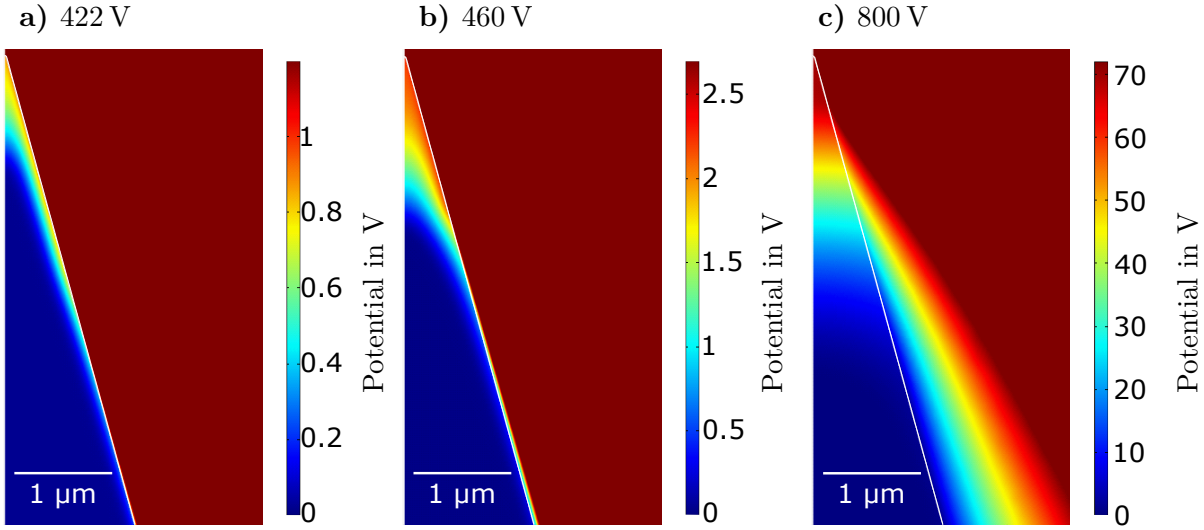


Abbildung 5.12: Simuliertes Potential an der Spitze für einen p-dotierten Einzelemitter bei drei verschiedenen Spannungen, welche die verschiedenen Bereiche der Kennlinie repräsentieren. Der Verlauf des Potentials bei 422 V ist dabei weit unter dem Sättigungsbereich, für 460 V befindet sich der Emitter in etwa am Übergangspunkt zur Sättigung und bei 800 V wird eine starke Sättigung beobachtet. Der Bereich der Farbskala wurde so angepasst, dass das Potential an der Oberfläche der Spitze dem maximalen Potential entspricht. Es ist zu erkennen, dass der Spannungsabfall an der Spitze mit steigender Spannung zunimmt. Zusätzlich kann beobachtet werden, dass für Spannungen in denen sich der Emitter noch nicht in Sättigung befindet die Äquipotentiallinie an der Spitze entlang der Oberfläche verläuft (a) und b)). In c) hingegen befindet sich der Emitter in Sättigung und die Äquipotentiallinie an der Spitze wird breiter als die eigentliche Emittergeometrie. Das führt zu einer Verringerung des Feldüberhöhungsfaktors des Emitters in Sättigung. Für die Simulation wird wieder die Geometrie aus Abbildung 5.8 mit einem Spitzenradius von $r_{tip} = 15{,}6\,\text{nm}$ und einer Emitterhöhe von $h_{emi} = 46{,}4\,\mu\text{m}$, mit einer Oberflächengenerationsrate von $3 \cdot 10^6\,\text{cm/s}$ und einer Temperatur von 70 °C verwendet.

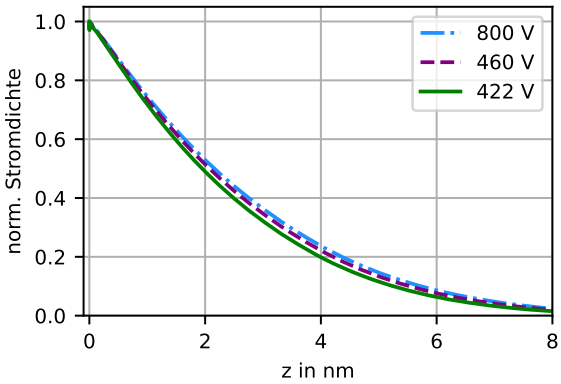


Abbildung 5.13: Simulierte normierte Stromdichte entlang der Oberfläche des Emitters in Abhängigkeit vom Abstand zur Spitze für die drei Spannungen, welche die verschiedenen Bereiche der Kennlinie repräsentieren. Die Kurve bei 422 V ist dabei weit unter dem Sättigungsbereich, für 460 V befindet sich der Emitter in etwa am Übergangspunkt zur Sättigung und bei 800 V wird eine starke Sättigung beobachtet. Mit steigendem Abstand zur Spitze, strebt die normierte Stromdichte für alle Spannungen gegen 0. Es ist eine geringfügige Verbreiterung der Stromdichte mit steigender Spannung zu erkennen. Für die Simulation wird wieder die Geometrie aus Abbildung 5.8 mit einem Spitzenradius von $r_{tip} = 15{,}6\,\text{nm}$ und einer Emitterhöhe von $h_{emi} = 46{,}4\,\mu\text{m}$, mit einer Oberflächengenerationsrate von $3 \cdot 10^6\,\text{cm/s}$ und einer Temperatur von 70 °C verwendet.

ter beträgt ca. 20 %, wobei die normierte Stromdichte mit steigender Spannung zunimmt. Der Emissionsstrom lässt sich aus der normierten Stromdichte J_{norm} wie folgt berechnen:

$$I_{\text{Emi}} = \int J_{\text{norm}}(U, z) J_{\text{max}}(U) dz, \tag{5.1}$$

wobei die maximale Stromdichte J_{max} mit steigender Spannung zunimmt. Da die normierte Stromdichte mit zunehmender Spannung entlang der Oberfläche auch noch zunimmt, lässt sich die Sättigung des Emissionsstromes auch damit nicht erklären.

Durch den Spannungsabfall an der Emissionsspitze ändert sich das Oberflächenpotential der Spitze, wodurch eine Veränderung der Feldverteilung resultiert. In Abbildung 5.14 wird der Feldüberhöhungsfaktor (β) sowie ein effektiver Feldüberhöhungsfaktor, der das reduzierte Spitzenpotential berücksichtigt (β_{Mod}), in Abhängigkeit von der angelegten Spannung gezeigt. Der Feldüberhöhungsfaktor β berechnet sich aus:

$$\beta = E_{\text{Apex}} \frac{d}{U}, \tag{5.2}$$

mit dem maximalen Feld an der Emitterspitze E_{Apex}, dem Abstand zwischen Emitterspitze und Extraktor d und der am Extraktor anliegenden Spannung U. Der effektive Feldüberhöhungsfaktor β_{Mod} berechnet sich aus:

$$\beta_{\text{Mod}} = E_{\text{Apex}} \frac{d}{U - U_{\text{Apex}}}, \tag{5.3}$$

wobei U_{Apex} dem an der Emitterspitze abfallendem Potential entspricht.

Bevor der Spannungsabfall im Substrat auftritt, sind beide Kurven kongruent. Durch die Bandverbiegung und die Ausbildung der Inversionsschicht kann schon in diesem Bereich eine geringfügige Verringerung des Feldüberhöhungsfaktors beobachtet werden. Liegen Spannungen größer als die Übergangsspannung (ca. 460 V) an, wird der Feldüberhöhungsfaktor stärker reduziert, auch wenn die Stromdichteverteilung und die Verteilung des elektrischen Feldes an der

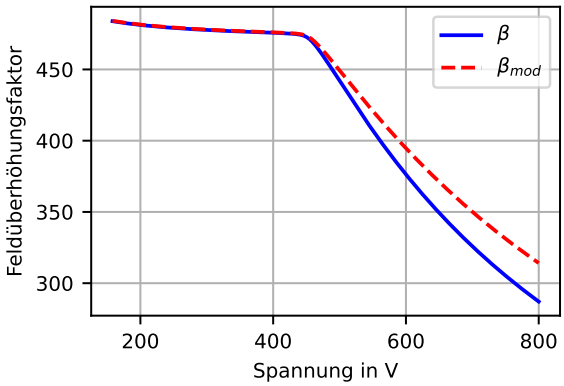


Abbildung 5.14: Simulierter Feldüberhöhungsfaktor (Original) und effektiver Feldüberhöhungsfaktor (Modifiziert), welcher das an der Spitze herrschende Potential berücksichtigt, in Abhängigkeit von der Spannung. Für die Simulation wird wieder die Geometrie aus Abbildung 5.8 mit einem Spitzenradius von $r_{tip} = 15{,}6\,\text{nm}$ und einer Emitterhöhe von $h_{emi} = 46{,}4\,\mu\text{m}$, mit einer Oberflächengenerationsrate von $3 \cdot 10^6\,\text{cm/s}$ und einer Temperatur von 70 °C verwendet.

Oberfläche mehr oder weniger unverändert bleiben (siehe Abbildung 5.13). Die um das Spitzenpotential korrigierte Kurve (β_{Mod} in Abbildung 5.14) zeigt oberhalb der Übergangsspannung die gleiche Verringerung wie die nicht korrigierte Kurve, weshalb die Feldeindringung nicht alleine für die Feldüberhöhungsfaktoränderung verantwortlich sein kann. Wäre das der Fall, dürfte sich der modifizierte Feldüberhöhungsfaktor maximal im Rahmen dessen verändern, wie das im Spannungsbereich darunter zu sehen ist. Allerdings ist in Abbildung 5.12 gezeigt, dass die Äquipotentiallinie der an der Spitze anliegenden Spannung bei 800 V nicht mehr der Emittergeometrie folgt. Dies führt zu einer effektiven Veränderung der Spitzenkontur und führt mit der vorliegenden Feldeindringung zu dem erhaltenen Feldüberhöhungsfaktor. Somit resultiert der Großteil der Unterschiede in der Kennlinie zwischen p- und n-dotierten Emittern aus der effektiven Veränderung der Geometrie, hervorgerufen durch verhältnismäßig kleine Änderungen im Spitzenpotential. Deshalb muss die nicht-planare Geometrie berücksichtigt werden wenn Feldemission aus p-dotiertem Silizium beschrieben werden soll.

5.3.3 Experimentelle Beeinflussung der Oberflächengenerationsrate

In den Simulationen kann das Sättigungsniveau des Emissionsstromes sowohl durch die Temperatur als auch durch die Oberflächengenerationsrate erheblich beeinflusst werden (siehe Unterabschnitt 5.3.2). Deshalb wird in diesem Kapitel die Oberflächengenerationsrate experimentell beeinflusst und deren Einfluss auf die Kennlinie untersucht. Mit dem hier zur Verfügung stehenden Messaufbau kann die Oberflächengenerationsrate hauptsächlich dadurch beeinflusst werden, dass die Oberflächenzustände bzw. die Adsorbatkonzentration an der Oberfläche oder die Temperatur der Spitze verändert werden.

Konishi et al. [138] konnten eine Verringerung der Oberflächengenerationsrate nach Behandlung einer Siliziumoberfläche in Flusssäure (HF) und einen abrupten Anstieg mit anschließender Sättigung bei Auslagerung in Stickstoff beobachten. Elektrische Kennlinien vor und nach einer Reinigung der Oberfläche eines p-dotierten Einzelemitters mittels HF-Dip sind in Abbildung 5.15 gezeigt. Die Probe wurde für 1 min in 1 % HF getaucht, anschließend mit deionisiertem Wasser (DI-Wasser) für 3 min gespült und dann vor der elektrischen Messung für 75 min in DI-Wasser gelagert. Die Mittelwerte der Kennlinie vor dem HF-Dip sind in schwarz gezeigt. Damit die Lage und der Verlauf der einzelnen Sweeps besser zu erkennen sind, sind nach dem HF-Dip nur

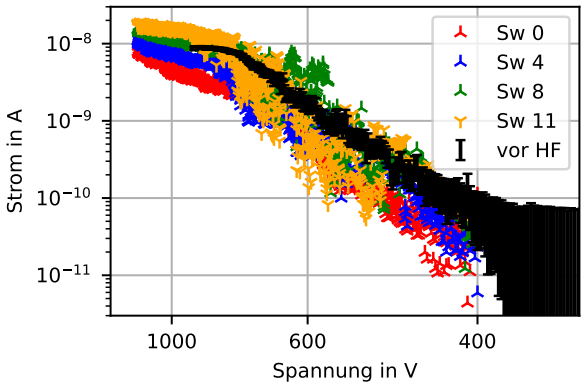


Abbildung 5.15: Kennlinien eines Einzelemitters, aufgenommen vor und nach einer HF-Behandlung mit 75 min Lagerung zwischen HF-Behandlung und Messung in DI-Wasser, dargestellt in einem Millikan-Lauritsen-Diagramm. In schwarz ist die gemittelte Kennlinie mit Standardabweichung vor der HF-Behandlung gezeigt. Damit die Lage und der Verlauf der einzelnen Sweeps besser zu erkennen sind, sind nur ausgewählte Sweeps (Sw 0, 4, 6, 11) einer Kennlinienmessung nach der HF-Behandlung gezeigt. Der Strom in der Kennlinie ist zunächst nach der HF-Behandlung geringer als zuvor, steigt mit zunehmender Messdauer und überschreitet in Sättigung bei den letzten Sweeps das Niveau von vor der Messung.

einzelne Sweeps in verschiedenen Farben gezeigt (Sweep Nr. 0, 4, 8 und 11). Damit die Emitterspitze nicht degradiert, wurden die einzelnen Sweeps nur bis zum Einsetzen der Sättigung durchgeführt.

Direkt nach der Oberflächenbehandlung des Emitters in HF (Sweep 0) ist der Sättigungsstrom genauso wie der Strom im nicht gesättigten Bereich der Kennlinie verglichen mit der Messung vor dem Dip reduziert. Mit fortschreitender Messung steigt der Strom von Sweep zu Sweep (gilt auch für die nicht dargestellten Sweeps), bis er im Bereich der Sättigung sogar das Sättigungsniveau vor der Behandlung mit HF überschreitet. Im nicht gesättigten Bereich der Kennlinie pendelt sich der Strom auf dem selben Niveau wie vor der HF-Behandlung ein.

Durch die HF-Behandlung und die Lagerung in DI-Wasser kann somit der Emissionsstrom reduziert werden. Die Passivierung der vorher nicht abgesättigten Bindungen durch die HF-Behandlung führt zunächst zu einer reduzierten Oberflächengenerationsrate [138, 139]. Weiterhin entsteht durch die Lagerung des Emitters in DI-Wasser ein Oxid an der Oberfläche [121, 122]. Dieses Oxid kann ebenfalls die Oberflächengenerationsrate reduzieren [139] und reduziert zusätzlich den Emissionsstrom durch eine Änderung der Austrittsarbeit oder durch eine Reduktion des Feldes an der Siliziumoberfläche. Der Emissionsstrom kann jedoch mit zunehmender Emissionsdauer wieder zunehmen. Dabei können wegen der einsetzenden Elektronenemission durch das Oxid an der Oberfläche zusätzliche Zustände in der Oxidschicht erzeugt werden, welche die Emissionswahrscheinlichkeit vergrößern [140]. Daher nimmt der gemessene Strom im kompletten Spannungsbereich mit steigender Emissionsdauer zu. Durch Ionenbombardement, Adsorption von Molekülen [75] und Aufheizung verursacht durch den Emissionsstrom [76] wird sowohl die HF-Terminierung als auch das während der Lagerung gebildete Oxid entfernt, was ebenfalls zu einem steigenden Emissionsstrom von Sweep zu Sweep führt. Da die Vakuumkammer, bei einem Probenwechsel, mit Stickstoff belüftet wird, kann die Erhöhung der Oberflächengenerationsrate auch aus einer wachsenden Stickstoffablagerung auf der Oberfläche resultieren [138].

Die Veränderung der Stromsättigung beim letzten Sweep (Sw 11) vergleichen mit der gemittelten Kennlinie (vor HF) könnte aus einer dauerhaft geänderten Oberflächengeneration resultieren. Das sich während der Lagerung im DI-Wasser gebildete Oberflächenoxid kann möglicherweise

während des Betriebs des Emitters leichter entfernt werden. Dadurch steht eine größere Oberfläche am Emitter zur Anlagerung von Adsorbaten zur Verfügung, wodurch die Generation höher liegen kann. Würde der Spitzenradius durch die HF-Behandlung beeinflusst werden, würde sich das vor allem auf den feldemissionslimitierten linearen Bereich der Kennlinie auswirken, was hier nicht beobachtet werden kann. Aus diesem Grund, kann bei der HF-Behandlung nur eine minimale Geometrieänderung stattgefunden haben, die sich nicht auf die Emissionseigenschaften auswirkt. Die aufgeführten Effekte könnten bis auf die abnehmende HF-Terminierung auch bei einer normalen Konditionierung eines initial betriebenen Emitters auftreten. Die beschriebene Vorgehensweise aus HF-Dip und Lagerung des Emitters in DI-Wasser eignen sich somit nur bedingt zur experimentellen Veränderung der Oberflächengenerationsrate.

Ein anderer Emitter wurde nach der selben Behandlung mit HF und Spülen mit DI-Wasser anstatt in DI-Wasser für 20 min in Stickstoff gelagert. Die Messungen vor und nach der HF-Behandlung sind in Abbildung 5.16 gezeigt. Dabei sind die gemittelten Messwerte der Messung vor der HF-Behandlung mit der Standardabweichung in schwarz gezeigt. Die einzelnen Sweeps nach der HF-Behandlung sind wieder in verschiedenen Farben dargestellt. In diesem Fall sind die ersten zwei Sweeps nach der HF-Behandlung nicht gezeigt, da sie sehr starke Einschalteffekte („switch on effects“) [119, 120] zeigen. Im Gegensatz zum Emitter, der in DI-Wasser gelagert wurde, zeigt die Kennlinie dieses Emitters eine erhöhtes Sättigungsniveau sowie eine reduzierte Einsatzspannung. Mit fortschreitender Messung ist eine stabile Charakteristik zu beobachten, bei der der Sättigungsstrom etwas zunimmt. Beim letzten Sweep verschiebt sich die Einsatzspannung hin zu niedrigeren Werten.

Der erhöhte Sättigungsstrom kann durch die oxidfreie Oberfläche, erklärt werden. Durch die Lagerung von Silizium nach HF-Behandlung in Stickstoffatmosphäre, kann sich einerseits kein natürliches Oxid auf der Oberfläche bilden, andererseits wird dadurch ein schneller Anstieg der Oberflächengenerationsrate erwartet [138]. Zusätzlich ist auch eine Reduktion der Einsatzspannung um etwa 100 V nach der HF-Behandlung zu beobachten. Der parallele Versatz der Kennlinie nach der HF-Behandlung deutet auf eine größere effektive Emissionsfläche hin. Durch

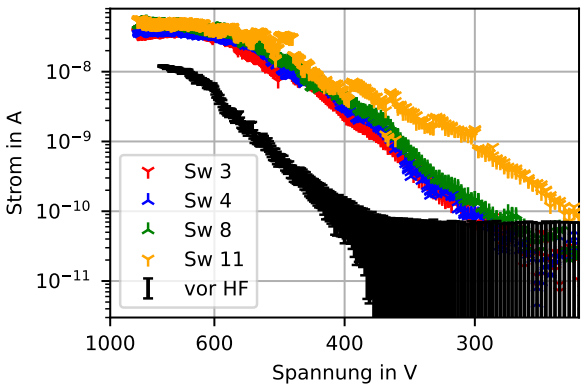


Abbildung 5.16: Kennlinien eines Einzelemitters, aufgenommen vor und nach einer HF-Behandlung mit 20 min Lagerung zwischen HF-Behandlung und Messung in Stickstoffatmosphäre, dargestellt in einem Millikan-Lauritsen-Diagramm. In schwarz ist die gemittelte Kennlinie mit Standardabweichung vor der HF-Behandlung gezeigt. In verschiedenen Farben sind einzelne Sweeps (Sw 3, 4, 8, 11) einer Kennlinienmessung nach der HF-Behandlung gezeigt. Der Emissionsstrom der einzelnen Sweeps der Kennlinie nach der HF-Behandlung liegt im kompletten Spannungsbereich über den Werten von vor der HF-Behandlung. Das Sättigungslevel des Stroms erhöht sich während der einzelnen Sweeps leicht, ansonsten ist Der Emissionsstrom im nicht gesättigten Bereich konstant und verschiebt sich nur beim letzten Sweep zu niedrigeren Einsatzspannungen.

den HF-Dip kann die komplette Oberfläche des Emitters von Oxid befreit werden, was die größere effektive Emissionsfläche erklären kann. Durch diese Entfernung des Oxids kann zusätzlich an der gesamte Oberfläche die durch das anliegende elektrische Feld verarmt wird (siehe Abbildung 5.10) eine erhöhte Oberflächengeneration verglichen mit der oxidbedeckten Oberfläche auftreten. Dadurch wird das Sättigungsniveau des Emissionsstromes zusätzlich erhöht. Die Verschiebung des letzten Sweeps hin zu niedrigeren Einsatzspannungen könnte durch eine Veränderung des Spitzenradius durch Ionenbombardement erklärt werden [141]. Dass diese Veränderung erst im letzten Sweep auftritt könnte durch den geringen Restgasdruck, den geringen Emissionsstrom und die damit verbundene kleine Rate an auf der Emissionsfläche auftreffenden Ionen liegen [76].

Durch die Entfernung des Oxides mittels HF-Dip und die anschließende Lagerung in Stickstoff, lässt sich die Oberflächengenerationsrate und somit das Sättigungsniveaus des Emissionsstroms deutlich verändern. Dadurch könnte z. B. auch bei p-dotierten FEAs eine HF-Behandlung mit Stickstofflagerung nützlich sein, wenn hohe Emissionsströme erreicht werden sollen. Somit könnte auch bei den FEAs die Einsatzspannung reduziert und das Sättigungslevel erhöht werden, wobei man immer noch von der Stromsättigung profitiert. Um diesen Effekt bei FEAs zu untersuchen, könnten Kennlinienmessungen nach HF-Behandlung und Lagerung in Stickstoff durchgeführt werden.

Messungen eines p-dotierten Einzelemitters bei dem das Substrat auf 170 °C geheizt ist, sind in Abbildung 5.17 gezeigt. Zusätzlich sind Messungen im Anschluss an die geheizte Messung bei Raumtemperatur gezeigt. Für jede der gezeigten Kennlinien wurden 6 auf- und ab-Sweeps gemessen. Um Konditionierungseffekte zu vermeiden, wurden für die geheizte Messung bei 170 °C die ersten 3 auf und ab-Sweeps vernachlässigt. Da das Stromsättigungslevel während der Emission bei Raumtemperatur nach der geheizten Messung steigt, sind auch für diese Messungen nur die letzten 3 auf- und ab-Sweeps zur Ermittlung des Mittelwerts und der Standardabweichung verwendet worden.

Durch die erhöhte Generation von intrinsischen Ladungsträgern verglichen mit Messungen bei Raumtemperatur zeigt die geheizte Kennlinie, welche hier in rot dargestellt ist, ein Emissionsverhalten ohne Sättigung, wie es von n-dotierten Emittern bekannt ist. Die anderen Kennlinien

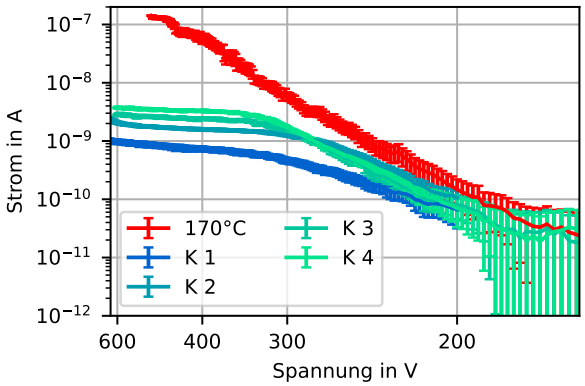


Abbildung 5.17: Gemittelte Kennlinien eines p-dotierten Einzelemitters bei 170 °C in rot und bei RT (< 30 °C) im Verlauf von Blau zu grün, dargestellt in einem Millikan-Lauritsen-Diagramm. Zunächst wurde die Kennlinie bei 170 °C gemessen und anschließend um zu untersuchen, wie sich das Sättigungslevel nach der geheizten Messung verhält, die Kennlinien bei RT wobei der zeitliche Verlauf dem Verlauf von blau nach grün entspricht. Mit fortschreitender Messung nimmt der Sättigungsstrom zu. Für die Mittelung der Kennlinien wurden jeweils 6 auf- und ab-Sweeps aufgenommen und um Konditionierungseffekte zu vermeiden nur die letzten 3 auf- und ab-Sweeps verwendet.

(K 1 bis K 4) in der Abbildung wurden aufgenommen, nachdem der Emitter Raumtemperatur erreicht hat, sie sind chronologisch geordnet. Zwischen den ersten beiden Kennlinien, die bei Raumtemperatur aufgenommen wurden, wurde der Emitter für 10 h nicht betrieben. Das Sättigungsniveau des Stromes für die Kennlinien bei Raumtemperatur erhöht sich im Laufe der Messungen von ungefähr 1 nA auf 3 nA. Dieses Verhalten stimmt mit anderen Messungen aus der Literatur überein, die ebenfalls eine Erhöhung des Sättigungsstromes bei p-dotierten Emittern bei längerem Betrieb beobachten [142]. Durch die Verringerung der Adsorbatbelegung mit der geheizten Kennlinienmessung kann der erzielte Unterschied in den Sättigungsniveaus erhöht werden. Wenn der Prozess mit geheizter Kennlinienmessung und anschließender Messung bei RT wiederholt wird, werden sehr ähnliche Ergebnisse gemessen.

Während der geheizten Messung der Kennlinie wird die Oberfläche eines Emitters von Adsorbaten befreit [75]. Dadurch wird die Oberflächengenerationsrate reduziert, was durch das niedrigste Sättigungslevel des Emissionsstromes bei der ersten Kennlinienmessung (K 1) nach der geheizten Messung beobachtet werden kann. Während der 10 h Messpause zwischen K 1 und K 2 können Moleküle aus dem Restgas an der Oberfläche Adsorbieren wodurch die Oberflächengenerationsrate erhöht wird. Dadurch ist die Erhöhung des Sättigungsniveaus des Emissionsstroms von K 1 auf K 2 zu erklären. Durch den weiteren Betrieb werden Restgasmoleküle auf die Oberfläche beschleunigt [76] wo diese adsorbieren können [75] und somit weiter zur Erhöhung des Sättigungsstromes führen. Diese Adsorption der Moleküle muss zur Erhöhung des Sättigungslevels im Bereich der Emitterspitze geschehen, in der die Oberfläche verarmt (siehe Abbildung 5.10). Eine direkte Belegung der aktiven Emissionsfläche an der Emitterspitze ist deswegen nicht notwendig. Weiterhin ist zu beobachten, dass sich die Einsatzspannung sowie die Steigung der Kennlinie im nicht gesättigten Bereich verändert. Während der geheizten Kennlinienmessung wird die Oberfläche der Spitzen der Emitter von Adsorbaten befreit, was zu einem erhöhten Betafaktor bzw. einer reduzierten Austrittsarbeit führt [75]. Beim Abkühlen auf Raumtemperatur wird die Spitze der Emissionsspitze wieder mit Adsorbaten belegt, wodurch wiederum der Betafaktor verringert oder die Austrittsarbeit erhöht werden kann. Während den anschließenden Messungen wird die aktive Emissionsfläche durch den Emissionsstrom allmählich wieder von Adsorbaten befreit, was teilweise die Eigenschaften der Kennlinie während des geheizten Betriebs wiederherstellt. Die Messpause für 10 h zwischen der ersten und zweiten Kennlinie bei Raumtemperatur zeigt weiterhin auf, dass die Erhöhung des Sättigungsstroms nicht auf eine Aufheizung des Emitters zurückzuführen ist. Dahingegen kann durch eine Belegung der Emitteroberfläche mit Stickstoff in dieser Zeit den Stromanstieg in Sättigung erklären [138]. Diese Messung zeigt somit, dass Adsorbate im Bereich der verarmten Oberfläche die Oberflächengenerationsrate bei p-dotierten Einzelemittern erhöhen.

Um den Einfluss der Temperatur während der geheizten Kennlinie auf die anschließenden bei Raumtemperatur aufgenommenen Kennlinien zu zeigen, werden in einer weiteren Auswertung drei geheizte Kennlinien bei verschiedene Temperaturen mit anschließenden Kennlinien bei Raumtemperatur durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.18 gezeigt, wobei die geheizten und jeweils direkt im Anschluss bei Raumtemperatur gemessenen Kennlinien in der selbe Farbe dargestellt sind. Es kann beobachtet werden, dass mit Erhöhung der Temperatur bei den geheizten Kennlinien das Sättigungslevel des Stroms bei den anschließenden Messungen bei Raumtemperatur sinkt. Eine höhere Temperatur während der Emission führt zu einer höheren Desorptionsrate von Adsorbaten an der Spitze und somit zu saubereren Oberflächen nach dem Heizen [75]. Mit einer saubereren Oberfläche wird wieder eine kleinere Oberflächengenerationsrate und somit ein geringerer Sättigungsstrom erwartet. In dieser Abbildung ist ebenfalls ein Einfluss auf den nicht gesättigten Bereich der Kennlinie zu beobachten. Wie bereits oben erwähnt, führt eine höhere Temperatur durch die daraus resultierende größere effektive Fläche zu geringeren Einsatzspannungen während der geheizten Kennlinien. Jedoch sind die Oberflächen-

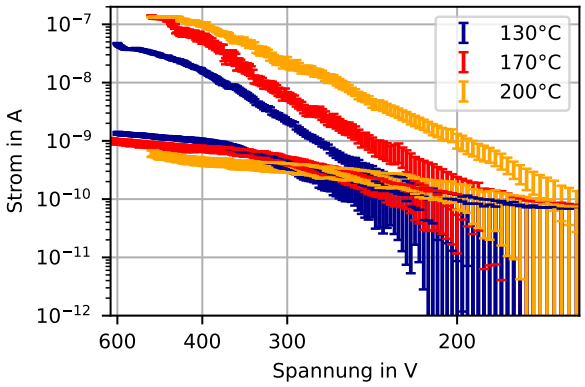


Abbildung 5.18: Gemittelte Kennlinien eines p-dotierten Einzelemitter gemessen bei drei verschiedenen Temperaturen und direkt im Anschluss bei RT (< 30 °C), dargestellt in einem Millikan-Lauritsen-Diagramm. Die Kennlinien zu niedrigeren Strömen sind bei RT aufgenommenen und jeweils in der Farbe dargestellt wie die vorherige Messung bei den erhöhten Temperaturen. Die geheizte Messung bei 170 °C wurde als erstes, die bei 200 °C als letztes durchgeführt. Es ist zu erkennen, dass das Sättigungslevel des Stroms bei den RT Messungen nach der geheizten Messung mit steigender Temperatur bei der geheizten Kennlinie sinkt. Für die Mittelung der Kennlinien wurden jeweils 6 auf- und ab-Sweeps aufgenommen und um Konditionierungseffekte zu vermeiden nur die letzten 3 auf- und ab-Sweeps verwendet.

bereiche, die für die Emission und die für die Generation der Ladungsträger verantwortlich sind, nicht dieselben. So führen weniger Adsorbate an der Spitze (dem Bereich der für die Emission verantwortlich ist) zu einer erhöhten Emissionswahrscheinlichkeit eines Emitters, der sich nicht in Sättigung befindet. Dahingegen zeigt ein Emitter in Sättigung mit sauberer Oberfläche und somit geringerer Oberflächengenerationsrate ein geringeres Stromsättigungslevel.

Um zu untersuchen, ob direkt temperaturabhängige Effekte verantwortlich für die Veränderung der Kennlinie sind, sind in Abbildung 5.19 Messungen eines Emitters gezeigt, der zwischen den einzelnen Kennlinien nicht abgekühlt wurde. Vor den Messungen in Abbildung 5.19 a) wurde mit dem Emitter eine der Messungen bei Raumtemperatur aus Abbildung 5.18 durchgeführt. Als erstes wurde hier die Messung bei 130 °C, dann die bei 170 °C und dann die bei 200 °C durchgeführt. Mit steigender Temperatur ist eine deutliche Verringerung der Einsatzspannung zu erkennen. Dies kann wieder auf die sauberere Oberfläche und somit größere effektive Emissionsfläche zurückgeführt werden. Zum Schutz des Emitters ist der Maximalstrom bei diesen Messungen auf 140 nA eingestellt, weshalb die Kennlinie bei 200 °C hier sättigt. Direkt im Anschluss sind die Messungen von Abbildung 5.19 b) durchgeführt worden, wobei wieder mit der Kennlinie bei 130 °C begonnen wurde, anschließend wurde wieder die bei 170 °C und zum Schluss die bei 200 °C gemessen. Bei diesen Messungen zeigt nur die Kennlinie bei 130 °C eine Sättigung. Die Bereiche der Kennlinien, die sich nicht in Sättigung befinden sind hier nahezu deckungsgleich. Die geringere Einsatzspannung der Kennlinie bei 130 °C kann durch eine Degradation des Emitters zu Beginn der Messung für die 170 °C Kennlinie erklärt werden. Diese Messung bestätigt die Entfernung von Adsorbaten bei erhöhten Temperaturen und die erhöhte Adsorbatbedeckung der Emitter, wenn diese bei Raumtemperatur gemessen werden. Zusätzlich zeigt diese Messung, dass die verschiedenen Einsatzspannungen aus Abbildung 5.18 und Abbildung 5.19 a) nicht durch thermische Generation hervorgerufen werden.

Somit wurde gezeigt, dass das Sättigungsniveau des Emissionsstromes bei p-dotierten Emittern durch die Veränderung der Oberflächengenerationsrate beeinflusst werden kann. Die Oberflächengenerationsrate kann wie hier gezeigt durch die Entfernung der Oxidschicht auf der Emitteroberfläche und durch zusätzliche Adsorbatbelegung erhöht werden. Um das Sättigungsniveau

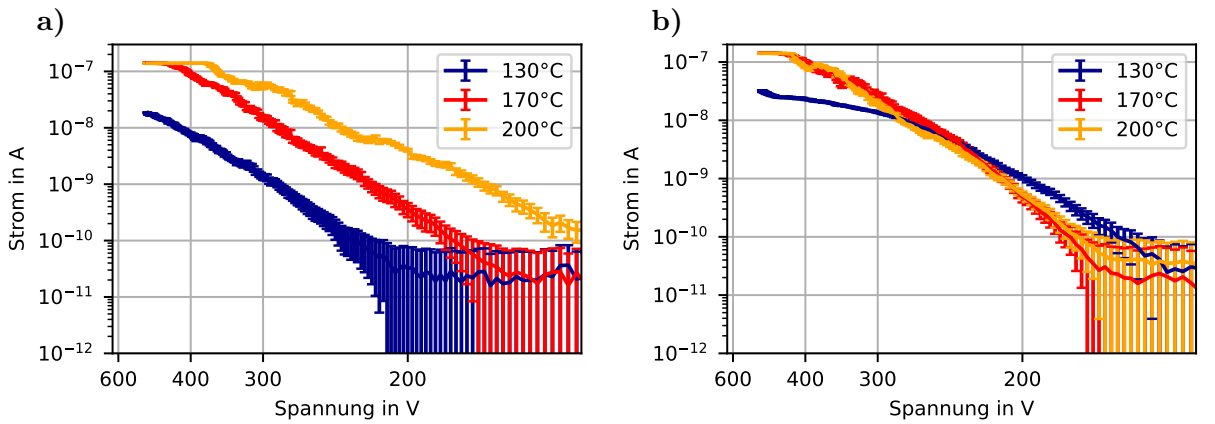


Abbildung 5.19: Gemittelte Kennlinien von geheizten p-dotierten Emittern, ohne abkühlen des Emitters auf RT zwischen den Messungen, dargestellt in Millikan-Lauritsen-Diagrammen. Die Kennlinien in a) wurden direkt im Anschluss an die letzte Messung bei RT aus Abbildung 5.18 gemessen, wobei die Kennlinie bei 130 °C als erstes und die bei 200 °C als letztes vermessen wurde. Mit steigender Temperatur ist eine Verringerung der Einsatzspannung zu erkennen. Die Kennlinien in b) wurden direkt im Anschluss an die 200 °C Messung aus a) gemessen, wobei die Temperaturen wieder in der gleichen Reihenfolge variiert wurden. Bei der Kennlinie bei 130 °C kann ein Sättigungsverhalten beobachtet werden. Ansonsten sind die Kennlinien nahezu deckungsgleich, nur wieder die Kennlinie bei 130 °C zeigt eine etwas geringere Einsatzspannung. Für die Mittelung der Kennlinien wurden jeweils 6 auf- und ab-Sweeps aufgenommen und um Konditionierungseffekte zu vermeiden nur die letzten 3 auf- und ab-Sweeps verwendet.

zu erhöhen muss die Oberflächengenerationsrate nicht direkt an der aktiven Emissionsfläche beeinflusst werden, eine Beeinflussung der Oberflächengenerationsrate im Bereich der verarmten Oberfläche führt bereits zu einer Änderung des Sättigungsniveaus.

6 Elektrische Charakterisierung der TMAH-Sägeemitter mit Standardmethoden der Literatur

Die verschiedenen TMAH-Sägeemitter, deren Herstellung in Kapitel 3 erläutert ist, werden in diesem Kapitel mit der Standard-Kennlinienmessung auf ihre elektrischen Eigenschaften hin untersucht und miteinander verglichen. Alle hier gezeigten Messungen werden - wenn nicht anders vermerkt - bei einem Restgasdruck von $1 \cdot 10^{-5}$ mbar durchgeführt, um realistische Bedingungen in einem hermetisch verschlossenem Package nachzustellen [8].

In der Literatur werden wie schon in Abschnitt 4.3 beschrieben üblicherweise Strom-Spannungskennlinien aufgenommen [8, 60, 75, 85, 113–118]. Solche Strom-Spannungskennlinien werden auch in dieser Arbeit zum Vergleich verschiedener Emitterstrukturen verwendet. Der Messablauf dafür, sowie die daraus gewonnenen Erkenntnisse sind im Folgenden beschrieben [87].

6.1 Ablauf von Strom-Feld-Kennlinienmessungen

Für alle Strom-Spannungsmessungen, im Folgenden auch Kennlinienmessungen genannt, wird die Spannung von einem Minimal- zu einem Maximalwert in 2 V Schritten geändert. Die Limits für die Spannung werden während der Messung bestimmt und fortlaufend angepasst. Somit wird der up-Sweep, in dem die Spannung in 2 V-Schritten erhöht wird, zum down-Sweep invertiert, bei dem die Spannung wieder verringert wird, sobald ein Maximalstrom von 10 µA erreicht wird und andersherum, wenn der Minimalstrom von 500 pA unterschritten wird. Bei jedem Spannungsschritt wird dabei der Emissionsstrom dreimal mit einer Integrationszeit von je 16 ms gemessen. Mit der zusätzlich nötigen Zeit, die integrierten Werte auszulesen, dauert ein Spannungsschritt in etwa 3 s. Zur Kennlinienmessung werden sechs solcher up- und sechs down-Sweeps durchgeführt. Wie in Kapitel 4 bereits gezeigt, werden die ersten Sweeps, bei denen Einschalt- [119, 120] oder Konditionierungseffekte [75] vorkommen verworfen, damit die Kennlinie nicht verfälscht wird. Von den verbleibenden Sweeps werden die Stromwerte bei der jeweils eingestellten Spannung gemittelt und für die Fehlerabschätzung die Standardabweichung durch die Wurzel der Anzahl an Datenpunkten dividiert. Für die Auswertung und Diskussion wird zur besseren Vergleichbarkeit, wie schon in Kapitel 4 erläutert, die Strom-Spannungskennlinie in eine Strom-Feld-Kennlinie umgerechnet. Dafür wird die angelegte Spannung durch den Abstand zwischen Emissionsspitze und Extraktionsgitter geteilt, um auf die Feldstärke umzurechnen.

6.2 Erkenntnisse aus Strom-Feld-Kennlinien

Als ersten Schritt werden hier Strom-Spannungskennlinien mit den in Kapitel 3 beschriebenen Proben aufgenommen. In Abbildung 6.1 sind für einen Vergleich die Strom-Feld-Kennlinien von drei identisch fabrizierten, mit Antimon n-dotierten S-FEAs mit einem spezifischen Widerstand von 0,01-0,02 $\Omega \cdot$ cm dargestellt. Die Messungen wurden wie in Kapitel 4 gezeigt in Triodenkonfiguration mit Extraktionsgitter durchgeführt, obwohl hier verschiedene Proben miteinander verglichen werden. Das verwendete Extraktionsgitter ist nicht auf die FEAs angepasst und besitzt eine Gitterweite von etwa 175 µm und einen Stegbreite des Gitters von etwa 25 µm. Dadurch liegen die Gitteröffnungen bzw. Gitterstege zufällig über den Emitterspitzen. Der Trio-

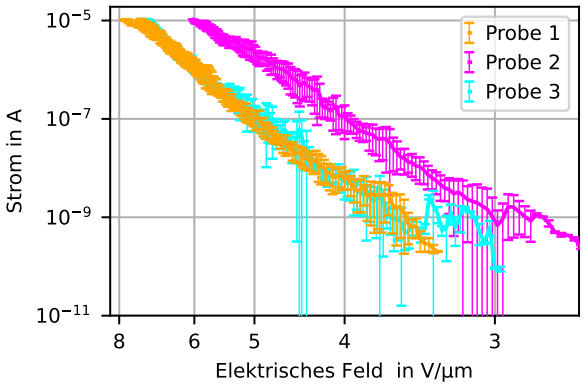


Abbildung 6.1: Millikan-Lauritsen-Diagramm der Mittelwerte der Strom-Feld-Kennlinie für drei n-dotierte S-FEAs gemessen im Triodenaufbau bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-5}$ mbar. Der Abstand zwischen Extraktionsgitter und Emissionsspitzen der Emitter betrug für Probe 1 73 µm und für Probe 2 und 3 77 µm. Probe 2 zeigt etwas niedrigere Einsatzfeldstärken wie Probe 1 und 3, was auf zufällige Prozessvariationen oder auf das verwendete Extraktionsgitter und somit höhere elektrische Felder an den Spitzen zurückzuführen ist.

denaufbau wurde gewählt, da es sich hier um eine der ersten Messungen der neu entwickelten TMAH-Sägeemitter handelt und durch die messbare Röntgenstrahlung sichergestellt werden kann, dass tatsächlich ein Emissionsstrom vorliegt. Die Proben 1 und 3 zeigen darin nahezu identische Kennlinien, wobei bei Probe 3 zwei zusätzliche Sweeps wegen länger anhaltenden Konditionierungseffekten nicht für die Mittelung der Messdaten verwendet wurden. Bei etwa 4,5 V/µm zeigt Probe 3 größere Unsicherheiten welche durch Fluktuationen der Emissionseigenschaften, verursacht durch Adsorbate, erklärt werden könnten [16]. Probe 2 hingegen weist eine geringere Einsatzfeldstärke sowie bei den selben elektrischen Feldern einen höheren Emissionsstrom auf. Bei allen drei FEAs beträgt die Einbetttiefe 40 µm. Die verwendete Glimmerfolie besitzt bei Probe 1 eine Dicke von 33 µm und bei den Proben 2 und 3 eine Dicke von 37 µm. Somit beträgt der Abstand zwischen Extraktionsgitter und den Emitterspitzen der FEAs für Probe 1 77 µm und für Probe 2 und 3 73 µm. Die benötigte Einsatzspannung beträgt somit für Probe 1 262 V für Probe 2 202 V und für Probe 3 248 V. Für einen Emissionsstrom von 10 µA sind für Probe 1 etwa 569 V, für Probe 2 etwa 463 V und für Probe 3 etwa 526 V nötig, was einem mittleren Feld von $(7{,}0 \pm 0{,}7)$ V/µm entspricht.

Die benötigten höheren elektrischen Felder bei den beiden anderen Proben könnten durch zufällige Prozessvariationen oder durch die verwendeten nicht auf die FEAs angepassten Extraktionsgitter erklärt werden. Ersteres könnte zu verschiedenen Spitzenradien oder Aspektverhältnissen, zweiteres zu verschiedenen Abständen zwischen Gitter und Spitzen führen und somit das Emissionsverhalten beeinflussen.

Nichtsdestotrotz kann man bei den gezeigten Strom-Feld-Kennlinien von einer guten Konformität der Emittereigenschaften sprechen, was zeigt, dass der in Kapitel 3 gezeigte Prozess reproduzierbar ist.

Jetzt sollen Kennlinien der drei verschiedenen Emittertypen (S, M und L) miteinander verglichen werden. Dazu werden die M- und L-FEAs ebenfalls im Triodenaufbau vermessen. Die drei Emittertypen unterscheiden sich wie in Kapitel 3 beschrieben hauptsächlich in der Spitzenanzahl, der Spitzengröße und dem Spitzenabstand. In Abbildung 6.2 a) sind für jeden n-dotierten FEA-Typ mit einem Widerstand von 0,01-0,02 $\Omega \cdot$ cm drei gemittelte I-E Kennlinien dargestellt. Für die Mittelung der Daten wurden zu Beginn der Kennlinien jeweils die Sweeps entfernt, bei denen Konditionierungseffekte aufgetreten sind. Bei zwei der drei L-FEAs trat während der Kennlinienmessung eine Degradation auf, weshalb jeweils nur die beiden letzten Sweeps zur Mit-

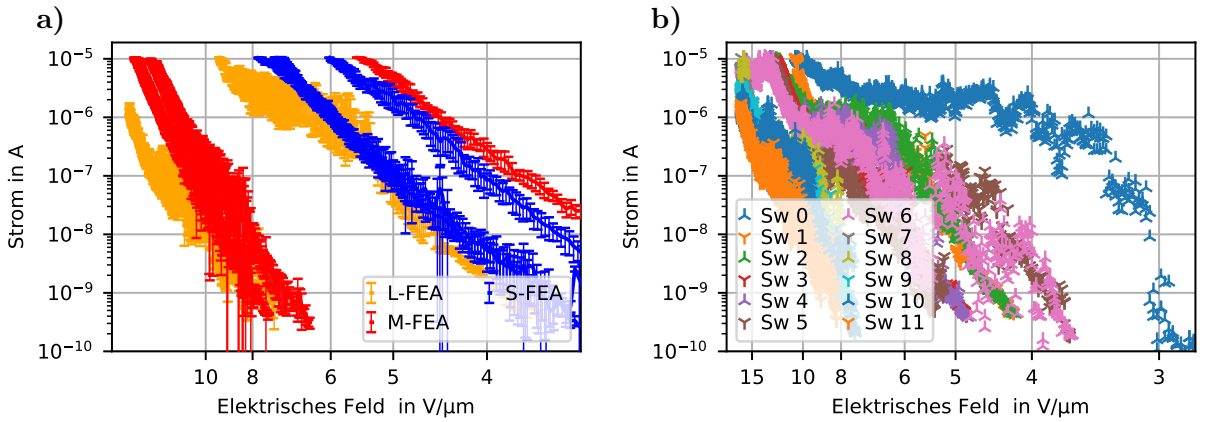


Abbildung 6.2: In a) Millikan-Lauritsen-Diagramm von jeweils drei gemittelten Strom-Feld-Kennlinien für die verschiedenen n-dotierten FEA Typen (S, M und L) mit einem Widerstand von 0,01-0,02 $\Omega \cdot$ cm, gemessen bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-5}$ mbar. Des Weiteren sind die Kennlinien bei den L-FEAs grundsätzlich zu höheren Spannungen verschoben. Die geringste Einsatzspannung der gemessenen Proben zeigt ein M-FEA. Die Fluktuation zwischen verschiedenen Proben des gleichen Typs steigt mit sinkender Spitzenanzahl. In b) die einzelnen Sweeps einer Kennlinienmessung eines L-FEAs in Millikan-Lauritsen-Darstellung, wobei die Reduktion des Emissionsstroms während der Kennlinienmessung zu erkennen ist.

telung der Kennlinie verwendet werden konnten. Um die Degradation während der Kennlinie darzustellen, sind die einzelnen Sweeps eines L-FEAs in Abbildung 6.2 b) dargestellt. Hier ist von Sweep zu Sweep eine Erhöhung des nötigen elektrischen Feldes zu erkennen, wobei ab dem siebten Sweep das maximale Feld nicht mehr ausreicht um den eingestellten Emissionsstrom von 10 µA zu erreichen. Der Abstand zwischen Extraktionsgitter und Emissionsspitzen betrug für die S-FEAs wie im vorherigen Absatz beschrieben 73 µm bzw. 77 µm, für die M-FEAs betrug er etwa 69 µm und für die L-FEAs 89 µm. Für die M-FEAs ergibt sich gemittelt für einen Emissionsstrom von 10 µA ein nötiges elektrisches Feld von (12 ± 5) V/µm.

Die Proben mit den geringsten Einsatzfeldern der drei Typen in Abbildung 6.2 a) verhalten sich alle sehr ähnlich, wobei bereits bei den Kennlinien der M-FEAs eine größere Streuung zwischen den einzelnen Proben zu erkennen ist, als das bei den S-FEAs der Fall ist. Die geringere Streuung bei den S-FEAs kann durch die größere Spitzenanzahl und die damit homogenere Verteilung der Emissionsparameter durch die statistischen Prozesse während der Ätzung erklärt werden. Zusätzlich streuen die erzielten Spitzenradien sowie die resultierenden Aspektverhältnisse am geringsten (sieh Abschnitt 3.5). Dass ein M-FEA insgesamt die geringsten Felder zur Feldemission aufweist, liegt vermutlich am höheren Aspektverhältnis verglichen mit den S-FEAs. Dadurch ist das lokale elektrische Feld direkt an der Spitze größer und das Einsetzen der Emission beginnt bereits bei kleineren globalen elektrischen Feldern. Durch die geringe Anzahl an Spitzen mit gleichem Aspektverhältnis kann jedoch eine schnelle Degradation der einzelnen Spitzen auftreten, wodurch bereits im ersten Sweep die Spitzen mit dem größten Aspektverhältnis zerstört werden. So zeigen die Kennlinien der L-FEAs, mit einer noch geringeren Spitzenanzahl im Vergleich zu den M-FEAs, neben einer noch größeren Streuung zwischen den einzelnen Proben auch eine deutliche Feldverschiebung während der Kennlinienmessung (Abbildung 6.2 b)).

Um zu verstehen, warum die Zunahme des nötigen elektrischen Feldes während der Kennlinienmessung nur bei den L-FEAs auftritt, ist das Aspektverhältnis aus Abbildung 3.15 noch einmal extrapoliert auf die tatsächliche Spitzenanzahl für alle drei FEA-Typen in Abbildung 6.3 dargestellt. In dieser Abbildung wird deutlich, wie sich die Spitzenanzahl auf die verschiedenen Verteilungen auswirkt. Die Feldstärke, ab der Emitterspitzen zum Emissionsstrom beitragen hängt hauptsächlich vom Feldüberhöhungsfaktor ab, der in erster Näherung mit dem Aspektverhältnis

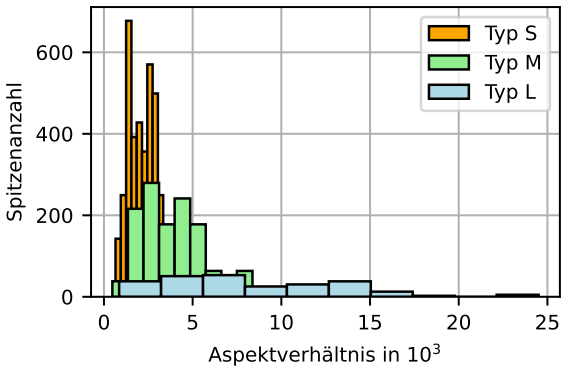


Abbildung 6.3: Histogramm der Aspektverhältnisse der drei verschiedenen Emittertypen. Die Daten aus Abbildung 3.15 wurden hier auf die Spitzenanzahl des jeweiligen Emittertypen extrapoliert. Somit ist zu erkennen, dass die Aspektverhältnisse des L-FEAs nicht nur am weitesten streuen, sondern auch durch die geringe Spitzenanzahl selbst in den größer gefassten Bereichen nicht an die Anzahl der M-FEAs mit ähnlichen Spitzen herankommen. Dadurch tragen verglichen mit den beiden anderen FEA-Typen nur sehr wenige Spitzen gleichzeitig zum Emissionsstrom bei, wodurch die schnelle Degradation bzw. Zerstörung bei 10 µA Emissionsstrom erklärt werden kann.

gleichgesetzt werden kann (siehe Kapitel 2). Deshalb werden, egal bei welchem FEA Typen, die scharfen Spitzen mit hohem Aspektverhältnis vorrangig durch Ionenbombardement [76, 143], Elektromigration [144] oder thermische Belastung [111, 143] zerstört, oder aber sie degradieren durch diese Effekte [143] und durch Adsorbatbelegung der Spitzenoberfläche [16, 75, 119, 145]. So werden die aktiven Spitzen eines FEAs im laufe der Zeit immer stumpfer und das nötige elektrische Feld für die Emission nimmt zu.

Bei L-FEAs ist nicht nur die Streuung des Aspektverhältnisses wesentlich größer als bei den beiden anderen FEA-Typen, sondern auch die Emitteranzahl wesentlich geringer, was zusätzlich zu weniger Emitterspitzen mit ähnlichem Aspektverhältnis führt. Dadurch tragen bei L-FEAs immer nur einzelne, wenige Spitzen mit zum Emissionsstrom bei, was zu einer hohen Stromdichte und zur schnellen Degradation bzw. Zerstörung führt. Bei der Kennlinienmessung steigt die Spannung kontinuierlich bis zum Erreichen des eingestellten Emissionsstroms an, was einerseits zu höheren Strömen aus bereits aktiven Spitzen und andererseits zur Aktivierung neuer Spitzen führt. Durch die ansteigenden Ströme werden die einzelnen Emitterspitzen wie schon beschrieben zerstört bzw. abgestumpft, was zum Abfall des Emissionsstromes führt, wie es in den Sweeps in Abbildung 6.2 b) auftritt. Bei ca. 5,5 V µm im Sweep 6 (Sw 6) fällt der Emissionsstrom sogar in etwa auf das Niveau des Rauschens unter 1 nA ab, was darauf schließen lässt, dass gar kein Emitter mehr messbar zur Emission beiträgt. Dieses Verhalten macht deutlich, dass die geringe Emitteranzahl die schnelle Degradation begünstigt. Wird die Spannung bzw. das elektrische Feld jetzt weiter erhöht, werden wieder neue Emitterspitzen aktiviert, die dann aber auch im weiteren Verlauf der Kennlinienmessung immer wieder zerstört werden können oder degradieren. Aufgrund der Verteilung des Aspektverhältnisses steigt die Zahl der Spitzen mit ähnlichem Aspektverhältnis für mittlere Werte an. Bei den beiden L-FEAs die am Ende der Kennlinienmessung den Emissionsstrom von 10 µA nicht mehr erreichen, werden mit dem durch den Messaufbau limitierten elektrischen Feld nie genügend Spitzen gleichzeitig aktiviert, um den Emissionsstrom von 10 µA ohne sofortige Degradation zu emittieren. Durch die schnelle Degradation zeigen die L-FEAs beim hier verwendeten Regelstrom nicht wie in Abschnitt 3.5 vermutet, die kleinste Einsatzfeldstärke.

Besteht das FEA jedoch aus vielen Spitzen mit sehr ähnlichem Aspektverhältnis, wie Beispielsweise beim S-FEA, kann der Strom auch wenn er aus vielen scharfen Emitterspitzen kommt,

unter diesen aufgeteilt werden. Dadurch ist die Strombelastung pro Emitterspitze und somit die Degradation bzw. Zerstörung gering [76, 143]. Durch eine Erhöhung der Anzahl der zum Strom beitragenden Spitzen in einem Array, können ebenfalls die Fluktuationen des integralen Emissionsstromes durch statistische Mittelung des Emissionsstromes von einzelnen Spitzen reduziert werden [146]. Übereinstimmend mit dieser Erklärung aus der Literatur, kann eine Abnahme der Fluktuationen mit steigender Spitzenanzahl im Array über allen I-E Kennlinien beobachtet werden. Zusätzlich scheint mit steigender Spitzenanzahl eine stärkere Mittelung der Prozessvariationen, welche mit steigender Spitzenanzahl zur geringeren Streuung der Kennlinien beim selben FEA Typ führt, aufzutreten.

In Abbildung 6.4 a) ist in einem REM-Bild der Teil eines Arrays von einem der drei vermessenen L-FEAs nach der Messung und in b) von einem der drei vermessenen S-FEAs nach der Messung dargestellt. In dieser Abbildung sind beim L-FEA 15 von 30 Emitterspitzen deutlich erkennbar beschädigt bzw. degradiert. Beim S-FEA hingegen sind 4 Spitzen von 120 zu erkennen, die eine etwas stumpfere Spitze als die umliegenden Spitzen aufweisen. Allerdings kann bei diesen Spitzen nicht nachgewiesen werden ob sie nicht bereits vor der elektrischen Charakterisierung stumpfer waren. Dennoch passt diese Beobachtung zur oben gefundenen Erklärung, dass die Spitzen bei einem breit gestreuten Aspektverhältnis schneller degradieren überein. Bei dieser Messung konnten jedoch wegen der großen Gesamtzahl nicht alle Emitterspitzen im Array untersucht werden, wodurch der Eindruck der Emitterzerstörung etwas verfälscht sein könnte. Allerdings lässt sich festhalten, dass eine geringere Anzahl an Emitterspitzen wie sie bei den L-FEAs verglichen mit den M- oder S-FEAs vorkommt, zu geringeren maximalen Emissionsströmen und zu schnellerer Degradation bei gleichen Emissionsströmen führt.

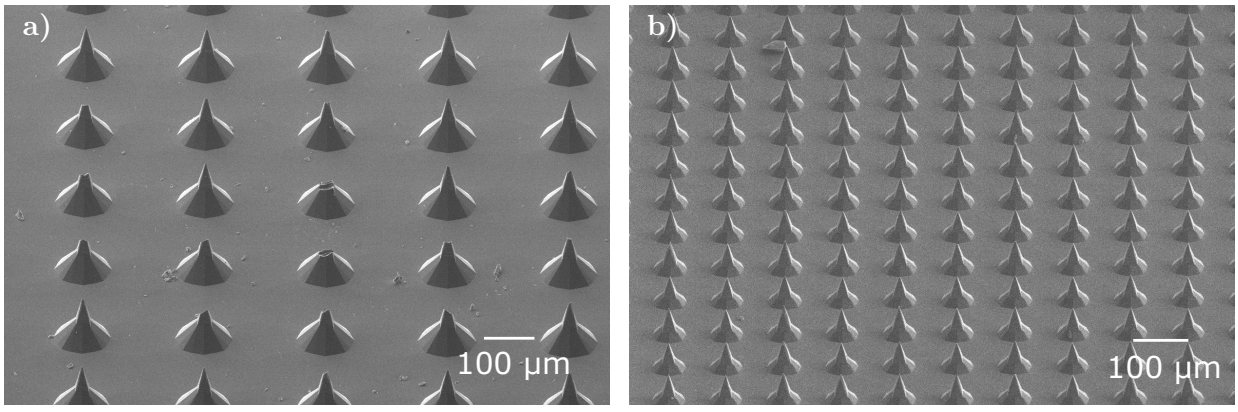


Abbildung 6.4: In a) ist eine REM Aufnahme eines L-FEAs nach der Kennlinienmessung gezeigt. Es ist zu erkennen, dass 15 von 30 Emitterspitzen deutlich erkennbar beschädigt bzw. degradiert sind. In b) ist eine REM Aufnahme eines S-FEAs nach der Kennlinienmessung dargestellt. Hier sind 4 Spitzen von 120 zu erkennen, die eine etwas stumpfere Spitze als die umliegenden Spitzen aufweisen. Dies könnte darauf hindeuten, dass beim L-FEA wesentlich mehr Spitzen degradieren bzw. zerstört werden wie beim S-FEA, was die Theorie bestätigt, dass ein breiter gestreutes Aspektverhältnis mit weniger ähnlichen Spitzen zur schnelleren Degradation eines Emitters führt.

6.3 Kennlinienvergleich mit Transmissionsmessung von ausgerichteten und nicht ausgerichteten Extraktorgittern

Ein Typ-S FEA mit ausgerichtetem Gitter wird hier auf seine Kennlinie hin untersucht. Die Herstellung des FEAs ist in Unterabschnitt 3.2.2 und die des Gitters ist in Unterabschnitt 3.2.3 beschrieben. Das Substrat des Emitters besitzt einen spezifischen Widerstand von 5-10 $\Omega \cdot$ cm, der Druck während der Messung beträgt $1 \cdot 10^{-6}$ mbar. Die Einbetttiefe der Emitterspitzen beträgt ca. 60 µm und die Tiefe der Justagegräben am Gitter 50 µm wodurch sich ein Distanz zwischen Emitterspitze und Gitter von etwa 10 µm ergibt. Die Gitteröffnung ist quadratisch mit einer Kantenlänge von 50 µm und einer Stegbreite von 15 µm. Die Messung wurde im Abschnitt 4.2 beschriebenen Triodenaufbau vermessen, wobei am Extraktionsgitter noch ein zusätzliches Pikoamperemeter verbaut war, um den nicht transmittierten Emissionsstrom zu messen. Die Hochspannungsanode ist ca. 3 cm vom Extraktionsgitter platziert, die eingestellte Spannung beträgt 2 kV. Der Druck wurde so gering gewählt, dass der Transmissionsstrom nicht durch Ionisation von Restgasmolekülen verfälscht wird.

Zum Vergleich mit dem auf das Gitter ausgerichtete FEA wird zusätzlich ein nicht ausgerichtetes FEA ebenfalls im Triodenaufbau vermessen. Hierfür wird ein Typ-M FEA mit dem selben Extraktionsgitter wie für den ausgerichteten Aufbau verwendet. Mit einer Einbetttiefe von 24 µm und dem zur Isolation nötigen Glimmer mit einer Dicke von 25 µm beträgt die Distanz zwischen Emitterspitzen und Gitter 49 µm.

In Abbildung 6.5 a) sind von den beiden Proben die Kennlinien für den vom Emitter emittierten Strom (I_Emi) und den durch das Gitter transmittierten Strom (I_Trans) dargestellt. Hier wird eine Darstellung in Abhängigkeit von der Spannung gewählt, da die Emitter Baugleich sind und somit sehr ähnliche Feldstärken für die Elektronenemission nötig sind. Die Ströme der ausgerichteten Probe (a.) sind in zwei blau Tönen, die Ströme der nicht ausgerichteten Probe (n.a.) in zwei rot Tönen abgebildet. Für die ausgerichtete Probe ist für einen Emissionsstrom von 1 nA eine Extraktionsspannung von 105 V und für die nicht ausgerichtete Probe von 171 V nötig. Die um 66 V geringere Extraktionsspannung für die Probe mit ausgerichtetem Gitter kann durch den geringeren Abstand zwischen Emitterspitzen und Gitter zu erklärt werden. Bei den Kennlinien des nicht ausgerichteten Emitters ist eine stärkere Fluktuation der beiden dargestellten Ströme zu erkennen, was durch die geringere Anzahl an Emitterspitzen erklärt werden könnte, da

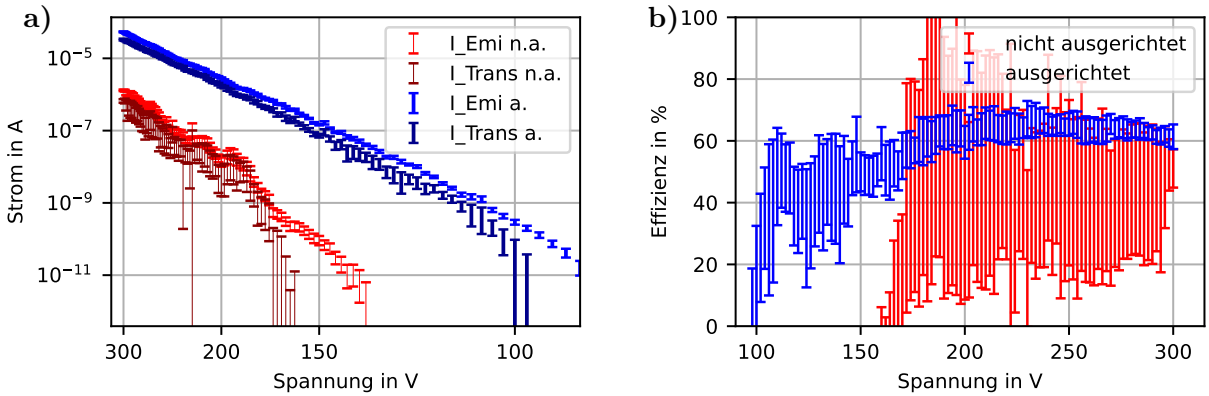


Abbildung 6.5: In a) sind die Kennlinien des Emissionsstroms (I_Emi) aus dem Emitter und des durch das Gitter transmittierten Elektronenstroms (I_Trans) für auf das Gitter ausgerichtete Emitterspitzen (a.) und für herkömmliche nicht ausgerichtete Emitterspitzen (n.a.) dargestellt. In b) ist das Verhältnis aus durch das Extraktionsgitter transmittiertem Elektronenstrom und Emissionsstrom für die beiden Proben gezeigt.

die Fluktuation des Emissionsstromes mit zunehmender aktiver Emitterspitzenanzahl abnimmt [147].

In Abbildung 6.5 b) ist die Effizienz der beiden Aufbauten als Verhältnis aus Transmissionsstrom geteilt durch den Emissionsstrom für die ausgerichtete und die nicht ausgerichtete Probe in Abhängigkeit von der Spannung dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Unsicherheiten bei der ausgerichteten Probe kleiner sind als bei der nicht ausgerichteten Probe, was durch die stärkere Fluktuation des Transmissionsstroms durch das Gitter erklärt werden kann. Dadurch dass die Emitterspitzen zufällig unter dem Gitter platziert sind, kann der Transmissionsstrom immer dann stark variieren, wenn der Emissionsstrom aus einer Emitterspitze durch den aus einer anderen Emitterspitze ersetzt wird. In der Zeit die die Messung für alle für die Mittelung verwendeten Sweeps aus Abbildung 6.5 a) benötigt, kann es zur Aktivierung von verschiedensten Emitterspitzen kommen, wodurch die starke Fluktuation erklärt werden kann.

Bei den ausgerichteten Proben, können die einzelnen aktiven Emitterspitzen ebenso variieren. Allerdings ist durch die gleichmäßigere Ausrichtung des Gitters zu den Emitterspitzen der Anteil des transmittierten Elektronenstromes wie hier dargestellt relativ konstant.

Dass das Verhältnis der beiden Ströme bei der ausgerichteten Probe bei ca. 70 % sättigt kann durch die REM Aufnahme in Abbildung 6.6 erklärt werden. Hier ist zu erkennen, dass die Emitterspitzen um ca. 10 µm aus der Mitte der Gitteröffnungen verschoben sind. Zusätzlich ist zu erkennen, dass die Spitzenform hier nicht exakt der sonst üblichen Pyramidenform entspricht. Es ist mit steigender Spannung über 250 V sogar eine geringe Abnahme der Effizienz zu erkennen. Diese Abnahme kann durch das sich ändernde Verhältnis aus Anoden- und Gitterspannung erklärt werden. Durch die feste Anodenspannung treffen mit steigender Gitterspannung mehr Elektronen auf das Gitter wodurch die Effizienz sinkt. Da hier die Effizienz der beiden Aufbauten untersucht werden soll, wird kein Einfluss von der hier geänderten Geometrie erwartet. Durch eine geringere Justagetoleranz, könnten die Emitterspitze noch besser mittig unter den Gitteröffnungen platziert werden. In weiteren Messungen könnte überprüft werden wie sich eine Abweichung der Justage auf die Effizienz auswirkt.

Für die nicht ausgerichtete Probe gilt zu beachten, dass die Effizienz und auch deren Unsicherheit je nach der zufällig durchgeführten Platzierung des Gitters über dem FEA stark variieren kann. Durch eine Vermessung von mehreren sowohl ausgerichteten als auch nicht ausgerichteten Proben mit der hier verwendeten Transmissionsmessung könnte diese Variation weiter untersucht werden.

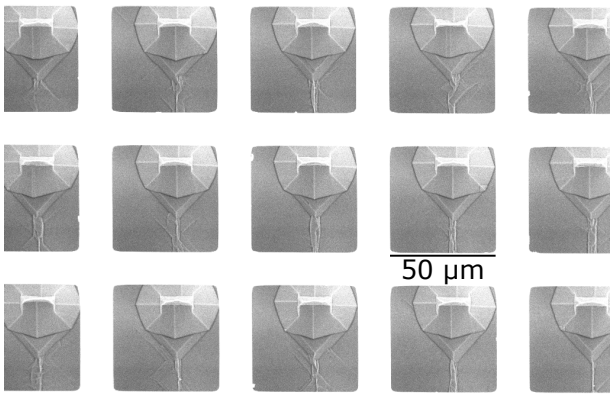


Abbildung 6.6: REM Aufnahme des in Abbildung 6.5 vermessenen FEAs mit dem darüber platziertem, ausgerichtetem Gitter.

7 Degradationsmessungen bei konstantem Emissionsstrom

Teile dieses Kapitels basieren auf meinem Artikel, veröffentlicht im Journal of Vacuum Science & Technology B, 39(1), 013205 (2021). DOI:10.1116/6.0000466

Auch die hier durchgeführten Messungen werden, wenn nicht anders erwähnt, auf einen Druck von $1 \cdot 10^{-5}$ mbar geregelt. Dadurch entspricht der Druck in etwa den Umgebungsbedingungen in einem hermetisch verschlossenem Package [8]. Die im vorherigen Kapitel gezeigten Kennlinienmessungen eignen sich nicht um Aussagen über eine mögliche Lebensdauer der untersuchten FEAs zu treffen. Viele Autoren führen mit ihren FEAs Stabilitätsmessungen bei einer oder mehreren festen Spannungen [6, 27, 28, 64, 133, 147–151], oder bei Wechselspannung [47] durch. Auch wenn teilweise sogar vor und nach der Stabilitätsmessungen Kennlinien zum Vergleich aufgenommen werden [116], sagen diese noch nichts über eine relevante Lebensdauer bei einem geregelten Emissionsstrom aus. Messungen mit geregeltem Emissionsstrom werden erstmals von *Prommesberger et al.* [25] und *Bachmann et al.* [152] gezeigt. Allerdings fehlt bei ihnen eine Aussage darüber, ob und wie sich die Emitter während des geregelten Betriebs verändern. *Bachmann et al.* [8] verwenden erstmals Kennlinien, die während des geregelten Betriebs eines FEAs aufgenommen werden, um die Degradation und somit die mögliche Lebensdauer abzuschätzen. Eine ähnliche Methode soll hier verwendet werden, um die Degradation und somit die Lebensdauer der verschiedenen FEA-Typen miteinander zu vergleichen. Des Weiteren soll untersucht werden, in wie weit die Degradation der elektrischen Eigenschaften durch verschiedene Behandlungsschritte reversibel ist.

7.1 Ablauf der Degradationsmessung bei konstantem Emissionsstrom

Zunächst wird zur initialen Ermittlung der Emissionseigenschaften eines Emitters eine Kennlinie wie in Abschnitt 6.1 beschrieben durchgeführt. Diese ist in Abbildung 7.1 a) als Kennlinie 1 dargestellt, wobei die Stromregelung (siehe Kapitel 4) in der Messschaltung integriert ist. Dadurch wird der Strom auf den vorher festgelegten Maximalwert begrenzt. Anschließend wird eine Konstantstrommessung (siehe Abbildung 7.1 b)) bei einem vorher festgelegtem Emissionsstrom für 10 h durchgeführt. Der Emissionsstrom ist hier, wenn nicht anders erwähnt, auf etwa 10 µA eingestellt. Dabei liegen am Extraktionsgitter 1500 V an und der für den eingestellten Emissionsstrom nicht benötigte Spannungsüberschuss fällt über den MOSFET ab. Die einzelnen Werte bei geringeren Emissionsströmen sind z. B. durch den Ausfall einzelner Spitzen zu erklären. Dadurch fällt der Emissionsstrom zunächst ab, bis die Spannung am FEA durch den Operationsverstärker erhöht wird fließt dann kurzzeitig ein geringerer Emissionsstrom. Mit der verwendeten Emissionsstromregelung wird wie in Kapitel 4 erläutert ein konstanter Strom mit einer Fluktuation unter 1 % über den Emitter ermöglicht [25]. Nach der Konstantstrommessung wird noch einmal eine Kennlinie (Kennlinie 2, siehe Abbildung 7.1 a)) des Emitters zur Bestimmung der Eigenschaften aufgenommen. Die Differenz des nötigen elektrischen Feldes für den Maximalstrom wird vor und nach der Konstantstrommessung ermittelt und für die Berechnung

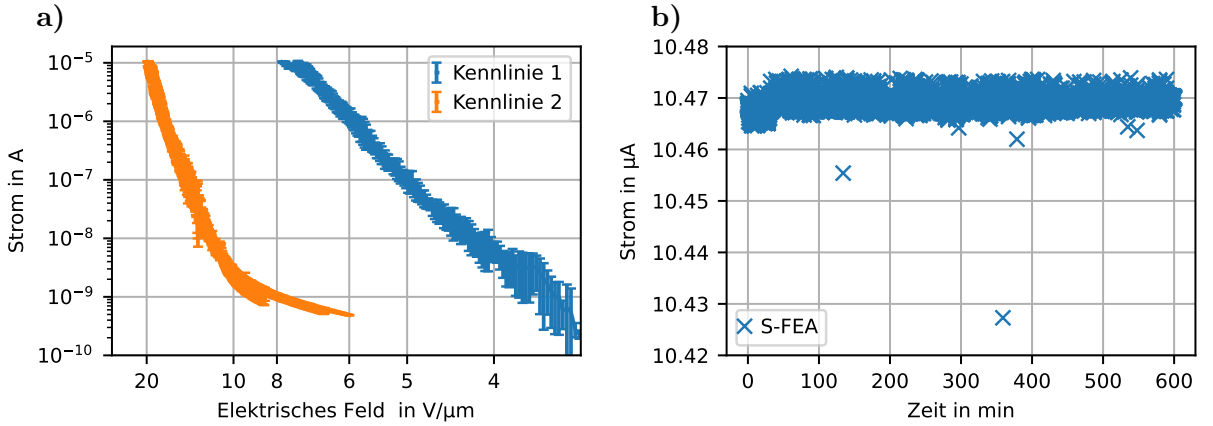


Abbildung 7.1: In a) ist ein Millikan-Lauritsen-Diagramm mit gemittelten Kennlinien eines S-FEAs vor (Kennlinie 1) und nach (Kennlinie 2) der Konstantstrommessung aus b) gezeigt. Die Messungen wurden alle bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-5}$ mbar durchgeführt. Es ist in a) zu erkennen, dass die Kennlinie nach der Konstantstrommessung im Vergleich zur Kennlinie vorher zu höheren Feldern hin verschoben ist. In b) ist der Emissionsstrom während der Konstantstrommessung für einen Regelstrom von ca. 10 µA über 10 h abgebildet.

der Degradation noch durch die verstrichene Zeit dividiert. Falls der Emissionsstrom, durch die begrenzte Extraktionsspannung, während der Konstantstrommessung unter 90 % des eingestellten Regelstromes fällt, wird die Konstantstrommessung abgebrochen und eine letzte Kennlinie aufgenommen.

7.2 Feldemitterstruktur-Vergleich anhand der Degradationsmessung bei konstantem Emissionsstrom

In diesem Abschnitt wird die Degradationsrate von verschiedenen FEA-Typen (n- und p-dotierte S- und M-FEAs) wie im vorherigen Abschnitt erläutert gemessen und miteinander verglichen. Die L-FEAs wurden hier wegen der starken Degradation (siehe Abbildung 6.2)während der Kennlinienmessung nicht berücksichtigt. Der spezifische Widerstand des Substrates der p-dotierten FEAs liegt hierbei zwischen 0,1 und 0,5 $\Omega \cdot$ cm, der der n-dotierten FEAs zwischen 0,01 und 0,02 $\Omega \cdot$ cm. In Abbildung 7.2 sind die Kennlinien der verschiedenen FEAs vor und nach der Konstantstrommessung in einem Millikan-Lauritsen-Diagramm gezeigt. Die Abstände zwischen den Emissionsspitzen und dem Extraktionsgitter betragen dabei 53 µm für das n-dotierte M-, 73 µm für das n-dotierte S-, 79 µm für das p-dotierte M- und 69 µm für das p-dotierte S-FEA. Beim n-dotierten M-FEA wurde die maximale Extraktionsspannung von 1500 V nach 6,4 h erreicht und die Konstantstrommessung deshalb nach diesem Zeitraum abgebrochen.

Die beiden n-dotierten FEAs zeigen vor der Konstantstrommessung mit einer Einsatzfeldstärke von 3,3 V/µm und einer Feldstärke von ungefähr 7,3 V/µm für 10 µA nahezu dieselben Eigenschaften. Nach der Konstantstrommessung zeigt das S-FEA ein Einsatzfeld von 8,7 V/µm und etwa 19,6 V/µm für 10 µA, woraus sich eine Feldverschiebung von 0,54 V/(µm · h) beim Einsetzen des Emissionsstromes und von 1,09 V/(µmh) bei 10 µA ergibt. Das M-FEA zeigt nach 6,4 h eine Feldverschiebung von 1,73 V/(µm · h) zu 14 V/µm für die Einsatzfeldstärke und 3,45 V/(µm · h) zu 29 V/µm bei 10 µA.

Die größere Feldverschiebung könnte durch die geringere Spitzenanzahl des M-FEAs erklärt werden. Aus insgesamt weniger Spitzen resultiert eine geringere Anzahl an ausreichend scharfen Spitzen, die zum Emissionsstrom beitragen können. Dadurch hat die Degradation oder Zerstörung einzelner Spitzen, während der Konstantstrommessung, einen höheren Einfluss auf die

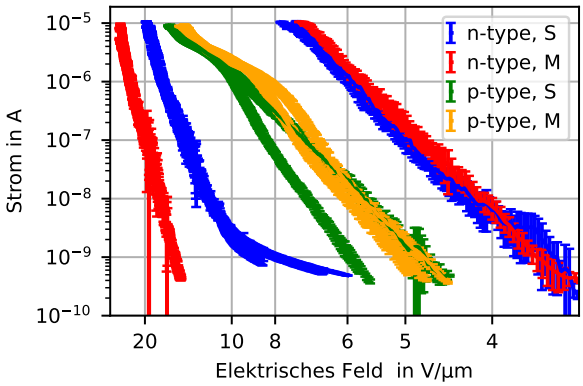


Abbildung 7.2: Mittelwerte der Strom-Feld-Kennlinie für n- und p-dotierte S- und M-Typ FEAs jeweils vor und nach einer Konstantstrommessung bei 10 µA, dargestellt in einem Millikan-Lauritsen-Diagramm. Alle Messungen wurden bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-5}$ mbar durchgeführt. Bei dem n-dotierten M-FEA ist der Emissionsstrom nach 6,4 h unter 9 µA gefallen, weshalb die Konstantstrommessung abgebrochen wurde. Für alle anderen FEAs wurde die Konstantstrommessung für 10 h durchgeführt. Bei den n-dotierten FEAs ist eine Verschiebung der Strom-Feld-Kennlinie nach der Konstantstrommessung hinzu höheren elektrischen Feldern zu beobachten, bei den p-dotierten hin zu niedrigeren.

Eigenschaften der M-FEAs als auf S-FEAs. Außerdem ist durch die geringere zum Emissionsstrom beitragende Anzahl an Spitzen die Stromdichte an den einzelnen Spitzen höher, was zu einer schnelleren Degradation bzw. Veränderung der Spitze durch Elektromigration [144], Ionenbombardement [76] oder joule'sche Erwärmung [78] und daraus resultierendem Schmelzen führen kann [143]. Weiterhin könnte auch die größere Variation des h/r-Verhältnisses bei M-FEAs, wie es in Kapitel 3 erläutert wird, für die schnellere Degradation verantwortlich sein.

Die Kennlinien der p-dotierten S- und M-FEAs zeigen verglichen mit den n-dotierten FEAs ein etwas höheres Einsatzfeld von ca. 4,5 V/µm, jedoch eine wesentlich geringere Degradation. Durch den limitierten Nachschub an Elektronen, der bei höheren Strömen durch die sich einstellende Raumladungszone bedingt ist [66], benötigen sie bei 10 µA verglichen mit den n-dotierten FEAs ein wesentlich höheres elektrisches Feld von etwa 15,8 V/µm für das S-FEA und 14,2 V/µm für das M-FEA. Während der Konstantstrommessung verschiebt sich das Einsatzfeld für das M-FEA um 0,03 V/(µm · h) auf 4,8 V/µm und für das S-FEA um 0,11 V/(µm · h) auf 5,6 V/µm. Das elektrische Feld für den Emissionsstrom von 10 µA hingegen verringert sich für das M-FEA um 0,05 V/(µm · h) auf 13,7 V/µm und für das S-FEA um 0,03 V/(µm · h) auf 15,5 V/µm.

Der Emissionsstrom hängt bei kleinen elektrischen Feldern sehr stark von der Emissionswahrscheinlichkeit ab, welche wiederum von der Oberflächenbeschaffenheit abhängt [66]. Deshalb kann das Einsatzfeld gerade im nicht gesättigten Bereich der Kennlinie durch Adsorbate auf der Oberfläche oder durch ein Abstumpfen der Emissionsspitzen durch Ionenbombardement erhöht werden [73, 143]. Auch zufällige Prozessvariationen und ungünstig platzierte Extraktionsgitter können hier zu höheren benötigten Feldern führen. Im Sättigungsbereich der Kennlinie hingegen ist der Emissionsstrom fast ausschließlich von der oberflächenunabhängigen Ladungsträgergeneration im Bulk-Material [64, 133] und von der Ladungsträgergeneration an der Oberfläche (siehe Unterabschnitt 5.3.2) abhängig. Dieser durch Generation begrenzte Emissionsstrom führt zu einer Stromlimitierung für jede Spitze (siehe Kapitel 5), wodurch die Degradation der Spitzen reduziert wird [76, 143]. Zu Beginn der Messung könnte ein Großteil des Emissionsstroms von wenigen scharfen Spitzen getragen werden, wodurch die Stromlimitierung durch den geringen Querschnitt und die geringe Oberfläche dieser wenigen Spitzen limitiert ist. Während der Konstantstrommessung werden dann nach und nach immer mehr Spitzen aktiviert [153], wodurch die nötige Feldstärke für einen gewissen Strom im Sättigungsbereich abnehmen kann. Zusätzlich

werden während des Betriebs des Emitters Adsorbate an der Oberfläche des Emitters angelagert, wodurch die Oberflächengeneration erhöht werden kann (siehe Unterabschnitt 5.3.3). Dies führt zur Erhöhung des Sättigungsstroms und somit zu einer Reduzierung der nötigen Feldstärke wenn sich der Emitter wie hier in der Stromsättigung befindet. Dieses Verhalten der p-dotierten Emitter könnte durch eine ortsaufgelöste Messung der Emission genauer untersucht werden [154].

Ob die Unterschiede der initialen Kennlinien zusätzlich durch Prozessvariationen und unterschiedliche Ausrichtung der Extraktionsgitter zustande kommen, könnte z. B. durch statistische Auswertung mit mehreren identisch produzierten Proben untersucht werden. Anstelle des Extraktionsgitters könnte auch eine Extraktionsplatte, wie schon in Kapitel 4 beschrieben, eingesetzt werden. Bei den durchgeführten Messungen konnte kein klarer Unterschied zwischen p-dotierten M- und S-FEAs gemessen werden. Um den geringen Unterschied der p-dotierten M- und S-FEAs zu verstärken sollen längere Messungen durchgeführt werden, diese sind in Abschnitt 7.3 dargestellt. Bis jetzt kann nur geschlossen werden, dass für den Einsatz von Feldemittern bei einem Emissionsstrom von 10 µA p-dotierte FEAs den n-dotierten FEAs wegen ihrer geringeren Degradation und somit höher zu erwartenden Lebensdauer vorzuziehen sind.

Um die Emitter hinsichtlich ihrer Langzeitstabilität verbessern zu können, muss zunächst untersucht werden was die Degradation der einzelnen Emitter verursacht. Dafür sind in Abschnitt 7.4 verschiedene Messungen durchgeführt worden.

7.3 Statistischer Vergleich p-dotierter Feldemitterstrukturen mit mehrfacher Konstantstrommessung

Um die Variation zwischen identisch fabrizierten Proben und zusätzlich eine statistische Auswertung zwischen p-dotierten M- und S-FEAs durchführen zu können, wurden mit jeweils drei Proben (wieder mit einem spezifischen Widerstand von 0,1-0,5 $\Omega \cdot$ cm) mehrere Konstantstrommessungen (siehe Abschnitt 7.1) nacheinander durchgeführt. Zusätzlich soll durch die mehrfache Konstantstrommessung ein klarerer Unterschied in der Lebensdauer für die beiden Emittertypen gefunden werden. Zu Beginn jeder Messung und jeweils nach 10 h Konstantstrommessung bei 10 µA wurde dabei eine Kennlinie aufgenommen. Wurde der eingestellte Emissionsstrom mit der maximal angelegten Spannung von 1500 V nicht mehr erreicht, wurde die Messung abgebrochen.

Die resultierenden Kennlinien eines S-FEAs sind in Abbildung 7.3 a) gezeigt. Es ist zu erkennen, dass das für die Emission nötige elektrische Feld mit der Zeit zunimmt. Der Abstand zwischen dem Extraktionsgitter und den Spitzen war während dieser Messungen auf 70 µm eingestellt. Die Feldverschiebung bei 10 µA ist für alle gemessenen FEAs ausgewertet und in Abbildung 7.3 b) dargestellt. Gemessen wurden jeweils drei p-dotierte S- und M-FEAs, wobei nur für zwei der drei M-FEAs eine Konstantstrommessung über 10 h mit der verfügbaren Maximalspannung von 1500 V möglich war. Beim dritten M-FEA wurde während der Kennlinienmessung der Emissionsstrom von 10 µA nicht erreicht, weshalb in Abbildung 7.3 b) nur Daten für zwei M-FEAs dargestellt sind. Dennoch kann die Degradation für die drei gezeigten S-FEAs und für die beiden M-FEAs verglichen werden. Die maximale Betriebszeit bei 10 µA mit dem gegebenem Aufbau betrug für die S-FEAs 106 h, 80 h bzw. 60 h, für das M-FEA 110 h, 10 h bzw. 0 h. Nimmt man die Mittelwerte dieser maximalen Betriebszeiten, erhält man für die S-FEAs (82 ± 19) h und für die M-FEAs (40 ± 50) h.

Wieder könnte dieser Unterschied durch die Spitzenanzahl sowie die Verteilung des Aspektverhältnisses, wie sie in Kapitel 3 erläutert sind, erklärt werden. Die mittlere Feldverschiebung beträgt für die verschiedenen S-FEAs $(0{,}06 \pm 0{,}03)$ V/(µm · h), $(0{,}05 \pm 0{,}04)$ V/(µm · h) bzw. $(0{,}06 \pm 0{,}03)$ V/(µm · h) (Mittelwert aus allen Feldverschiebungswerten $(0{,}055 \pm 0{,}033)$ V/(µm · h)) und für die beiden M-FEAs $(0{,}03 \pm 0{,}03)$ V/(µm · h) und 0,41 V/(µm · h). Da bei den Messungen in Abschnitt 7.2 die n-dotierten M-FEAs eine wesentlich höhere Feldverschiebung aufweisen als die

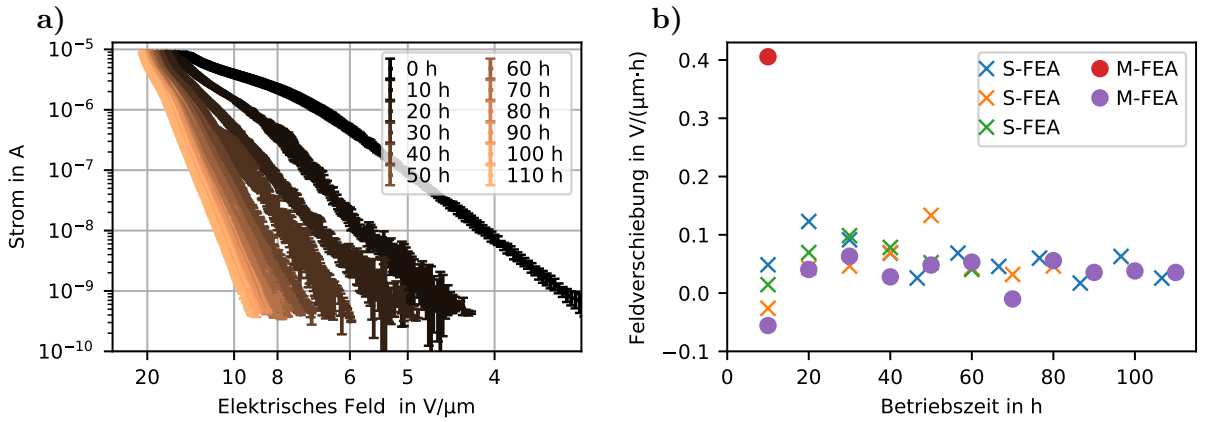


Abbildung 7.3: In a) sind die Strom-Feld-Kennlinien während einer Langzeit Konstantstrommessung für ein p-dotierten S-FEA in einem Millikan-Lauritsen-Diagramm abgebildet. Zwischen den einzelnen Strom-Feld-Kennlinien wurde jeweils eine 10 h Konstantstrommessung bei 10 µA durchgeführt. Die Messungen wurden alle bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-5}$ mbar durchgeführt. Das benötigte elektrische Feld um einen bestimmten Emissionsstrom zu erzeugen, steigt während der Messung mit steigender Zeit. In b) ist die Zunahme des elektrischen Feldes für einen Emissionsstrom von 10 µA in Abhängigkeit von der Betriebsdauer für zwei p-dotierte M-FEAs und für drei p-dotierte S-FEAs dargestellt.

n-dotierten S-FEAs wird hier davon ausgegangen, dass es sich bei der geringeren Feldverschiebung des M-FEAs vermutlich um ein Ausreißer handelt. Für verlässlichere Aussagen könnte die Anzahl der getesteten FEAs weiter erhöht werden.

Es lässt sich festhalten, dass Feldemitter mit einer größeren Spitzenanzahl trotz geringerer Aspektverhältnisse, zumindest im Mittel, im Vergleich zu denen mit einer geringeren Spitzenanzahl eine geringere Degradation und somit eine höhere Lebensdauer aufweisen.

Wie in diesem Kapitel gezeigt wird, ist es wegen zufällig auftretenden Prozessvariationen nicht möglich die Eigenschaften eines Emittertypen bezüglich Lebensdauer aus einer Messung zu bestimmen. Aus diesem Grund sollten für alle weiteren Vergleiche zwischen Emittern mehrere Messungen durchgeführt werden. Wie bereits in Abschnitt 6.2 gezeigt wurde, degradieren L-FEAs schon während der Kennlinienmessung zu 10 µA weshalb mit der in Abschnitt 7.1 eingeführten Messmethode kein Vergleich zwischen L- und S-FEAs möglich ist. Um einen systematischen Vergleich nicht nur von den in dieser Arbeit hergestellten Emittern sondern von allen denkbaren Emittern zu ermöglichen, muss eine Messmethode entwickelt werden, bei der Emitter bei verschiedenen Strömen vermessen werden können. Zusätzlich soll die Messung in absehbarer Zeit beendet sein, damit auch für die Statistik eine genügende Menge an Emittern vermessen werden kann. Die Entwicklung einer Messmethode die dies ermöglichen soll wird in Kapitel 8 vorgestellt.

7.4 Degradationsmechanismen während der Konstantstrommessung

Bei früheren Experimenten konnten initiale Kennlinien, auch wenn Zerstörung von Emitterspitzen beobachtet wurde, durch Ausheizen des FEAs während der Emission wieder regeneriert werden. Dadurch konnte gezeigt werden, dass Adsorbate Veränderungen in den elektrischen Eigenschaften von FEAs hervorrufen können [75]. Die Degradationsmechanismen während einer Konstantstrommessung wurden in der Literatur mit einem n-dotierten FEA (black Silicon FEAs [27]) untersucht [75]. Hierbei wurde die Zeit für die Konstantstrommessung nicht konstant gehalten, was zu unterschiedlichen Degradationen führen kann.

In diesem Abschnitt sollen die in dieser Arbeit vorgestellten FEAs auf die Degradationsmechanismen mit festgelegten Zeiten für die Konstantstrommessung hin untersucht werden. Dabei

soll getestet werden, ob bei n- und p-dotierten FEAs unterschiedliche Mechanismen für die Degradation verantwortlich sind.

Dafür werden ein n- und ein p-dotiertes S-FEA wie in Kapitel 7 beschriebenen mit einer Kennlinienmessung, anschließender Konstantstrommessung und einer weiteren Kennlinienmessung nach der Konstantstrommessung vermessen. Danach wird das Substrat der FEAs auf 200 °C aufgeheizt und eine Kennlinienmessung durchgeführt, wodurch Adsorbate von der Oberfläche entfernt werden sollen [75]. Anschließend werden beide FEAs wieder auf Raumtemperatur (<30 °C) abgekühlt und dann bei Raumtemperatur eine abschließende Kennlinie aufgenommen. So soll untersucht werden, ob die beobachtete Feldverschiebung nach der Konstantstrommessung durch reversible Effekte wie Adsorbate oder durch unwiderrufliche Degradation, wie Abstumpfung oder Zerstörung von Emitterspitzen hervorgerufen wird.

7.4.1 n-dotierte Feldemitterstruktur

Das Substrat, des für die hier durchgeführte Messung verwendeten S-FEAs, besitzt einen spezifischen Widerstand von 0,01-0,02 Ω · cm. Der Abstand zwischen Extraktionsgitter und Emitterspitzen beträgt 73 µm. Die geheizte sowie die anschließend Kennlinie bei Raumtemperatur sind mit den beiden Kennlinien die vor und nach der Konstantstrommessung aufgenommen wurden für das n-dotierte FEA in Abbildung 7.4 dargestellt. Das Einsatzfeld der Kennlinie verschiebt sich durch die Konstantstrommessung von 3,4 V/µm auf 6 V/µm, das nötige Feld für 10 µA von 7,7 V/µm auf 19,5 V/µm. Die Kennlinie bei 200 °C zeigt ein Einsatzfeld von 4,2 V/µm und ein nötiges Feld von 10 V/µm für 10 µA. Verglichen mit den anliegenden elektrischen Feldern direkt nach der Konstantstrommessung ist somit sowohl für das Einsetzen der Emission als auch für den Emissionsstrom von 10 µA ein geringeres Feld nötig. Allerdings werden trotzdem höhere Felder für die Emission benötigt, als dies initial der Fall war. Die Kennlinie bei Raumtemperatur zeigt ein Einsatzfeld von 6 V/µm und 11,5 V/µm für 10 µA. Somit liegen die zur Emission nötigen Felder über denen der geheizten Messung, aber unter denen der Kennlinie direkt nach der Konstantstrommessung.

Diese Regeneration tritt während des geheizten Betriebs auf und kann möglicherweise durch eine erhöhte Desorptionsrate von Adsorbaten durch die höhere Temperatur erklärt werden. Durch joule'sche Erwärmung der Spitzen könnte die Temperatur an der Emitterspitze höher sein, als der restliche Emitter [75, 78]. Weiterhin könnte durch zufällige Desorption von Adsorbaten auf

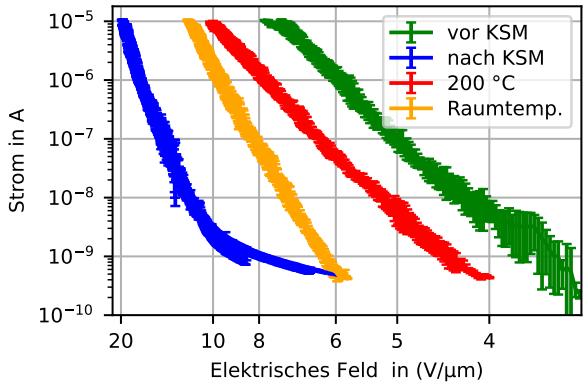


Abbildung 7.4: In Millikan-Lauritsen-Koordinaten sind Mittelwerte der Strom-Feld-Kennlinien für ein n-dotiertes S-FEA dargestellt. Die einzelnen Kennlinien wurden vor (grün) und nach (blau) einer 10 h Konstantstrommessung bei 10 µA, während dem Heizen auf 200 °C (rot) und nach dem Heizen wieder bei Raumtemperatur (orange) aufgenommen. Die Messungen wurden alle bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-5}$ mbar durchgeführt.

Emitterspitzen, die während der Konstantstrommessung nicht zum Emissionsstrom beigetragen haben, zusätzliche Spitzen aktiviert werden. Der Rückgang des nötigen elektrischen Feldes nach der geheizten Messung legt nahe, dass zumindest ein Teil der beobachteten Degradation während der Konstantstrommessung reversibel ist. Mit Messungen bei höheren Temperaturen könnte eine stärkere Regeneration und somit ein besserer Angleich an die initiale Kennlinie möglich sein. Gleichzeitig kann das erhöhte elektrische Feld bei der Messung nach dem Heizen, verglichen mit der initialen Messung, auch durch nicht reversible Degradation wie z. B. Zerstörung bzw. Veränderung von Spitzen zustande kommen.

Um dies zu klären, sind in Abbildung 7.5 REM-Bilder von zwei n-dotierten FEAs gezeigt. Dabei ist in Abbildung 7.5 a) ein M-FEA nachdem die Konstantstrommessung und die Kennlinien vorher und danach durchgeführt wurden gezeigt. In Abbildung 7.5 b) ist ein S-FEA gezeigt, welches nach den Messungen, die auch mit dem in a) gezeigtem FEA durchgeführt wurden, noch die hier beschriebenen Kennlinienmessungen bei 200 °C und abschließend bei Raumtemperatur durchlaufen hat. In dieser Abbildung zeigen beide FEAs neben geschmolzenen Spitzen auch Spitzen, die durch die Messung nicht so verändert wurden, dass mit dem REM ein Unterschied sichtbar ist. Somit tritt während der Konstantstrommessung von n-dotierten FEAs bei einem Emissionsstrom von 10 µA mindestens eine teilweise irreversible Degradation auf. Die REM-Messung zeigt keinen signifikanten Unterschied zwischen dem geheizten und dem nicht geheizten FEA. Da hier jedoch jeweils nicht alle Spitzen der FEAs untersucht wurden, könnte auch ein statistischer Effekt dafür verantwortlich sein, dass kein signifikanter Unterschied ausgemacht werden konnte. Für weiterführende Untersuchungen könnten deshalb Messungen wiederholt werden, bei denen jeweils nach der Kennlinie nach der Konstantstrommessung und nach der Kennlinie nach der geheizten Messung alle Emitterspitzen des FEAs untersucht werden.

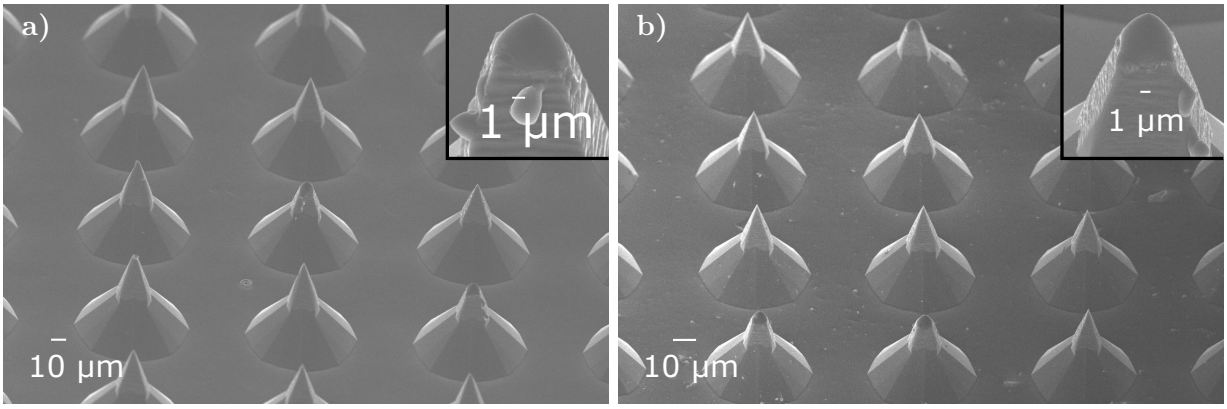


Abbildung 7.5: Rasterelektronenmikroskopaufnahme von zwei n-dotierten FEAs nach 10 h Konstantstrommessung bei 10 µA. Das FEA in a) ist vom Typ M und wurde auf Raumtemperatur elektrisch vermessen. Das FEA in b) ist vom Typ S und wurde nach der Kennlinie nach der Konstantstrommessung für eine Kennlinie bei 200 °C betrieben. In den beiden eingefügten Bildern, sind einzelne Spitzen des jeweiligen FEAs in höherer Vergrößerung gezeigt.

7.4.2 p-dotierte Feldemitterstruktur

Das Substrat des für die hier durchgeführte Messung verwendeten p-dotierten S-FEAs besitzt einen spezifischen Widerstand zwischen 0,1 und 0,5 $\Omega \cdot$ cm. Der Abstand zwischen Extraktionsgitter und Emitterspitzen beträgt 62 µm. Die geheizte sowie die anschließende Kennlinie bei Raumtemperatur sind mit den beiden Kennlinien, die vor und nach der Konstantstrommessung aufgenommen wurden, für das p-dotierte FEA in Abbildung 7.6 dargestellt. Während der Konstantstrommessung verschiebt sich die Einsatzfeldstärke der Kennlinie von 4 V/µm auf 6,3 V/µm. Während des Heizens, zeigt die Kennlinie mit ca. 4 V/µm in etwa die selbe Einsatzfeldstärke

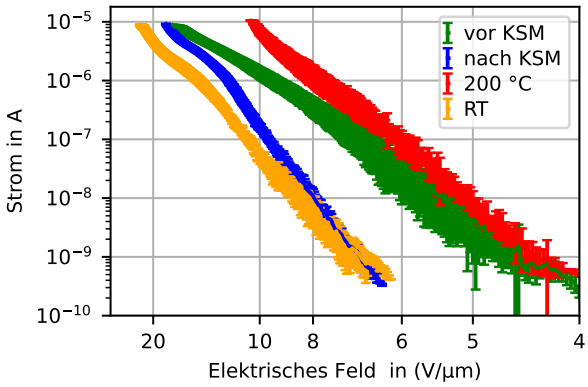


Abbildung 7.6: In Millikan-Lauritsen-Koordinaten sind Mittelwerte der Strom-Feld-Kennlinien für ein p-dotiertes S-FEA dargestellt. Die einzelnen Kennlinien wurden vor (grün) und nach (blau) einer 10 h Konstantstrommessung bei 10 µA, während dem Heizen auf 200 °C (rot) und nach dem Heizen wieder bei Raumtemperatur (orange) aufgenommen. Die Messungen wurden alle bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-5}$ mbar durchgeführt.

wie bei der initialen Messung. Die nötige Feldstärke für 10 µA ist mit 10,4 V/µm die geringste gemessene für diesen Emitter. Die Feldverschiebung beim Einsetzen der Emission zwischen der geheizten und der Messung nach der Konstantstrommessung könnte wieder durch eine geringere Adsorbatbedeckung der Oberfläche, durch die gesteigerte Desorptionsrate während der geheizten Messung, erklärt werden. Auch die Aktivierung von bislang inaktiven Emissionsspitzen durch Desorption könnte wieder eine Rolle spielen. Die Feldverschiebung bei 10 µA allerdings wird durch die thermische Generation von Elektronen im Bulkmaterial bzw. der Emitterspitzen hervorgerufen. Somit verschwindet die für p-dotiertes Silizium typische Sättigung und es kann ein Emissionsverhalten wie bei n-dotiertem Silizium beobachtet werden.

Die bei Raumtemperatur aufgenommene Kennlinie zeigt, verglichen zur Kennlinie nach der Konstantstrommessung, eine Feldverschiebung zu höheren Feldern im oberen Bereich der Kennlinie, in dem noch keine Sättigung auftritt. Zu kleineren Emissionsströmen hin wird diese Verschiebung immer weniger ausgeprägt, wodurch für beide Kennlinien eine ähnliche Einsatzfeldstärke von ca. 6,3 V/µm zu erkennen ist. Für einen Emissionsstrom von 10 µA, bei dem eine Sättigung zu erkennen ist, kann eine Erhöhung des nötigen Feldes um 5,8 V/µm auf 23,7 V/µm gemessen werden.

Im Gegensatz zum Verhalten des n-dotierten FEAs zeigt das p-dotierte FEA somit eine zusätzliche Degradation nach dem geheizten Betrieb. Für den Sättigungsbereich könnte dies durch eine geringere Adsorbatbedeckung und den daraus resultierenden geringen Generationsstrom an der Oberfläche (siehe Unterabschnitt 5.3.2) erklärt werden.

Um auch beim p-dotierten FEA das Verhalten der Kennlinien genauer untersuchen zu können, sind in Abbildung 7.7 zwei REM-Aufnahmen von verschieden betriebenen S-FEAs dargestellt. In Abbildung 7.7 a) ist das FEA dargestellt, das vor und nach der Konstantstrommessung eine Kennlinienmessung durchlaufen hat. In Abbildung 7.7 b) ist das FEA nach den Messungen dargestellt, welches für die in Abbildung 7.6 dargestellten Kennlinienmessungen und die zusätzliche Konstantstrommessung verwendet wurde.

Im Gegensatz zu dem n-dotierten FEA in Abbildung 7.5 a) weist das p-dotierte FEA in Abbildung 7.7 a) keine signifikante Zerstörung von Spitzen auf. Somit kann die Verschiebung der Einsatzfeldstärke während der Konstantstrommessung nicht durch eine Degradation der Emitterspitzen verursacht werden. Allerdings könnten Nanoausbuchtungen [155, 156] welche in REM-Aufnahmen nur begrenzt beobachtbar währen, während der Konstantstrommessung durch den Emissionsstrom zerstört werden. Diese können wenn Emitter nicht mit einem Feld

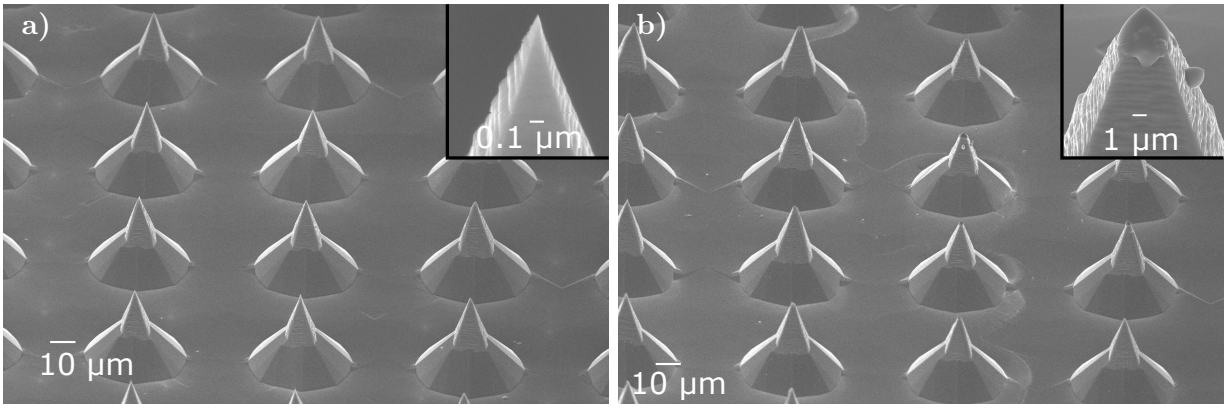


Abbildung 7.7: Rasterelektronenmikroskopaufnahme von zwei p-dotierten S-FEAs nach 10 h Konstantstrommessung bei 10 µA. Das FEA in a) wurde nur auf Raumtemperatur elektrisch vermessen, das FEA in b) wurde nach der Kennlinie nach der Konstantstrommessung für eine Kennlinie bei 200 °C betrieben. In den beiden eingefügten Bildern, sind einzelne Spitzen des jeweiligen FEAs in höherer Vergrößerung gezeigt.

oder thermisch behandelt wurden vorhanden sein [47]. Ein anderes Bild zeigt sich jedoch bei der Betrachtung des in b) gezeigten geheizten FEAs, wo eindeutig mehr geschmolzene und abgerundete Spitzen zu erkennen sind als in der Teilabbildung des nicht geheizten FEAs (a)). Somit kann der geringere Emissionsstrom, der Raumtemperaturmessung verglichen mit der Messung nach der Konstantstrommessung, im nicht gesättigten Bereich der Kennlinie durch eine Verringerung des Feldüberhöhungsfaktors erklärt werden.

Das n-ähnliche ungesättigte Emissionsverhalten des geheizten p-dotierten FEAs könnte diese Veränderung hervorrufen. Scharfe Spitzen, die normalerweise durch die Selbstlimitierung bei Raumtemperatur vor zu hohen Stromdichten geschützt werden, verlieren beim Heizen diese Limitierung und können dadurch wie n-dotierte Emitterspitzen durch Elektromigration [144] oder Schmelzen [143] zerstört werden. Vor allem könnte das Heizen eine erste n-ähnliche Konditionierung der Spitzen ermöglichen, wodurch die Degradation beobachtbar wird. Somit könnte das höhere Einsatzfeld nach dem Heizen durch Schmelzen der Spitzen hervorgerufen werden. Dieses Schmelzen tritt während der Kennlinienmessung bei Raumtemperatur nach der geheizten Kennlinie und nicht während der Konstantstrommessung oder der Kennlinie vor dem Heizschritt auf. Momentan ist noch nicht geklärt, warum das Schmelzen nicht während des Heizens auftritt.

Die Degradationsmechanismen die während der Konstantstrommessung auftreten sind demnach für p-dotierte FEAs nicht durch geheizten Betrieb reversibel. Ob die Verschiebung der Einsatzfeldstärke während der Konstantstrommessung von der Zerstörung von Nanoausbuchtungen auf der Oberfläche kommt, könnte durch Betrachtung der Emitterspitzen vor und nach der Konstantstrommessung im Rastertunnelmikroskop untersucht werden. Um zu klären, wann genau das Schmelzen der Emitterspitzen auftritt, könnten ortsaufgelöste Messungen kombiniert mit Betrachtung der aktiven Emitterspitzen nach der Messung im REM durchgeführt werden. Alternativ könnte die Betrachtung der jeweils aktiven Emitterspitzen auch wieder im Rastertunnelmikroskop stattfinden. Wegen der beobachtbaren Degradation der Emitterspitzen nach dem geheizten Betrieb sollten p-dotierte FEAs nur in den Bereichen eingesetzt werden, bei denen eine starke Aufheizung des Substrates auszuschließen ist. Um weiter zu untersuchen, bei welcher Temperaturerhöhung das Aufschmelzen der Emitterspitzen zu beobachten ist, könnte die hier durchgeführte Messung bei verschiedenen Temperaturen wiederholt werden.

7.5 Einfluss einer Temperaturbehandlung auf die Lebensdauer von Feldemitterstrukturen

Im vorherigen Kapitel wurde wie auch schon in der Literatur (siehe [75]) gezeigt, dass die elektrischen Eigenschaften nach dem Betrieb des FEAs bei erhöhtem Restgasdruck ($\geq 1 \cdot 10^{-5}$ mbar) durch Ausheizen während des Betriebs teilweise wieder regeneriert werden können. In diesem Abschnitt soll getestet werden, welcher Anteil der Degradation der Emitter beispielsweise bei mehreren Konstantstrommessungen mit Regeneration zwischen den einzelnen Konstantstrommessungen regenerierbar bleibt.

Dafür werden n-dotierte M-FEAs mit einem spezifischen Widerstand von 10-20 $\Omega \cdot$ cm wie in Abbildung 7.8 zu sehen ist betrieben. Hierbei wird eine Kennlinienmessung bei Raumtemperatur, dann eine Konstantstrommessung und anschließend nochmal eine Kennlinienmessung bei Raumtemperatur durchgeführt, um zunächst die Degradation des Emitters während der Konstantstrommessung zu ermitteln. Anschließend wird eine weitere Kennlinie des Emitters bei einer Temperatur von 170 °C aufgenommen und im Anschluss die ganze Prozedur mehrmals wiederholt. Die geheizte Kennlinie wird durchgeführt, um die Oberfläche des Emitters von Adsorbaten zu befreien [75]. Mithilfe der darauf folgenden Kennlinie bei Raumtemperatur wird dann die Regeneration des Emitters während des Ausheizens gemessen. Für eine Messung sind die Dauer der Konstantstrommessung und der Emissionsstrom fest gewählt. Um zu evaluieren, ob der Einfluss der Temperaturbehandlung für verschiedene Emissionsströme unterschiedlich ist, werden die Messungen bei Emissionsströmen von 1 µA und 10 µA durchgeführt. Durch die Variation der Dauer der Konstantstrommessung zwischen 1 h und 10 h soll untersucht werden, ob sich die Dauer der Konstantstrommessung auf den Einfluss der Temperaturbehandlung auswirkt. Um zu untersuchen, in wie weit die Regeneration der Emitter durch das Ausheizen bestehen bleibt, werden noch Messungen mit einer Dauer von 10 h für die Konstantstrommessung bei den Emissionsströmen von 1 µA und 10 µA ohne die geheizte Kennlinie (4. in Abbildung 7.9) und ohne die zweite Kennlinienmessung (3. in Abbildung 7.9) durchgeführt.

In Abbildung 7.9 a) ist die akkumulierte Feldverschiebung für alle Messungen dargestellt, wobei zur Berechnung die Kennlinien der Messungen verwendet werden. Dafür werden zunächst an die gemittelten Kennlinien Fowler-Nordheim Kurven angepasst. Bei diesen Kurven wird an 21 über den gesamten Strombereich der Kennlinie verteilten Punkten die Feldverschiebung ermittelt und gemittelt. Dieser Mittelwert wird dann für die einzelnen Messdauern aufsummiert. Die Messdauern ergeben sich aus den aufsummierten Dauern der Konstantstrommessungen. Die akkumulierte Feldverschiebung bezieht sich somit immer auf die Veränderung zur initialen Kennlinie hin und die einzelnen Messpunkte sind durch Geraden miteinander verbunden. Die

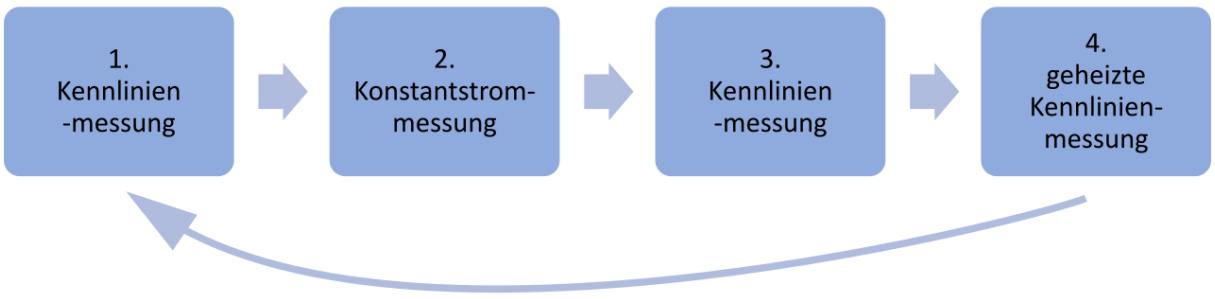


Abbildung 7.8: Der Ablauf der Messroutine zur Untersuchung des Einflusses einer Temperaturbehandlung auf die Lebensdauer von Feldemitterstrukturen ist dargestellt. Zunächst wird eine Kennlinienmessung, dann eine Konstantstrommessung, dann wieder eine Kennlinienmessung und zum Schluss noch eine geheizte Kennlinienmessung durchgeführt. Im Anschluss wird die ganze Prozedur wiederholt.

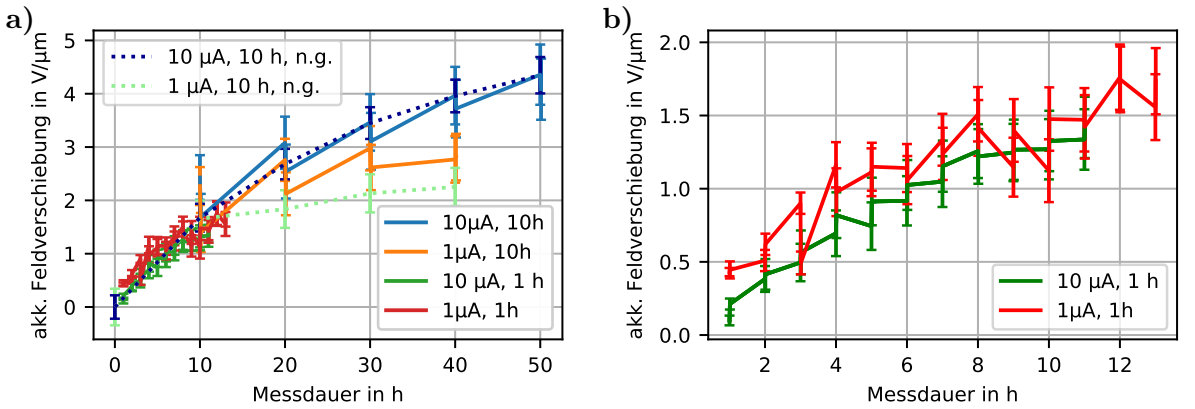


Abbildung 7.9: In a) ist die akkumulierte Feldverschiebung für verschiedene Emitter in verschiedenen Betriebsmodi dargestellt. Die FEAs wurden dabei mit Konstantstrommessungen zwischen den Sweeps für 1 h bzw. 10 h betrieben, wobei die Emissionsströme auf 1 µA und 10 µA geregelt wurden. Ein Teil der FEAs wurde nach jeder Kennlinie die direkt im Anschluss an eine Lebensdauermessung aufgenommen wurde bei einer weiteren Kennlinie geheizt betrieben, um eine mögliche Regeneration der Eigenschaften des FEAs zu untersuchen. Die Messungen bei den beiden Emissionsströmen mit 10 h Dauer für die Konstantstrommessung die nicht geheizt betrieben wurden, sind zusätzlich mit n.g. gekennzeichnet. In b) ist die akkumulierte Feldverschiebung für die beiden Messungen bei Emissionsströmen von 1 µA und 10 µA mit einer Dauer der Konstantstrommessung von 1 h dargestellt. Die Messdauer auf den x-Achsen bezieht sich auf die akkumulierte Dauer aus den Konstantstrommessungen.

beiden Graphen der einstündigen Konstantstrommessung sind in Abbildung 7.9 b) zur besseren Übersichtlichkeit noch einmal für einen kleineren Zeitraum dargestellt. Hier ist ein nahezu deckungsgleicher Verlauf zu erkennen. Nach 10 h Betrieb (siehe Abbildung 7.9 a)) besitzen beide 1 h Messungen ähnliche akkumulierte Feldverschiebungswerte wie die 10 h Messungen nach dem ersten Ausheizen. Dieses Ergebnis zeigt, dass die Eigenschaften bzw. die Lebensdauer der FEAs durch mehrmaliges Ausheizen nicht maßgeblich verlängert werden können. Dies wird des Weiteren dadurch deutlich, dass die akkumulierte Feldverschiebung durch das Heizen des FEAs während der Kennlinie nicht immer abnimmt. Außerdem zeigt sich, dass die unterschiedlichen Emissionsströme in den ersten 10 h zu keiner unterschiedlichen Degradation nach der ersten Kennlinie führen. Abgesehen von der letzten 1 µA Messung wird die akkumulierte Feldverschiebung bei den 10 h Messungen mit Ausheizen immer reduziert. Die Werte der 10 µA Messung liegen erst nach 20 h Messdauer höher als die der 1 µA, was wieder zum deckungsgleichen Verlauf der Feldverschiebung bei den beiden Emissionsströmen in Abbildung 7.9 b) passt. Somit degradiert das FEA bei der 10 µA Messung erst nach einer gewissen Zeit schneller als das bei 1 µA betriebene. Dies könnte an einer initial höheren Degradierung der Emitter durch die erste Kennlinie hervorgerufen werden. Dadurch werden, wie schon in Abschnitt 6.2 erklärt, bei höherem Emissionsstrom und somit höherer Extraktionsspannung mehr Emitter aktiviert bzw. die Emitterspitzen mit dem höchsten Aspektverhältnissen bereits zerstört. Ein ähnliches Verhalten lässt sich bei den nicht geheizten (im Diagramm mit “n.g.“ gekennzeichnet) 10 h Messungen beobachten. Des Weiteren liegen die Werte der ungeheizten 10 µA Messung im Bereich der Werte der geheizten Messung. Für die 1 µA Messungen liegen die Werte der ungeheizten Messung sogar unterhalb von den geheizten Messwerten. Beides lässt wieder darauf schließen, dass der Ausheizschritt zwar, wie bereits in [75] beschrieben, eine Verbesserung der Emissionseigenschaften bewirkt, diese aber auf lange Sicht gesehen nicht zur Erhöhung der Lebensdauer für die hier gezeigten FEAs beiträgt. Demnach muss der langfristige Degradationsmechanismus bei konstantem Emissionsstrom unabhängig von der durch das Ausheizen während der Kennlinie reversiblen Degradation sein. Dies führt zu dem Schluss, dass die Degradation im hier messbaren Bereich

vom Emissionsstrom dominiert wird. Ob Adsorbate, die möglicherweise durch den Ausheizschritt während des Betriebs nicht entfernt werden können, zur Degradation der FEAs beitragen, soll im Abschnitt 7.6 untersucht werden.

Für jeden Emissionsstrom und jede Dauer wurde hier nur eine Messung durchgeführt. Zur Verbesserung und zur Berücksichtigung von möglichen Schwankungen könnten die einzelnen Messungen jedoch mehrmals wiederholt werden. Da allerdings die sechs durchgeführten Messungen alle ähnliche Ergebnisse aufweisen, wird nicht davon ausgegangen, dass das Ergebnis der Messung, durch die wiederholte Durchführung, maßgeblich beeinflusst werden würde.

7.6 Einfluss von chemischen Oberflächenbehandlungen auf die elektrischen Eigenschaften von Feldemitterstrukturen

Nachdem im vorherigen Kapitel durch die Temperaturbehandlung während der Kennlinienmessung keine bleibende Regeneration der FEAs erreicht wurde, soll hier untersucht werden, ob anderweitige Oberflächenbehandlungen die Lebensdauer der FEAs verbessern können. Dafür werden chemische Oberflächenbehandlungen wie z. B. ein HF-Dip, ein RCA-Reinigungsschritt oder aber auch ein Sauerstoffplasma auf ihren Einfluss auf die elektrischen Langzeiteigenschaften der Proben untersucht. Das Substrat für alle hier gemessenen Emitter besitzt einen spezifischen Widerstand von 10-20 $\Omega \cdot$ cm.

7.6.1 Einfluss einer Fluorwasserstoff-Behandlung auf das Langzeitverhalten von Feldemitterstrukturen

Mittels Fluorwasserstoff-Behandlung (HF-Behandlung) kann wie bereits in Unterabschnitt 3.2.1 beschrieben die Oberfläche von Silizium vom Oxid befreit werden. Das Oxid wächst während der Lagerung der FEAs auf der gesamten Oberfläche [121, 122]. Durch die Entfernung des Oxides könnten somit ggf. auch die Adsorbate entfernt werden, welche sich während des Betriebs des FEAs auf der Oberfläche sammeln. Deshalb soll in diesem Abschnitt der Einfluss einer HF-Behandlung auf die Kennlinie und die Lebensdauer eines n-dotierten S-FEAs untersucht werden.

Um die HF-Behandlung mit der Temperaturbehandlung vergleichen zu können, wird der Emitter analog zu Abschnitt 7.5 (siehe Abbildung 7.8) betrieben. Dazu wird mit dem Emitter eine Kennlinie bei Raumtemperatur, dann eine Konstantstrommessung mit einer Dauer von 10 h, dann wieder eine Kennlinie bei Raumtemperatur und abschließend noch eine Kennlinie bei 170 °C durchgeführt. Der dabei eingestellte Regelstrom beträgt immer 10 µA. Diese Prozedur wird hier dreimal wiederholt und abschließend noch eine Kennlinie bei Raumtemperatur aufgenommen, um die letzte Regeneration durch die geheizte Kennlinie zu bestimmen. Direkt im Anschluss wird dann die HF-Behandlung durchgeführt. Dazu wird das FEA bei Raumtemperatur für 1 min in 1 % HF-Säure getaucht und anschließend 3 min mit DI-Wasser gespült. Im Anschluss daran wird das FEA wieder im Messaufbau eingebaut und es werden noch drei Kennlinien gemessen, wobei nach der ersten und der zweiten Kennlinie jeweils eine Konstantstrommessung mit einer Dauer von 10 h durchgeführt wird.

In Abbildung 7.10 a) sind einige ausgewählte gemittelte Kennlinien, die während der Messung aufgenommen wurden, in einem Millikan-Lauritsen-Diagramm dargestellt. Um die Messung chronologisch leichter nachvollziehen zu können, ist in Abbildung 7.10 b) die akkumulierte Feldverschiebung über der Messdauer und die Zeitpunkte bei denen die in a) gezeigten Kennlinien aufgenommen wurden dargestellt. Die initiale Kennlinie vor der ersten Konstantstrommessung bildet für die akkumulierte Feldverschiebung den Ausgangswert. Die Erhöhung der akkumulierten Feldverschiebung ist hier jedes mal auf die Konstantstrommessung und die Verringerung auf den Ausheizschritt während der Kennlinienmessung zurückzuführen. Es kann

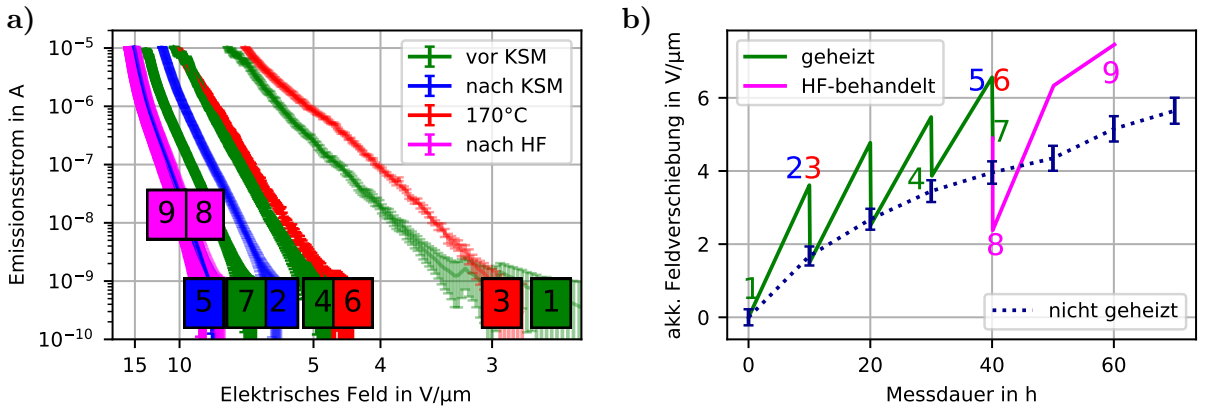


Abbildung 7.10: In a) sind ausgewählte gemittelte Kennlinien während der Messung in einem Millikan-Lauritsen-Diagramm dargestellt. Zusätzlich sind die Kennlinien noch in ihrer jeweiligen Farbe nummeriert. Zu welchem Zeitpunkt der Messreihe die Kennlinien aufgenommen wurden ist in b) wieder mit der Nummerierung in derselben Farbe eingezeichnet. Die erste Kennlinienmessung (vor KSM) wurde dabei vor der ersten Konstantstrommessung durchgeführt. Nach jeder Konstantstrommessung wurde zunächst eine Kennlinie bei Raumtemperatur (nach KSM) und dann eine geheizte Kennlinie (170 °C) durchgeführt. Nach dem vierten Durchlauf mit Heizen, wurde die HF-Behandlung des FEAs durchgeführt und anschließend nur noch eine Kennlinie zwischen den Konstantstrommessungen aufgenommen. Zusätzlich ist in b) die akkumulierte Feldverschiebung in Bezug auf die initiale Kennlinie und zum Vergleich die akkumulierte Feldverschiebung der nicht geheizten Messung bei 10 µA aus Abbildung 7.9 dargestellt.

eine weitere Verringerung der Feldverschiebung durch die HF-Behandlung der Probe beobachtet werden. Allerdings befindet sich die Feldverschiebung schon nach 20 h Messdauer nach der HF-Behandlung wieder bei Werten, die auch ohne HF-Behandlung erwartet worden wären. Somit ist die HF-Behandlung zwar eine Möglichkeit, das Emissionsverhalten eines Emitters kurzzeitig zu verbessern, langfristig sind die Auswirkungen auf die Lebensdauer jedoch nur geringfügig bzw. hier nicht messbar.

Durch die Entfernung des Oxids und somit von allen Ablagerungen auf der Oberfläche kann die Austrittsarbeit des Emitters reduziert [75, 145, 157] und unter Umständen eine Reduzierung des Spitzenradius der verbleibenden Spitzen erfolgen [3, 158–160]. Da während der Messung auch Emitterspitzen zerstört werden (siehe Abbildung 7.5), können die initialen Emissionseigenschaften des Emitters nicht mehr hergestellt werden. Durch die erneute Belegung der Oberfläche mit Adsorbaten, welche nach Abschnitt 7.5 schon während der 10 h dauernden Konstantstrommessung geschieht, nimmt die Feldverschiebung schnell wieder die Werte von vor der HF-Behandlung an. Des Weiteren könnte eine schnelle Degradation der Emitterspitzen durch die mögliche Verringerung des Spitzenradius auftreten. Diese könnte aus der damit einhergehenden Erhöhung des Emissionsstromes für einzelne Emitterspitzen und dem somit erhöhten Ionenbombardement erklärt werden.

Daher und auch da die Behandlung einer Oberfläche mit HF nur unter Einhalten von verschiedensten Sicherheitsvorkehrungen möglich ist, ist dieser Regenerationsschritt keine Möglichkeit, die Lebensdauer eines Emitters, der z. B. für eine Elektronenquelle eingesetzt wird, zu vergrößern.

7.6.2 Einfluss eines RCA-Reinigungsschrittes vor der HF-Behandlung auf das Langzeitverhalten von Feldemitterstrukturen

Seit etwa 1970 wird der RCA-Reinigungsschritt in der Halbleiterindustrie eingesetzt, um Waferoberflächen von Partikeln, organischen und metallischen Verunreinigungen zu befreien [90]. Da die Degradation der Emissionseigenschaften der vermessenen FEAs teilweise auf Adsorbate zurück-

zuführen ist (siehe Abschnitt 7.4 ff.), soll hier überprüft werden, ob eine zusätzliche Reinigung der Oberfläche vor der HF-Behandlung mit dem RCA-Reinigungsschritt einen Effekt auf die Regeneration eines FEAs zeigt. Dazu werden zunächst wieder Kennlinien und Konstantstrommessungen bei Raumtemperatur durchgeführt. Da in Abschnitt 7.5 festgestellt wurde, dass die geheizten Kennlinien während der Messung keinen langfristigen Effekt auf die Emissionseingenschaften besitzen, wurde hier auf das Heizen zwischen den Konstantstrommessungen verzichtet. Alle Messungen wurden mit einem Regelstrom von 10 µA durchgeführt. Nach 80 h Betrieb des FEAs wurde dieses nach einer abschließenden Kennlinie mit dem RCA-Reinigungsschritt behandelt. Dabei wird wie schon in Unterabschnitt 3.2.1 beschrieben das FEA zunächst bei 80 °C für 10 min in die RCA 1 Mischung mit $H_2O : NH_3 : H_2O_2$ im Mischungsverhältnis 5 : 1 : 1 getaucht. Direkt im Anschluss wird das FEA wieder bei 80 °C für 10 min in die RCA 2 Mischung, mit $H_2O : HCl : H_2O_2$ wieder im Mischungsverhältnis 5 : 1 : 1 getaucht [90]. Nach dem RCA-Reinigungsschritt wird eine HF-Behandlung durchgeführt, um das chemische Oxid zu entfernen, welches während des Reinigungsschrittes wächst. Dafür wird das FEA bei Raumtemperatur für 1 min in 1 % HF-Säure getaucht und anschließend 3 min mit DI-Wasser gespült.

In Abbildung 7.11 a) sind ausgewählte gemittelten Kennlinien, die während der Messung aufgenommen wurden, in einem Millikan-Lauritsen-Diagramm dargestellt. Um die Messung wieder chronologisch leichter nachvollziehen zu können, ist in Abbildung 7.11 b) die akkumulierte Feldverschiebung über der Messdauer und die Zeitpunkte bei denen die in a) gezeigten Kennlinien aufgenommen wurden dargestellt. Auch hier wurde wieder die initiale Kennlinie aus Abbildung 7.11 a) als Ausgangswert für die akkumulierte Feldverschiebung verwendet. Es ist wieder eine stetige Steigerung der akkumulierten Feldverschiebung für die ungeheizte Messung zu erkennen. Durch die Behandlung des FEAs mit dem RCA-Reinigungsschritt und der anschließenden HF-Behandlung geht die Feldverschiebung auf ca. 0,8 V/µm zurück, was der initialen Kennlinie sehr nahe kommt. Bei der folgenden 10 h Messung nimmt die Feldverschiebung allerdings schon wieder, ähnlich zur Messung nach HF-Behandlung in Abbildung 7.10 zu. Da bei der Messung

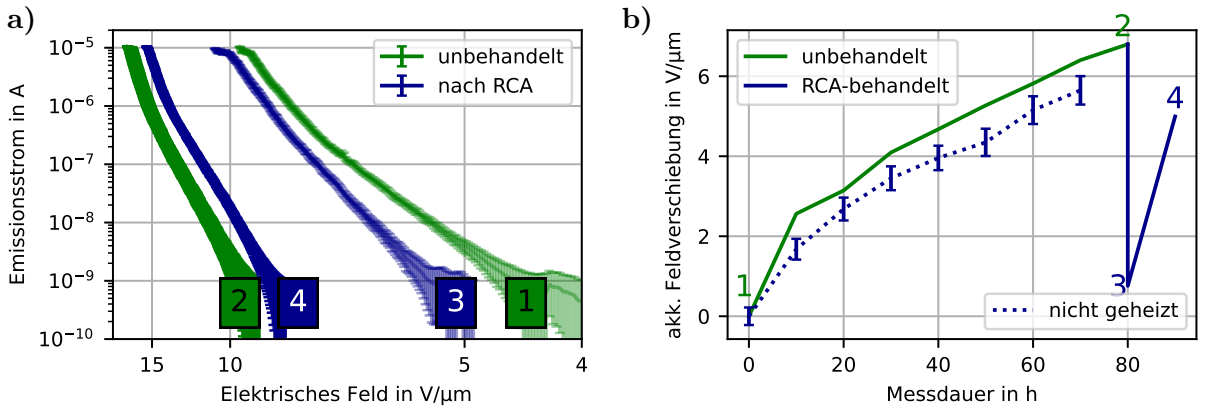


Abbildung 7.11: In a) sind ausgewählte gemittelte Kennlinien während der Messung in einem Millikan-Lauritsen-Diagramm dargestellt. Zusätzlich sind die Kennlinien noch in ihrer jeweiligen Farbe nummeriert. Zu welchem Zeitpunkt der Messreihe die Kennlinien aufgenommen wurden ist in b) wieder mit der Nummerierung in derselben Farbe eingezeichnet. Die erste Kennlinienmessung wurde dabei vor der ersten Konstantstrommessung durchgeführt. Nach jeder Konstantstrommessung wurde im weiteren Verlauf eine Kennlinie aufgenommen. Die letzte Kennlinie vor dem RCA-Reinigungsschritt ist dann wieder in einem dunkleren grün dargestellt. Die Kennlinien nach dem RCA-Reinigungsschritt sind in blau aufgetragen. Zusätzlich ist in b) die akkumulierte Feldverschiebung in Bezug auf die initiale Kennlinie und zum Vergleich die akkumulierte Feldverschiebung der nicht geheizten Messung bei 10 µA aus Abbildung 7.9 dargestellt.

mit HF-Behandlung nach einer weiteren Konstantstrommessung kein Einfluss der Behandlung mehr messbar war, wird hier kein weiterer Messschritt durchgeführt.

Somit kann hier beobachtet werden, dass die Reinigung mittels RCA-Reinigungsschritt vor der Behandlung der Emitteroberfläche mit HF keinen entscheidenden Vorteil für die Lebensdauer eines Emitters erbringt. In diesem Abschnitt wie auch in Unterabschnitt 7.6.1 konnte nicht festgestellt werden, ob die kurzzeitige Verbesserung der Emissionseigenschaften durch die Entfernung von Adsorbaten oder durch die Entfernung des Oxides verursacht wurde. Aus diesem Grund soll im nächsten Abschnitt untersucht werden, ob mit Reinigungsschritten die das Oberflächenoxid nicht beeinflussen eine Verbesserung der Emissionseigenschaften erzielt werden kann.

7.6.3 Einfluss eines Sauerstoffplasmas und eines Piranha Reinigungsschrittes auf das Langzeitverhalten der Feldemitterstrukturen

Standardmäßig werden in der Halbleiterindustrie Photolacke mit Sauerstoffplasma [161, 162] oder nasschemischen Reinigungsverfahren wie z. B. dem Piranha-Reinigungsschritt [163, 164] entfernt. Anders als beim RCA Reinigungsverfahren bleibt ein bestehendes Oberflächenoxid durch diese beiden Behandlungen nahezu unbeeinflusst.

In diesem Abschnitt soll jetzt zunächst untersucht werden, ob eine Behandlung des FEAs mit Sauerstoffplasma eine Regeneration der Kennlinie ermöglicht. Damit wieder ein Vergleich der Regeneration durch die Reinigungsmethode mit dem Ausheizen ermöglicht wird, wird das FEA analog zu Abschnitt 7.5 (siehe Abbildung 7.8) betrieben. Die Prozedur wurde dafür fünfmal wiederholt und abschließend nach dem letzten geheizten Betrieb noch eine Kennlinie bei Raumtemperatur aufgenommen. Anschließend wurde das FEA für 5 min bei einer Plasmaleistung von 70 % der Maximalleistung und einem Sauerstoffpartialdruck von 0,3 mbar in einem Sauerstoffverascher der Marke Diener (vom Typ „Atto“) mit einem Sauerstoffplasma behandelt. Nach vier weiteren Kennlinienmessungen, wobei zwischen den Kennlinienmessungen jeweils eine Konstantstrommessung durchgeführt wurde, wird das FEA mit einem Piranha-Reinigungsschritt behandelt. Dafür wird H_2SO_4 und H_2O_2 im Mischungsverhältnis 2 : 1 gemischt und auf 110 °C erhitzt. Der Emitter wird dann für 11 min in die Mischung getaucht und anschließend für 3 min mit DI-Wasser gespült. Danach werden wieder vier Kennlinienmessungen mit Konstantstrommessung dazwischen durchgeführt.

In Abbildung 7.12 a) sind wieder ausgewählte gemittelten Kennlinien, die während der Messung aufgenommen wurden, in einem Millikan-Lauritsen-Diagramm dargestellt. Um die Messung wieder chronologisch leichter nachvollziehen zu können, ist in Abbildung 7.12 b) die akkumulierte Feldverschiebung über der Messdauer und die Zeitpunkte bei denen die in a) gezeigten Kennlinien aufgenommen wurden dargestellt. Auch hier wurde wieder die initiale Kennlinie vor der ersten Konstantstrommessung als Ausgangswert für die akkumulierte Feldverschiebung verwendet. Da sich die akkumulierte Feldverschiebung durch die Sauerstoffplasmabehandlung nicht beeinflussen lässt, kann durch die Sauerstoffplasmabehandlung keine Regeneration der Kennlinie herbeigeführt werden. Für die akkumulierte Feldverschiebung nach dem Piranha-Reinigungsschritt gilt das Selbe, weshalb auch hier keine Regeneration der Kennlinie herbeigeführt werden kann. Da durch Sauerstoffplasmabehandlung und einen Piranha-Reinigungsschritt organische Verunreinigungen entfernt werden, kann davon ausgegangen werden, dass die Degradation nicht durch organische Verunreinigungen hervorgerufen wird. Um auszuschließen, dass die fehlende Regeneration bei den beiden Behandlungen durch das FEA bedingt ist, wird das FEA noch einer HF-Behandlung wie in Unterabschnitt 7.6.1 unterzogen. Anschließend werden noch einmal drei Kennlinien mit Konstantstrommessungen zwischen den Kennlinienmessungen durchgeführt. Hier kann jetzt wie in Unterabschnitt 7.6.1 eine kurzzeitige Regeneration der Kennlinie beobachtet werden. Dadurch kann festgehalten werden, dass weder eine Behandlung mit einem Sauerstoff-

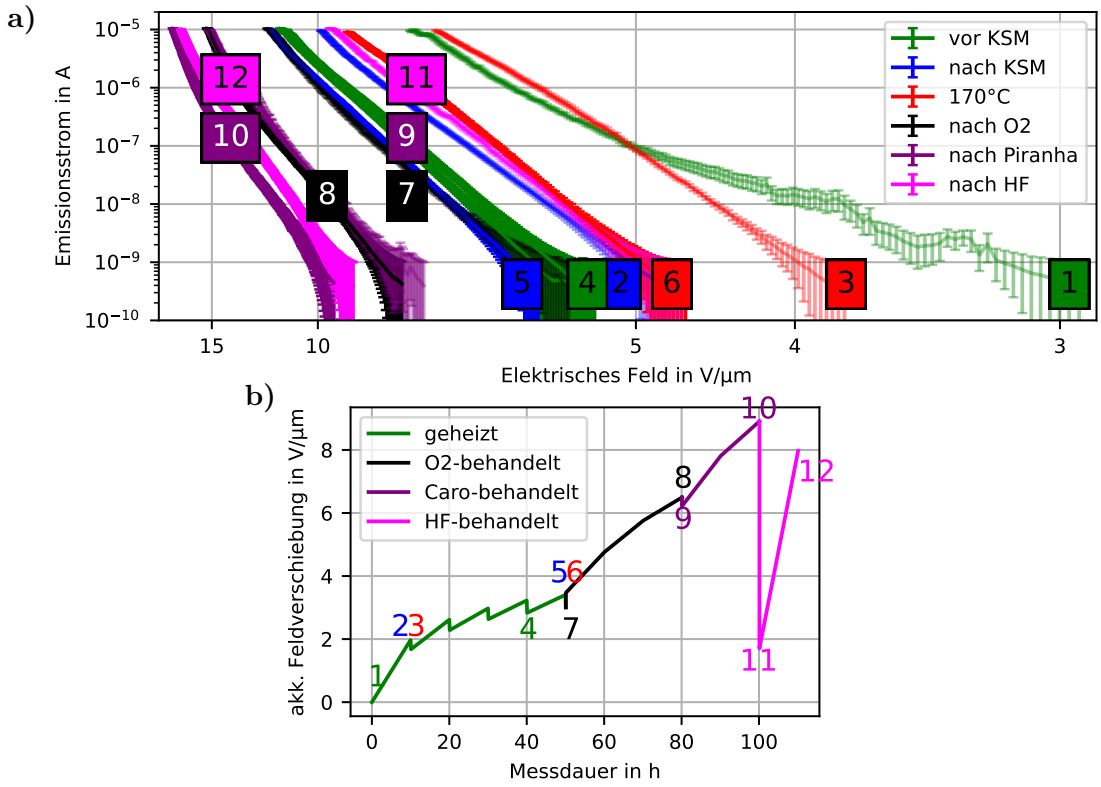


Abbildung 7.12: In a) sind ausgewählte gemittelte Kennlinien (jeweils die erste und letzte) während der Messung in einem Millikan-Lauritsen-Diagramm dargestellt. Zusätzlich sind die Kennlinien noch in ihrer jeweiligen Farbe nummeriert. Zu welchem Zeitpunkt der Messreihe die Kennlinien aufgenommen wurden ist in b) wieder mit der Nummerierung in derselben Farbe eingezeichnet. Die erste Kennlinie (vor KSM) wurde dabei vor der ersten Konstantstrommessung durchgeführt. Nach jeder Konstantstrommessung wurde zunächst eine Kennlinie bei Raumtemperatur (nach KSM) und dann eine geheizte Kennlinie (170 °C) durchgeführt. Die ausgewählten Kennlinien nach der Sauerstoffbehandlung (nach O2) sind in schwarz, die nach dem Piranha-Reinigungsschritt (nach Piranha) in lila und die nach der HF-Behandlung in pink dargestellt. Zusätzlich ist in b) die akkumulierte Feldverschiebung in Bezug auf die initiale Kennlinie dargestellt. Hier ist auch wieder farblich der verlauf nach der jeweiligen Behandlung gekennzeichnet.

plasma noch eine Behandlung mit einem Piranha-Reinigungsschritt zur Regeneration der Emissionseigenschaften eines Emitters beitragen können. Somit kann ebenfalls ausgeschlossen werden, dass die Veränderung der Emissionseigenschaften von organischen Verunreinigungen auf der Oberfläche hervorgerufen werden.

7.6.4 Erkenntnisse aus den chemischen Oberflächenbehandlungen der Feldemitterstrukturen

Abschließend lasst sich zusammenfassen, dass durch die beiden Behandlungsmethoden bei denen organische Verunreinigungen von der Oberfläche entfernt werden sollten (Piranha-Reinigungsschritt und Sauerstoffplasma), keine Verbesserung der Emissionseigenschaften erreicht wurden. Somit kann darauf geschlossen werden, dass auch die kurzzeitigen Veränderungen der Emissionseigenschaften nicht von organischen Verunreinigungen verursacht werden. Zusätzlich zeigt die jeweilige Behandlung der FEAs mit HF-Lösung, dass eine Entfernung der nativen Oxidschicht auf den FEAs und somit die Entfernung aller Adsorbate zur unmittelbaren Verbesserung der Emissionseigenschaften führt.

Allerdings erreicht auch bei allen mit HF behandelten Proben die akkumulierte Feldverschiebung nach 10-20 h wieder die Feldverschiebung der nicht geheizten Probe. Dies lässt darauf schließen, dass der langfristige Degradationsmechanismus nahezu unabhängig von den Adsorbaten auf der Oberfläche eines FEAs ist.

7.7 Änderung der Tunnelwahrscheinlichkeit von Feldemitterstrukturen durch Oxidbeschichtung

Es soll getestet werden, ob eine Oxidbeschichtung die Emitter unempfindlicher gegenüber Adsorbaten auf der Emissionsfläche oder sonstigen Umwelteinflüssen macht. Dafür wird auf einem FEA nach der nasschemischen Strukturierung der Spitzen ein etwa 8 nm dickes Trockenoxid aufgewachsen. Das Oxid wird in der rapid thermal processing Anlage "RTP-100" von Unitemp aufgewachsen. Dabei wird in einem ersten Schritt die Kammer mit den eingelegten Proben mit 2 ln/min (Standardliter pro Minute) N_2 für 120 s gespült. Anschließend wird die Prozesskammer mit 40 K/s auf 1000 °C aufgeheizt, wobei weiterhin mit 2 ln/min N_2 gespült wird. Das SiO_2 wird dann für 200 s bei 1000 °C mit einem Fluss von 0,5 ln/min O_2 aufgewachsen und anschließend mit einer Abkühlrate von 40 K/s bei einem Fluss von 3 ln/min N_2 abgekühlt. Da bei einer ersten Messung mit der maximalen Extraktionsspannung von 1500 V der Emissionsstrom von 10 µA nicht erreicht wurde, wird für Messungen in diesem Teilabschnitt ein Emissionsstrom von 1 µA gewählt. Eine Kennlinienmessung vor und nach einer Konstantstrommessung bei 1 µA ist in Abbildung 7.13 zu sehen. Nach einer Betriebszeit von 163 min konnte der Emissionsstrom von 1 µA mit der Extraktionsspannung von 1500 V nicht mehr aufrecht erhalten werden, weshalb die Konstantstrommessung abgebrochen und eine letzte Kennlinie (nach KSM) aufgenommen wurde. Um zu untersuchen, ob die Degradation des Emitters reversibel ist, wurde eine weitere Kennlinie des Emitters bei 170 °C durchgeführt. Die anschließende Konstantstrommessung wurde bereits nach 23 min wegen zu geringem Emissionsstrom wieder abgebrochen. Dadurch dass das FEA nach der geheizten Kennlinienmessung den Emissionsstrom von 1 µA wieder liefern konnte, ist die Degradation somit teilweise reversibel und auch im Fall eines mit Oxid bedeckten FEAs teilweise auf eine Adsorbatbelegung der Emitterspitzen zurückzuführen. Wie im vorherigen Abschnitt 7.6 und Abschnitt 7.5 gezeigt, führt die Entfernung der Adsorbate auf der Oberfläche des FEAs allerdings nicht zur Veränderung der Lebensdauer der FEAs, weshalb der schnelle erneute Abbruch der Messung zu erwarten war.

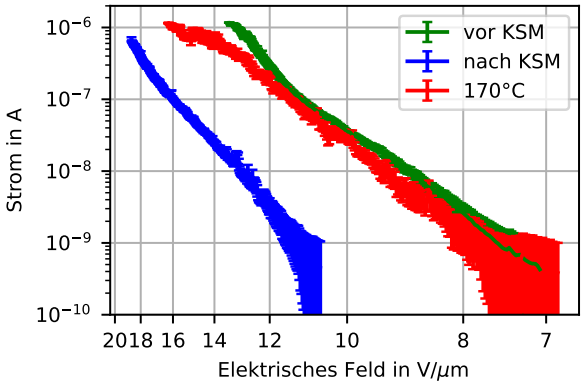


Abbildung 7.13: Millikan-Lauritsen-Diagramm von gemittelten Kennlinien eines FEAs mit einer etwa 8 nm dicken Oxidschicht auf der Oberfläche. Die grüne Kennlinie wurde vor der Konstantstrommessung, die blaue nach der Konstantstrommessung aufgenommen und die rote Kennlinie wurde bei 170 °C nach der Konstantstrommessung durchgeführt.

Die Kennlinie des FEAs mit Oxidschicht erreicht vor der Konstantstrommessung mit einem elektrischen Feld von 13 V/µm den Emissionsstrom von 1 µA. Nach der Konstantstrommessung von 163 min erreicht die Kennlinie den Emissionsstrom nicht mehr, allerdings lässt eine Extrapolation der Kennlinie ein nötiges elektrisches Feld von ca. 19,2 V/µm für den Emissionsstrom von 1 µA erwarten. Um zu untersuchen, ob die hohe Degradation von ca. 2,3 V/(µm · h) am FEA oder an der Oxidschicht auf dem FEA liegt, wurde die Oxidschicht mittels HF-Dip (3 min, 1 % HF) von der Oberfläche entfernt. Die Degradation wird dabei durch die Feldverschiebung der Kennlinie beim maximalen Emissionsstrom der Kennlinie ermittelt und noch mit der verstrichenen Zeit während der Konstantstrommessung ins Verhältnis gesetzt. Gemittelte Kennlinien des FEAs nach der Entfernung des Oxids sind in Abbildung 7.14 gezeigt. Hierbei wurde die Messung wie in Abschnitt 7.5 (siehe Abbildung 7.8) bereits erläutert mit Kennlinie vor Konstantstrommessung, Konstantstrommessung, Kennlinie nach Konstantstrommessung, geheizte Kennlinie und wieder Kennlinie vor Konstantstrommessung durchgeführt. Die Konstantstrommessung wurde jeweils für 10 h bei einem Emissionsstrom von 1 µA durchgeführt, wodurch das FEA 60 h betrieben wurde, ohne dass die maximale Extraktionsspannung von 1500 V erreicht wurde. Die Kennlinie die direkt nach der HF-Behandlung aufgenommen wurde erreichte mit ca. 12,4 V/µm den Emissionsstrom von 1 µA, die Kennlinie nach der ersten Konstantstrommessung mit 13,6 V/µm. Somit ergibt sich für die erste Konstantstrommessung mit einer Dauer von 10 h eine Degradationsrate von 0,12 V/(µm · h). Diese ist somit um den Faktor 19,2 kleiner als die aus Abbildung 7.13 ermittelte. Somit kann man erkennen, dass eine Oxidation der Oberfläche die Degradation des Emitter erhöht. Ob die schnellere Degradation davon kommt, dass oxidierte Emitter sogar empfindlicher gegenüber Adsorbaten als nicht oxidierte Emitter sind oder ob die Anzahl der zur Emission beitragenden Spitzen geringer ist, kann mit dieser Messung nicht überprüft werden. Aus der Literatur ist bekannt dass eine Oxidation von Emitterspitzen und die nachträgliche Entfernung des Oxids zur Anschärfung und Homogenisierung der Emitterspitzen hergenommen werden kann [151, 158]. Dabei muss der Oxidationsprozess allerdings sehr genau kontrolliert werden. Vergleicht man die Ergebnisse hier mit denen aus Abbildung 7.9, kann hier eine etwas geringere Feldverschiebung festgestellt werden, was die Ergebnisse aus der Literatur bestätigt.

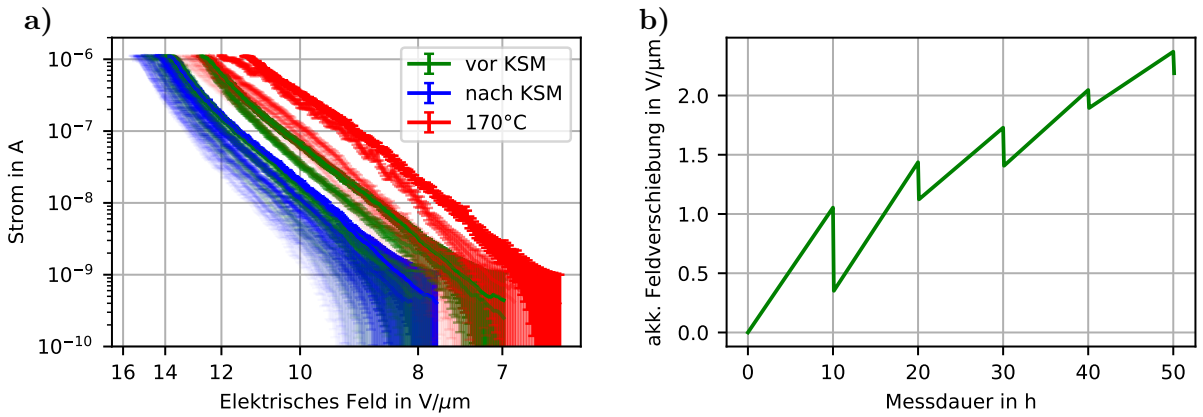


Abbildung 7.14: a) Millikan-Lauritsen-Diagramm von gemittelten Kennlinien vom Emitter aus Abbildung 7.13 nachdem eine HF-Behandlung zur Entfernung des Oxides auf der Oberfläche stattgefunden hat. Es wurden wieder wiederholt, jeweils eine Kennlinie vor der Konstantstrommessung bei RT, dann eine Konstantstrommessung, dann eine Kennlinie nach der Konstantstrommessung bei Raumtemperatur und dann noch eine geheizte Kennlinie bei 170 °C durchgeführt. Die Kennlinien sind im Verlauf über die Messung immer heller dargestellt. In b) ist die akkumulierte Feldverschiebung für die Messung dargestellt. Die Messdauer auf der x-Achse bezieht sich auf die akkumulierte Dauer aus den Konstantstrommessungen.

Um dies noch genauer zu untersuchen, wurde das oxidierte FEA nach der Messung und vor der HF-Behandlung im REM betrachtet. Eine Übersichtsaufnahme ist in Abbildung 7.15 a) gezeigt. Der gesamte Emitter zeigt wegen der Oxidschicht auf der Oberfläche Aufladungseffekte, weshalb das Bild sehr hell erscheint. Einzig an einigen Emitterspitzen ist keine Aufladung zu sehen, was an der dunkleren Färbung zu erkennen ist. An diesen Emitterspitzen wurden durch den Emissionsstrom im Oxid leitende Pfade ausgebildet oder das Oxid abgetragen, was zur Leitfähigkeit der Emitterspitzen und somit zum dunkleren Erscheinen führt. Zur genaueren Betrachtung der Emitterspitzen ist in Abbildung 7.15 b) die Detailaufnahme eines Emitters dargestellt. Hier ist zu erkennen, dass die Emitterspitze aufgeschmolzen ist, was durch eine zu hohe Emissionsstromdichte hervorgerufen worden sein kann.

Dies könnte durch die Aktivierung von immer nur einzelnen Spitzen und den daraus folgenden hohen Emissionsstrom durch diese erklärt werden. Denkbar wäre das dadurch, dass die Emission nur durch Fehlstellen im Oxid möglich ist und die Stromdichte somit stärker lokal begrenzt wird, als das ohne Oxid der Fall ist. Durch die daraus resultierende höhere lokale Emissionsstromdichte kommen an den Fehlstellen im Oxid höhere Temperaturen zustande, die die Emitterspitzen lokal schmelzen lassen. Für diese These spricht zusätzlich, dass die Spitzen kleinere geschmolzene Bereiche aufweisen, als das z. B. in Abbildung 7.5 der Fall ist. Durch eine Visualisierung der Emission mit einem ortsaufgelöstem Messverfahren könnte dieses These überprüft werden. Dabei müssten auch während einer Kennlinie eines oxidierten Emitters immer nur einzelne Emissionspunkte kurz sehr hell aufleuchten und dann von anderen ersetzt werden.

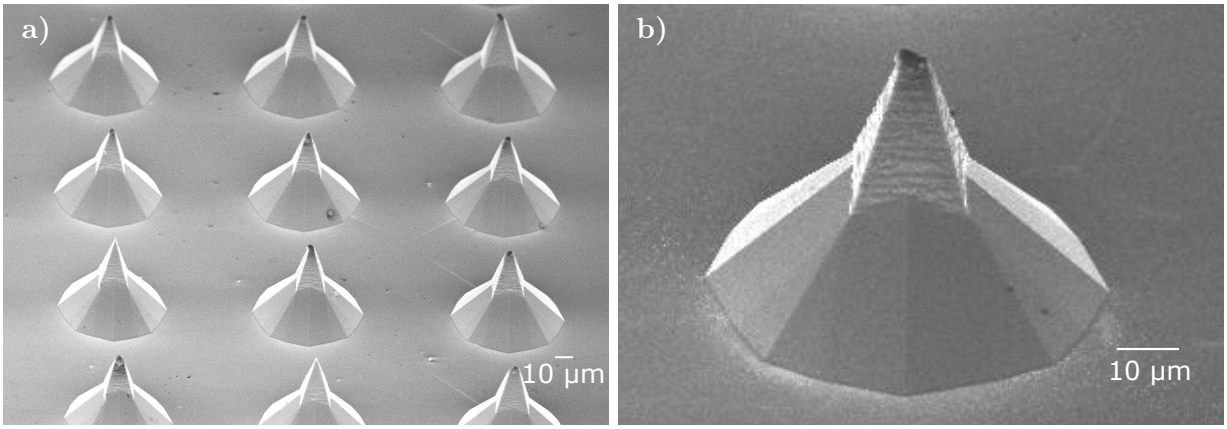


Abbildung 7.15: In a) ist ein Ausschnitt eines oxidierten FEAs in einer REM-Aufnahme nach der elektrischen Charakterisierung aus Abbildung 7.13 dargestellt. In b) ist eine einzelne Emitterspitze des FEAs in vergrößerter Ansicht dargestellt.

8 Entwicklung einer stromabhängigen Messmethode zum systematischen Feldemittervergleich

Wie bereits am Ende von Abschnitt 7.3 beschrieben, ist es wegen auftretenden Prozessvariationen nicht möglich die Eigenschaften eines Emittertypen aus einer einzelnen Messung zu bestimmen. Darüber hinaus lassen sich beispielsweise anhand der Untersuchungen aus Kapitel 7 nur Aussagen zur Güte der FEAs bei zuvor definierten Betriebsbedingungen treffen. Um einen allgemeineren, systematischen Vergleich von allen denkbaren Emittern zu ermöglichen, muss eine Messmethode entwickelt werden, bei der Emitter bei verschiedenen Strömen vermessen werden können. Zusätzlich soll die Messung in absehbarer Zeit beendet sein, damit auch für die Statistik eine genügende Menge an Emittern vermessen werden kann.

8.1 Motivation

Giubileo et al. [116] zeigen in ihrer Arbeit, dass sich die Kennlinie und somit die charakteristischen Eigenschaften eines Emitters je nach Betriebsstrom ändern kann. Auch *Busta et al.* [16] führen auf, dass die Eigenschaften von Feldemittern davon abhängen, wie sie vor dem Testen behandelt wurden. Beide Autoren führten ihre Experimente mit FEAs durch, wobei die Arrayeigenschaften manche Effekte überdecken oder erst hervorrufen. So ist beispielsweise die Sättigung von p-dotierten Einzelemittern (siehe Unterabschnitt 5.3.2) stark ausgeprägt, bei einem Array (siehe Abschnitt 7.2) hingegen verschwimmt das Sättigungsniveau durch die unterschiedlichen zur Emission beitragenden Emitterspitzen [60]. Zusätzlich werden z. B. Fluktuationen durch Mittelungseffekte von Arrays unterdrückt [16, 52, 152]. Um ausschließen zu können, dass die auftretenden Unterschiede dadurch entstehen, dass in den Experimenten Arrays verwendet wurden, werden hier zunächst Kennlinien mit einem Einzelemitter hin zu verschiedenen maximalen Emissionsströmen aufgenommen. Das Substrat des Typ-M Einzelemitters ist mit Antimon n-dotiert und besitzt einen spezifischen Widerstand zwischen 0,01 und 0,02 $\Omega \cdot$ cm. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 8.1 in einem Millikan-Lauritsen-Diagramm dargestellt.

Der Emitter wurde dafür immer mit einem Abstand von 130 µm zwischen Extraktor und Emitterspitze betrieben, weshalb die angelegte Spannung für alle Kennlinien in ein angelegtes Feld umgerechnet werden kann. Während der Messung war der Druck stets kleiner als $1 \cdot 10^{-7}$ mbar. Dieser Druck wurde gewählt um Einzelemittermessungen überhaupt zu ermöglichen und um die Fluktuationen während der Messung so gering wie möglich zu halten. Der Emitter wurde vor der ersten durchgeführten Kennlinienmessung auf 80 nA während einer hier nicht gezeigten Kennlinienmessung bei 200 °C ausgeheizt. Dieses Ausheizen wurde durchgeführt, damit die Emitteroberfläche möglichst frei von Adsorbaten ist und somit die Adsorbatbelegung die Emissionseigenschaften nicht beeinflusst [75]. Bei den gezeigten Kennlinien wurde mit der Messung zum kleinsten Maximalstrom begonnen, anschließend wurde der Maximalstrom sukzessive erhöht. Die Kennlinien wurden erst dann für die Auswertung berücksichtigt, wenn durch genügend vorhergehende Sweeps sichergestellt war, dass sich die Eigenschaften des Emitters nicht mehr verändern und er somit auf das jeweilige Stromniveau konditioniert ist.

Trotz der möglichst adsorbatfreien Emitteroberfläche ist eine Veränderung der Kennlinien zu erkennen. Es verändert sich sowohl die Betriebsfeldstärke wie auch die Steigung der Kennlinien.

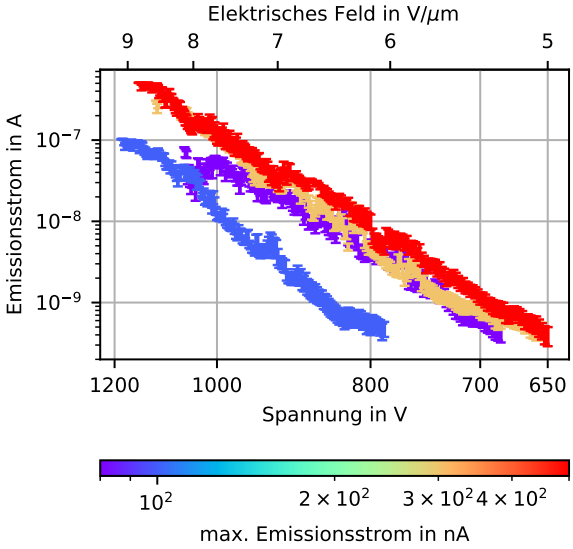


Abbildung 8.1: Gemittelte Spannungskennlinien eines Einzelemitters hin zu verschiedenen Maximalströmen mit Unsicherheiten in Millikan-Lauritsen Koordinaten. Der Druck während der Messung war stets kleiner als $1 \cdot 10^{-7}$ mbar, der Abstand zwischen Emitterspitze und Extraktionsplatte war auf 130 µm eingestellt. Es wurde mit der Messung zum kleinsten Maximalstrom begonnen, anschließend wurde der Maximalstrom sukzessive erhöht.

Eine mögliche Erklärung für die sich verändernde Einsatzspannung ist, dass durch den steigenden maximalen Emissionsstrom selbst die Temperaturen, die während der geheizten Kennlinie auftraten, überschritten wird [78]. Dadurch könnten weitere Adsorbate von der Emitteroberfläche entfernt werden [75], was eine Vergrößerung der effektiven Emissionsfläche und somit eine Reduktion der Einsatzspannung erklären kann. Die sich ändernde Steigung der Kennlinie kann auch durch eine Veränderung der Spitzengeometrie und eine daraus resultierende Änderung des Feldüberhöhungsfaktors erklärt werden. Beispielsweise kann die Spitze des Emitters durch Ionenbombardement verändert werden [143]. Somit wird ein Einzelemitter je nach Maximalstrom der Kennlinien unterschiedlich konditioniert.

In Abbildung 8.2 ist sowohl der Feldüberhöhungsfaktor als auch die effektive Emissionsfläche des Einzelemitters während den Kennlinienmessungen zu den verschiedenen Emissionsströmen gezeigt. Die beiden Parameter sind aus linearen Anpassungen an die Kennlinien des Einzelemitters in Murphy-Good-Koordinaten extrahiert (siehe Abschnitt 2.4). Bei beiden Werten ist gerade nach dem ersten Stromwert eine starke Änderung zu erkennen, die nicht durch die Spannungsabhängigkeit der Werte (siehe Abschnitt 2.1) erklärt werden kann. Die Geometrie wurde vor und nach der Messung im REM untersucht, wobei im Rahmen der Messgenauigkeit keine Veränderung festgestellt werden konnte. Dies lässt wieder darauf schließen, dass selbst bei einem Einzelemitter unterschiedliche Emissionsströme unterschiedliche Auswirkungen auf die Konditionierung besitzen.

Es zeigt sich also, dass auch bei den in dieser Arbeit gefertigten TMAH-Sägeemittern eine Änderung der Emissionseigenschaften abhängig vom Emissionsstrom stattfindet. Für FEAs, bei denen die Anzahl der aktiven Emitterspitzen und somit auch die Geometrie verändert werden kann wird dieser Effekt noch stärker erwartet. Deshalb, und um später verschiedenste Emitterstrukturen miteinander vergleichen zu können, wird eine neue stromabhängige Messmethode entwickelt. Bei dieser Vergleichsmethode sollen jedoch nicht nur die Kennlinien der verschiedenen Emitter miteinander verglichen werden, sondern auch wie im vorherigen Kapitel die Lebensdauer bzw. die Degradation während einer Konstantstrommessung.

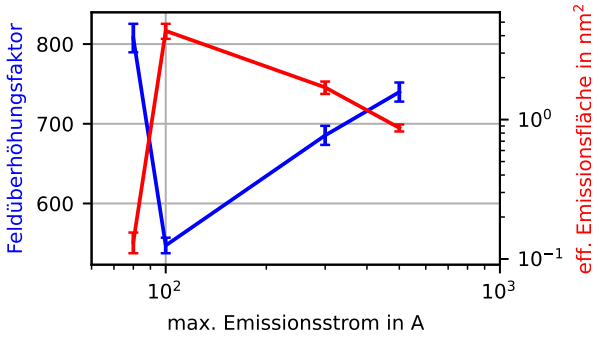


Abbildung 8.2: Es sind die Feldüberhöhungsfaktoren und die effektiven Emissionsflächen des Einzelemitters aus Abbildung 8.1 in Abhängigkeit von den einzelnen Emissionsströmen dargestellt. Die Werte wurden aus linearen Anpassungen an die Kennlinien in Murphy-Good-Koordinaten gewonnen.

Durch die sich ändernde Steigung der Kennlinie ändert sich mit der gegebenen (spannungsgesteuerten) Kennlinien-Messmethode (siehe Abschnitt 4.3) die Zeit, die der Emitter bei einem bestimmten Emissionsstrom während der Kennlinie betrieben wird. In den vorherigen Experimenten wurde gezeigt, dass die Degradation eines Emitters maßgeblich von der Zeit abhängt, die der Emitter bei einem bestimmten Emissionsstrom betrieben wird (siehe Kapitel 7). Mit der dabei verwendeten spannungsgesteuerten Kennlinien-Messmethode werden Emitter mit geringerer Steigung durch die konstante Spannungsschrittweite insgesamt länger betrieben, was zur stärkeren Degradation während einer Kennlinienmessung führt. Da die Kennlinienmessung bislang nicht in die Lebensdauer der Emitter mit eingerechnet wird, wird durch diese Messmethode das Messergebnis der Degradationsmessung verfälscht. Um diesen Messfehler auszuschließen, wird im Abschnitt 8.2 eine Kennlinienmessmethode vorgestellt, bei der die Zeit konstant gehalten wird, für die ein Emitter während einer Kennlinienmessung einen bestimmten Emissionsstrom emittiert.

8.2 Entwicklung einer Kennlinienmessmethode mit konstanter Stromlast

Um eine vergleichbare und von den Emittereigenschaften unabhängige Stromlast zu ermöglichen, wird in der hier entwickelten Kennlinienmessmethode anstelle der Spannung der Strom variiert und die für den Emissionsstrom nötige Extraktionsspannung gemessen.

Dafür muss die Schaltung aus Abschnitt 4.2 wie in Abbildung 8.3 gezeigt erweitert werden. Einerseits ist mit den Widerständen $R1 = 500\,\mathrm{G\Omega}$ und $R2 = 10\,\mathrm{M\Omega}$ ein hochohmiger Spannungsteiler hinzugefügt worden, wobei der Innenwiderstand des verwendeten Voltmeters als Widerstand $R2$ fungiert. Durch diesen Spannungsteiler kann die über den MOSFET abfallende Spannung gemessen und somit die tatsächlich anliegende Extraktionsspannung am Emitter berechnet werden. Der Strom, der durch diesen Pfad an der Regelung vorbei fließen kann, ist spannungsabhängig und beträgt, bei einer maximal anliegenden Spannung von 1,4 kV, 2,8 nA. Dieser Strom wird bei der Auswertung jeweils für die am MOSFET gemessene Spannung berechnet und zum gemessenen Emissionsstrom addiert und ist somit berücksichtigt. Zusätzlich sind anstatt des Widerstandes $R3$ drei Widerstände ($R3-1 = 3{,}3\,\mathrm{M\Omega}$, $R3-2 = 59\,\mathrm{k\Omega}$, $R3-3 = 1{,}05\,\mathrm{k\Omega}$) verbaut, zwischen denen mittels Relais geschaltet werden kann. Mithilfe der Spannungsquelle für U_{soll}, die von 10 mV bis 15 V eingestellt werden kann, kann der Strom dadurch von ca. 3 nA bis ca. 15 mA geregelt werden.

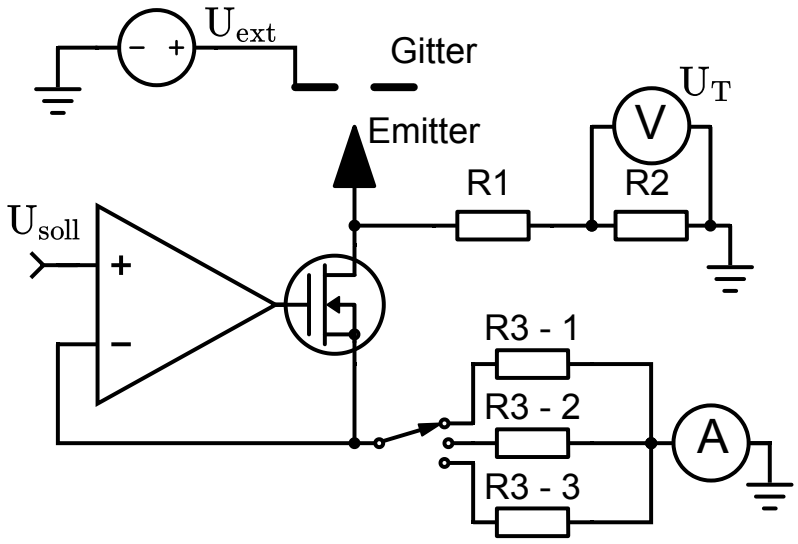


Abbildung 8.3: Stromregelung aus Abbildung 4.2 erweitert mit einem Spannungsteiler zur Bestimmung der am Emitter anliegenden Spannung. Zusätzlich ist noch ein Relais hinzugefügt worden, mit dem zwischen den drei Widerständen $R3-1$, $R3-2$, $R3-3$ geschaltet werden kann.

Bei der neuen Kennlinienmessmethode wird der geregelte Emissionsstrom von 3 nA bis zum gewählten Maximalstrom innerhalb von 21 logarithmisch verteilten Schritten erhöht. Die Sollspannung (U_{soll}) am Operationsverstärker und der Widerstand ($R3-X$) (siehe Abbildung 8.3) müssen dafür jeweils aufeinander abgestimmt verändert werden. Pro Stromwert werden jeweils vier Messungen durchgeführt, wobei jedes Mal der genaue Emissionsstrom, die benötigte Extraktionsspannung, die Temperatur des Probenhalters, der Druck im Messstand sowie der Monitor-Strom und die Monitor-Spannung (U_{ext}) des Hochspannungsnetzteils aufgezeichnet werden. Für die Berechnung der benötigten Extraktionsspannung wird von der Monitor-Spannung des Netzteils die am Spannungsteiler gemessene und skalierte Spannung (U_T) abgezogen, wodurch sich die am Emitter anliegende Spannung U_{Emi} zu:

$$U_{emi} = U_{ext} - U_T \cdot \frac{R_2}{R_1 + R_2}, \tag{8.1}$$

mit den beiden für den Spannungsteiler benötigten Widerständen R_1 und R_2, ergibt. Nachdem der eingestellte Maximalstrom erreicht wurde, wird der geregelte Emissionsstrom wieder mit den selben Schrittweiten verringert, bis der Minimalstrom von 3 nA erreicht ist. Um die Messzeit zu reduzieren, werden nur jeweils 3 Up- und 3 Downsweeps aufgenommen und zu einer Kennlinie gemittelt, wobei pro Sweep bei jedem Stromschritt die nötige Extraktionsspannung viermal gemessen wird.

In Abbildung 8.4 a) sind alle Werte einer solchen Kennlinie eines Einzelemitters gezeigt. Es sind die diskreten Stromwerte für die einzelnen Sweeps ab etwa 10 nA zu erkennen. Durch das Rauschen der Sollspannung am Operationsverstärker in der Größenordnung der eigentlichen Spannungsschritte zwischen den Stromleveln, verschmieren die diskreten Stromschritte bei geringen Strömen. In b) ist die selbe Messung mit gemittelten Datenpunkten dargestellt, wobei hier durch die Mittelung und die geringere Anzahl an dargestellten Punkten die diskreten Stromlevel besser zu erkennen sind. Für die Mittelung werden bei dieser Messmethode alle Datenpunkte

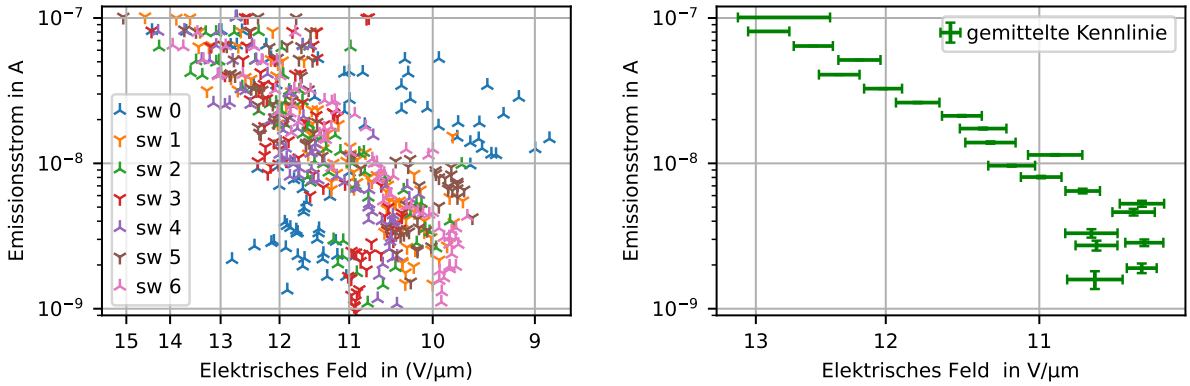


Abbildung 8.4: In a) Abbildung aller Messpunkte einer stromabhängigen Kennlinienmessung eines Einzelemitters von 3 nA in 21 Schritten auf 100 nA in Millikan-Lauritsen-Darstellung. In b) ist die selbe Messung mit gemittelten Datenpunkten und deren Unsicherheiten dargestellt.

der Kennlinienmessung verwendet. Der lineare Verlauf zwischen 5 nA und dem Maximalstrom von 100 nA deutet darauf hin, dass der gemessene Stromfluss feldemissionsbasiert ist [48].

Mit dieser neuen Kennlinienmessmethode soll jetzt im folgenden Abschnitt 8.3 anhand von drei Einzelemittermessungen untersucht werden, ob Arrayeigenschaften für die Effekte in Abschnitt 7.3 verantwortlich sind.

8.3 Langzeitmessung mit Einzelemittern

Hier werden wie am Ende des vorherigen Kapitels beschrieben mit der neuen Kennlinienmessmethode Langzeitmessungen mit Einzelemittern analog zu Abschnitt 7.3 durchgeführt, um zu untersuchen, ob und wie sich die Arrayeffekte auf die Feldverschiebungsmessung auswirken. Zur statistischen Auswertung wird die Messung mit drei Typ-M Einzelemittern durchgeführt, die vor den hier gezeigten Messungen noch nicht betrieben wurden. Der spezifische Widerstand des mit Phosphor n-dotierten Siliziums beträgt $0{,}3\,\Omega \cdot \mathrm{cm}$ bis $0{,}5\,\Omega \cdot \mathrm{cm}$ und der Druck wurde während den Messungen auf $7{,}5 \cdot 10^{-7}$ mbar geregelt. Ein weiterer Unterschied zu den FEA-Messungen (siehe Abschnitt 7.3) ist, dass zwischen zwei Konstantstrommessungen zwei Kennlinien aufgenommen werden. Da bei der Messung mit einem Emissionsstrom von 1 µA eine schnelle Zerstörung der Einzelemitter erwartet wird, wurde der Emissionsstrom nur auf 100 nA geregelt und die Konstantstrommessung nur für jeweils 1 h durchgeführt. Für jede Kennlinie wird hier nach den drei Up- und Downsweeps noch ein Upsweep zu den 100 nA für die Konstantstrommessung durchgeführt. Nach Erreichen der 100 nA und der dreimaligen Messung der dafür nötigen Spannung für die Kennlinie wird sofort mit der Konstantstrommessung begonnen. In Abbildung 8.5 a) sind die gemittelten Kennlinien vor den jeweiligen Konstantstrommessungen eines der drei vermessenen Einzelemitter während einer Langzeitmessung in einem Millikan-Lauritsen-Diagramm dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Kennlinie je nach bisheriger Gesamtdauer der Messung variiert, wobei im Mittel eine Zunahme des benötigten elektrischen Feldes zu sehen ist.

In Abbildung 8.5 b) ist der Verlauf des am Emitter anliegenden elektrischen Feldes während der Konstantstrommessungen dargestellt. Es ist zu erkennen, dass das benötigte elektrische Feld während den Konstantstrommessungen immer wieder stark fluktuiert. Damit solch eine kurzzeitige Zunahme, falls sie zum Ende der Konstantstrommessung auftritt, nicht zu stark ins Gewicht fällt, wird zur Messung der Feldverschiebung eine Gerade an die Messdaten angepasst. Die Steigung dieser Geraden entspricht der mittleren Erhöhung des elektrischen Feldes, welches zur Aufrechterhaltung des Emissionsstromes benötigt wird, was hier mit der Feldverschiebung

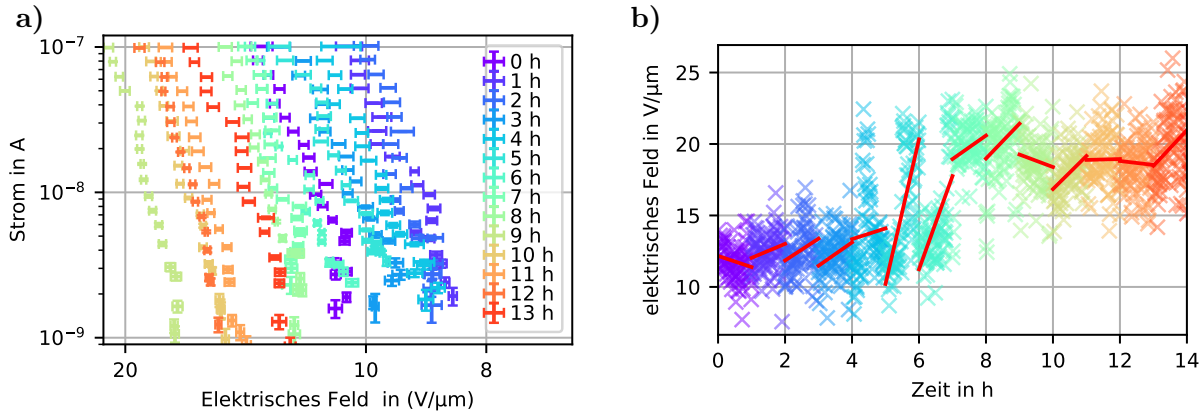


Abbildung 8.5: In a) sind die gemittelten Kennlinien eines der drei vermessenen Einzelemitter während einer Langzeitmessung in einem Millikan-Lauritsen-Diagramm dargestellt. Die Langzeitmessung wurde jede Stunde für eine Kennlinienmessung unterbrochen. Die Kennlinien sind mit der Gesamtdauer der vorher durchgeführten Konstantstrommessungen benannt. In b) ist der Verlauf des am Emitter anliegenden nötigen elektrischen Feldes über die gesamten Konstantstrommessungen dargestellt. Die einzelnen Konstantstrommessungen sind dabei in unterschiedlichen Farben und die linearen Anpassungen in rot eingezeichnet.

gleichgesetzt wird. Nach etwa 7 h Messdauer ist eine klare Stufe im elektrischen Feld für die Konstantstrommessungen zu erkennen, dieses Verhalten ist in den Kennlinien so nicht so zu erkennen. Solche Sprünge sind vorher schon bei der 5. und 6. Konstantstrommessung zu erkennen, wobei bei diesen die benötigte Feldstärke anschließend ähnlich schnell wieder abnimmt wie sie zugenommen hat. Während der 15. Konstantstrommessung wurde die Langzeitmessung wegen eines Fehlers am Messstand unterbrochen. Die hier dargestellten elektrischen Felder variieren somit zwischen 6,0 V/µm und 26,8 V/µm. Die nötigen elektrischen Felder der beiden hier nicht dargestellten Einzelemitter verlaufen ähnlich zum hier gezeigten, weshalb sie hier nicht extra dargestellt sind.

Die hier zu erkennenden Fluktuationen während der Konstantstrommessung und zwischen den einzelnen Kennlinienmessungen können verschiedene Gründe haben. Adsorbate können die Austrittsarbeit von Feldemittern verändern [16, 73, 75, 76, 80, 81, 119, 145, 157, 165] und somit die Emissionseigenschaften maßgeblich verändern. Wie bereits in Abschnitt 2.5 beschrieben können physisorbierte Moleküle auf der Oberfläche Adsorbieren und Desorbieren, wodurch die Fluktuation erklärt werden kann. Zusätzlich können auf der Oberfläche auftreffende Ionen zur Desorption von Adsorbaten führen [166]. Ebenfalls können auf der Oberfläche auftreffende Ionen die Emitterspitzen sowohl anschärfen als auch stumpfer machen [143], was ebenfalls zu einer Fluktuation der Emissionseigenschaften führen kann [76]. Auch kann durch Migration von adsorbierten Gasmolekülen auf der Oberfläche eine Fluktuation der Emission auftreten [76], diese hängt dabei von der Emittertemperatur ab. Weiter ist es auch möglich, dass Elektromigration eine Ursache für die Fluktuationen darstellt [167]. Außerdem wäre denkbar, dass auf dem Emitter Mikroausbuchtungen bzw. -spitzen vorhanden sind. Diese können schon bei geringen Strömen ab etwa 30 nA schmelzen [143]. Andererseits können diese durch Ionenbombardement und thermische Neuordnung entstehen [155, 168, 169], wodurch ebenfalls eine Fluktuation des Emissionsstromes hervorgerufen werden kann.

Der tendenzielle Anstieg des nötigen elektrischen Feldes in Abbildung 8.5 b) kann ebenfalls verschiedene Ursachen besitzen. Einerseits können Ionen, die mit genügend Energie auf die Oberfläche auftreffen, dort chemisorbieren [79–81]. Im Gegensatz zur Physisorpiton ist die Chemisorption teilweise kovalent und somit wesentlich stärker. Es wurde beispielsweise gezeigt, dass nicht geladene Adsorbate eine geringere Desorptionsenergie aufweisen als negativ geladene, wel-

che als irreversibel bezeichnet werden [80, 81]. Chemisorbierte negativ geladene Ionen führen zu einer Bandverbiegung nahe der Oberfläche, wodurch eine Verarmungszone entsteht [81]. Diese zusätzliche Bandverbiegung erhöht das elektrische Feld, welches für die Feldemission nötig ist und führt somit zu einer effektiven Erhöhung der Austrittsarbeit. Die Chemisorption von Stickstoff steigt mit steigender Ionenenergie, da eine gewisse Energie benötigt wird um Stickstoff zu dissoziieren, welcher dann vermehrt an der Oberfläche chemisorbiert [79]. Da das elektrische Feld mit der Zeit zunimmt, wird auch die Chemisorption kontinuierlich gesteigert [170].

Auch wenn keine komplette Zerstörung der hier gemessenen Emitter aufgetreten ist, kann es durch ein Schmelzen und Verschwinden der bereits erwähnten Mikroausbuchtungen zu einer Veränderung der Emissionseigenschaften kommen. Des Weiteren ist ein Abstumpfen der Emitterspitze durch einen Sputterabtrag, generiert durch auf die Oberfläche auftreffende Ionen, möglich [143]. Durch diesen Vorgang verringert sich der Feldüberhöhungsfaktor, wodurch das für den Emissionsstrom nötige angelegte Feld zunimmt (siehe Kapitel 2). Ebenfalls ist eine Veränderung der Emitterspitze und somit eine Degradation durch Elektromigration möglich [144].

Der Schritt nach etwa 7 h zu höheren elektrischen Feldern in Abbildung 8.5 b) könnte durch eine abrupte Änderung der Emissionsgeometrie erklärt werden. Beispielsweise kann es durch das Schmelzen von Mikrospitzen lokal zur Erhöhung der Temperatur und des Druckes kommen, was zu Überschlägen führen kann. Diese können dann zusätzlich zur Veränderung der Emittergeometrie führen.

Um die statistische Degradation der Einzelemitter zu veranschaulichen, ist in Abbildung 8.6 a) die Feldverschiebung der Langzeitmessung für die drei Einzelemitter gemittelt für den Emissionsstrom von 100 nA in Abhängigkeit von der Messdauer dargestellt. Dabei wurde die Feldverschiebung einmal wie in Abschnitt 7.3 anhand der Verschiebung der Kennlinie beim maximalen Emissionsstrom (Sweep Versatz) ermittelt. Beim zweiten Datensatz wurden die Werte anhand der Steigung der an die elektrische Feldstärke während der Konstantstrommessung angepassten Geraden (KSM Steigung) berechnet. Hier kann erkannt werden, dass die Feldverschiebung für beide Datensätze stärker streut, als das für die Messung der p-dotierten S-FEAs in Abbildung 7.3 b) der Fall ist. Dies liegt vermutlich daran, dass Einzelemitter stärker fluktuieren als

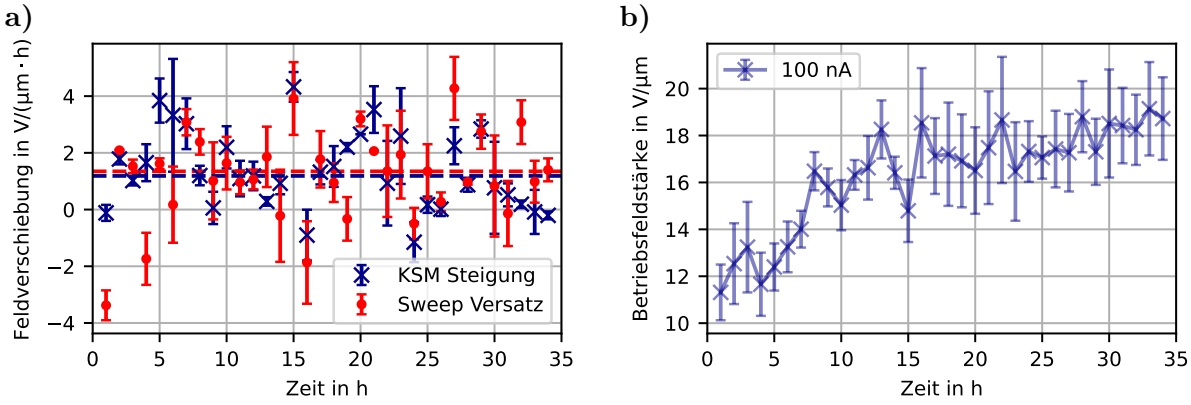


Abbildung 8.6: In a) ist die gemittelte Feldverschiebung der Langzeitmessung von drei Einzelemittern für einen Emissionsstrom von 100 nA in Abhängigkeit von der Messdauer dargestellt. Wobei die Feldverschiebungen einmal aus der Steigung der an die Spannung während der Konstantstrommessung angepassten Geraden (KSM Steigung) und einmal aus dem Feldversatz beim Maximalstrom der Kennlinien (Sweep Versatz) ermittelt wurden. Zusätzlich sind die Mittelwerte der beiden Methoden in der jeweiligen Farbe durch die gestrichelte Gerade eingezeichnet. In b) ist die gemittelte Betriebsfeldstärke für den Emissionsstrom von 100 nA in Abhängigkeit von der Messdauer für dieselben drei Einzelemitter gezeigt. Die Betriebsfeldstärke entspricht dem y-Achsenabschnitt der an die Spannung während der Konstantstrommessung angepassten Geraden.

FEAs [16, 52, 152]. Zusätzlich wird bei p-dotierten Emittern, die in Sättigung betrieben werden, eine geringere Fluktuation als bei n-dotierten Emittern erwartet [133]. Mit beiden Bestimmungsmethoden ergeben sich ähnliche Verläufe. Tendenziell ist mit der Ermittlung der Degradation aus der Konstantstrommessung die Unsicherheit der einzelnen Werte etwas geringer, weshalb diese Methode für die restliche Arbeit verwendet wird. Mittelt man alle Werte ergibt sich für die KSM Steigung ein Wert von $(1{,}2 \pm 1{,}6)\,\mathrm{V/(\mu m \cdot h)}$ und für den Sweep Versatz ein Wert von $(1{,}3 \pm 1{,}3)\,\mathrm{V/(\mu m \cdot h)}$. Diese beiden Werte werden durch die gestrichelten Linien in der Abbildung dargestellt. Da für die Feldverschiebung hier kein eindeutiger Verlauf auszumachen ist, wird nach einer weiteren Darstellungsmethode gesucht.

Deshalb wird in Abbildung 8.6 b) der y-Achsenabschnitt der angepassten Geraden, also die Betriebsfeldstärke für den Emissionsstrom von 100 nA gemittelt für die drei Einzelemitter über der Messdauer dargestellt. Dieser Wert fluktuiert nicht so stark wie die in a) gezeigte Feldverschiebung, weshalb dadurch eine einfachere Abschätzung der Veränderung des Emitters möglich ist. Hier ist zu erkennen, dass die Betriebsfeldstärke zu Beginn der Messung schneller zunimmt und ab ca. 13 h nur noch langsam ansteigt. Somit ist zu erkennen, dass die Degradation eines Einzelemitters mit zunehmender Messdauer abnimmt.

Die großen Unsicherheiten sowie die starke Fluktuation der Feldverschiebung und auch der Betriebsfeldstärke können durch die bei Abbildung 8.5 b) erläuterten Effekte auftreten. Die große Unsicherheit der Betriebsfeldstärke kann zusätzlich durch die unterschiedlichen Emissionseigenschaften der Einzelemitter erklärt werden. Diese hängen sehr stark von der Geometrie der einzelnen Spitze ab, wobei diese wie in Abschnitt 3.5 dargestellt einer gewissen Streuung unterliegt. Somit können die Emissionseigenschaften durch unterschiedliche Spitzenradien und Spitzenhöhen, stark variieren.

Der schnellere Anstieg der Betriebsfeldstärke zu Beginn der Messzeit bis etwa 15 h und der folgende langsamere Anstieg könnte durch sättigende Effekte hervorgerufen werden. Die Änderung der Emissionseigenschaften durch die Belegung der Oberfläche mit Adsorbaten sättigt, wenn die neu adsorbierten Moleküle die Austrittsarbeit nicht weiter verändern können. Weiter können die Mikrospitzen bereits bei geringen Strömen aufschmelzen, was die Emissionseigenschaften negativ beeinflusst [171]. Somit geht die Degradation hervorgerufen durch eine Änderung der Emissionsgeometrie ebenfalls mit zunehmender Zeit zurück. Die dennoch auftretende Degradation kann wieder durch Ionenbombardement und die daraus resultierend stumpfer werdende Spitze erklärt werden [143]. Wobei auch dieser Prozess sättigt, da die Anzahl der Atome die für eine weitere Zunahme des Radius abgetragen werden müssen, mit zunehmendem Spitzenradius steigt.

Die in Abbildung 8.6 dargestellten Werte der Feldverschiebung wurden anhand von Einzelemittern ermittelt und zeigen nur eine statistische Fluktuation der Feldverschiebung. Der Grund dafür liegt an der geringen Wahrscheinlichkeit des Auftretens der emissionsbeeinflussenden Effekte. So tritt z. B. Ionenbombardement durch den geringen Restgasdruck und den geringen Emissionsstrom an der Emissionsfläche nur in zeitlich großen Abständen auf. Dadurch dass die Emissionsfläche aber durch die einzelne Spitze sehr begrenzt ist kann ein einzelnes auftreffendes Ion schon einen deutlichen Einfluss auf die Emissionseigenschaften besitzen. Ähnliches Verhalten kann von Adsorption und Desorption von Molekülen erwartet werden. Wieder ist die Wahrscheinlichkeit, dass genau an der Emissionsfläche ein Molekül adsorbiert oder desorbiert sehr gering, der Einfluss auf die Emissionseigenschaften dann allerdings wieder groß. Deshalb lässt sich daraus schließen, dass die Vermessung von Einzelemittern für eine statistische Aussage nicht zielführend ist. Um dennoch eine statistische Aussage mit Einzelemittern zu erreichen müssten hierfür eine Vielzahl an Einzelemittern vermessen werden. Aus diesem Grund werden in den folgenden Abschnitten FEAs zur statistischen Auswertung der verschiedenen Effekte verwendet.

Ein Effekt, der bis jetzt bei den hier gezeigten Einzelemittermessungen nicht aufgetreten ist, aber auch bei Einzelemittern vorkommen kann, ist die komplette Zerstörung bzw. das Auf-

schmelzen, der Emitterspitze wie es in Abbildung 8.7 gezeigt ist. Wie bereits beschrieben, kann es an Mikrospitzen schon bei geringen Strömen ab etwa 30 nA zum Schmelzen der Mikrospitze kommen [143]. Dadurch kann es lokal zur Erhöhung der Temperatur und des Druckes kommen, was zu Überschlägen und somit zur kompletten Zerstörung der Emitterspitze führen kann.

Zu hohe Ströme durch den Emitter können durch die joule'sche Erwärmung [78] sowie Nottingham Heizen [136] gerade bei Spitzen mit kleinem Spitzenradius sehr hohe Temperaturen hervorrufen [143], die die Emitterspitze zum Schmelzen bringen. Diese zu hohen Ströme werden bei den hier gezeigten Messungen durch die verwendete Emissionsstromregelung sowie geringe Maximalströme weitestgehend unterdrückt. Durch das Schmelzen der Spitzen kann der Spitzenradius wie in der Abbildung 8.7 dargestellt, vergrößert werden, was zur Reduktion des Emissionsstromes oder zum kompletten Ausfall der Spitze beim vorliegenden Feld führt. Es kann aber auch zur Emission aus der flüssigen Spitze und zum explosionsartigen Anstieg des Emissionsstroms durch eine Verringerung des Spitzenradius und somit zur Zerstörung der Spitze kommen [172].

Die Degradationsmechanismen die bei den Einzelemittern auftreten, sind alle direkt oder indirekt vom Emissionsstrom abhängig. So hängen sowohl Ionenbombardement, Elektromigration als auch das Schmelzen durch die thermische Belastung direkt vom vorliegenden Emissionsstrom ab. Die Desorptionsrate hat eine exponentielle Abhängigkeit von der Temperatur [83] und ist durch die joule'sche Aufheizung sowie den Nottingham Effekt ebenfalls vom Emissionsstrom abhängig [78]. Zusätzlich können auf der Oberfläche auftreffende Ionen zur Desorption von Adsorbaten führen [166], wobei auch dieser Effekt stromabhängig ist.

In diesem Abschnitt wurde gezeigt, dass das Langzeitverhalten von Einzelemittern sehr starken Fluktuationen unterliegt. Somit werden bei der Ermittlung der Feldverschiebung bei Einzelemittern eher statistische Prozesse gemessen, die wenig über die Langzeiteigenschaften der einzelnen Emitterspitze aussagen. Aus diesem Grund sollen im nächsten Abschnitt FEAs vermessen werden und zur Analyse der verschiedenen Einflüsse auf das Emissionsverhalten herangezogen werden. Zusätzlich konnte gezeigt werden, dass beim Auftreten von starken Fluktuationen bei der Feldverschiebung eine Auftragung der Daten in Betriebsfeldstärke helfen kann Tendenzen im Verlauf der Feldverschiebung zu erkennen.

Deshalb sollen die durchgeführten Langzeitmessungen bei verschiedenen Emissionsströmen wiederholt werden. Da mit den Einzelemittern bei einem Emissionsstrom von 1 µA keine ausreichenden Lebensdauern erwartet werden, kann kein ausreichend großer Emissionsstrombereich mit Einzelemittern untersucht werden. Zusätzlich unterliegt die Feldverschiebung bei FEAs wie bereits beschrieben wesentlich kleineren Fluktuationen, wodurch Vergleiche einfacher ausgewer-

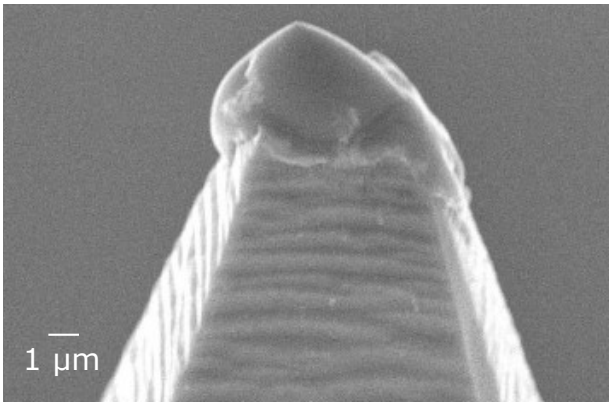


Abbildung 8.7: Geschmolzene Spitze eines Einzelemitters nach einer Emissionsstrommessung, bei der der Einzelemitter ausgefallen ist.

tet werden können. Aus diesem Grund sollen in Abschnitt 8.4 FEAs bei verschiedenen Emissionsströmen mit der hier vorgestellten Langzeitmessung verglichen werden. Dafür sollen zum zusätzlichen Vergleich der Fluktuationen von p- und n-dotierten FEAs n-dotierte FEAs vermessen werden.

8.4 Langzeitmessungen mit Feldemitterstrukturen bei verschiedenen Emissionsströmen

Mögliche Mechanismen die beim Betrieb von FEAs auftreten können, wurden bereits in Abschnitt 6.2 für Kennlinien beschrieben. Darunter fällt je nach Emissionsstrom eine Degradation, bevorzugt von den Spitzen mit dem höchsten Aspektverhältnis, durch Ionenbombardement [76, 143], Elektromigration [144] oder thermische Belastung [111, 143]. Auch durch Adsorbatbelegung der Spitzenoberfläche [16, 75, 119, 145] kann eine Degradation der FEAs auftreten, wobei diese durch thermische Einflüsse teilweise reversibel ist [75]. Durch die Degradationsmechanismen werden die aktiven Spitzen eines FEAs im Laufe der Zeit immer stumpfer und das nötige elektrische Feld für die Emission nimmt zu. Wegen der Abhängigkeit der Adsorption und Desorption vom Emissionsstrom wie schon in Abschnitt 2.5 beschrieben, kann je nach Emissionsstrom auch eine Regeneration der Emissionseigenschaften auftreten. Werden im Restgas durch einen gewissen Emissionsstrom Ionen gebildet, können diese auf der Oberfläche auftreffen [76] und dort adsorbieren, was ebenfalls je nach Emissionsstrom zu einer beschleunigten Adsorbatbelegung führen kann. Die Ionen könne allerdings durch ihre kinetische Energie auch zu einer Desorption führen. [76, 166]. Wird ein FEA bei erhöhtem Emissionsstrom betrieben, erhöht sich die Temperatur der Spitze [78], wodurch ebenfalls die Desorptionsrate steigt [83]. Während Kennlinien aufgenommen werden, variiert der Emissionsstrom um mehrere Größenordnungen nach unten, wodurch die Emitterspitzen abkühlen können und somit die Desorption reduziert werden kann [83]. Die Oberfläche der Spitze könnte demnach bei geringeren Emissionsströmen stärker mit Adsorbaten belegt werden. In diesem Abschnitt soll untersucht werden, in welchem Ausmaß diese Mechanismen bei den Langzeitmessungen der FEAs mit verschiedenen Emissionsströmen auftreten.

Deswegen werden hier jeweils drei mit Phosphor n-dotierte Typ-M FEAs mit einem spezifischen Widerstand von 10-20 $\Omega \cdot$ cm bei drei verschiedenen Emissionsströmen vermessen. Die Messroutine ist dabei entsprechend die Gleiche wie am Anfang des vorherigen Abschnitts 8.3 erläutert. Die Messungen werden dabei bei Emissionsströmen von 100 nA, 1 µA und 10 µA durchgeführt, wobei der Druck auf $1 \cdot 10^{-5}$ mbar geregelt ist. Die Konstantstrommessungen werden auch hier wieder mit einer Dauer von 1 h durchgeführt. Die Messung erlaubt somit Einsicht in das zeitabhängige Degradationsverhalten der Emitter bei einem bestimmten Emissionsstrom. Zusätzlich kann durch die Messung bei 10 µA die Fluktuation der Feldverschiebung der hier gemessenen n-dotierten FEAs mit den in Abschnitt 7.3 gemessenen p-dotierten FEAs verglichen werden.

In Abbildung 8.8 sind für jeden Emissionsstrom die Kennlinien und die elektrischen Feldverläufe während der Konstantstrommessung für jeweils ein FEA dargestellt. Bei den Messwerten der in a) und b) dargestellten 100 nA Messung ist vor allem in der Konstantstrommessung eine starke Fluktuation der Messwerte zu erkennen. Auch die Steigungen der an die einzelnen Feldverläufe der Konstantstrommessungen angepassten Geraden (in rot) fluktuieren hier stark. Diese Geraden werden wie in Abschnitt 8.3 schon beschrieben zur Ermittlung der Degradation und der Betriebsfeldstärke verwendet. Betrachtet man die Kennlinienmessungen, ist über den Verlauf der Messung eine Zunahme des benötigten elektrischen Feldes beobachtbar. Diese Zunahme des elektrischen Feldes lässt sich im Verlauf der Konstantstrommessung nur bedingt beobachten, da diese durch die starke Fluktuation dominiert wird. In den Messwerten der in c) und d) darge-

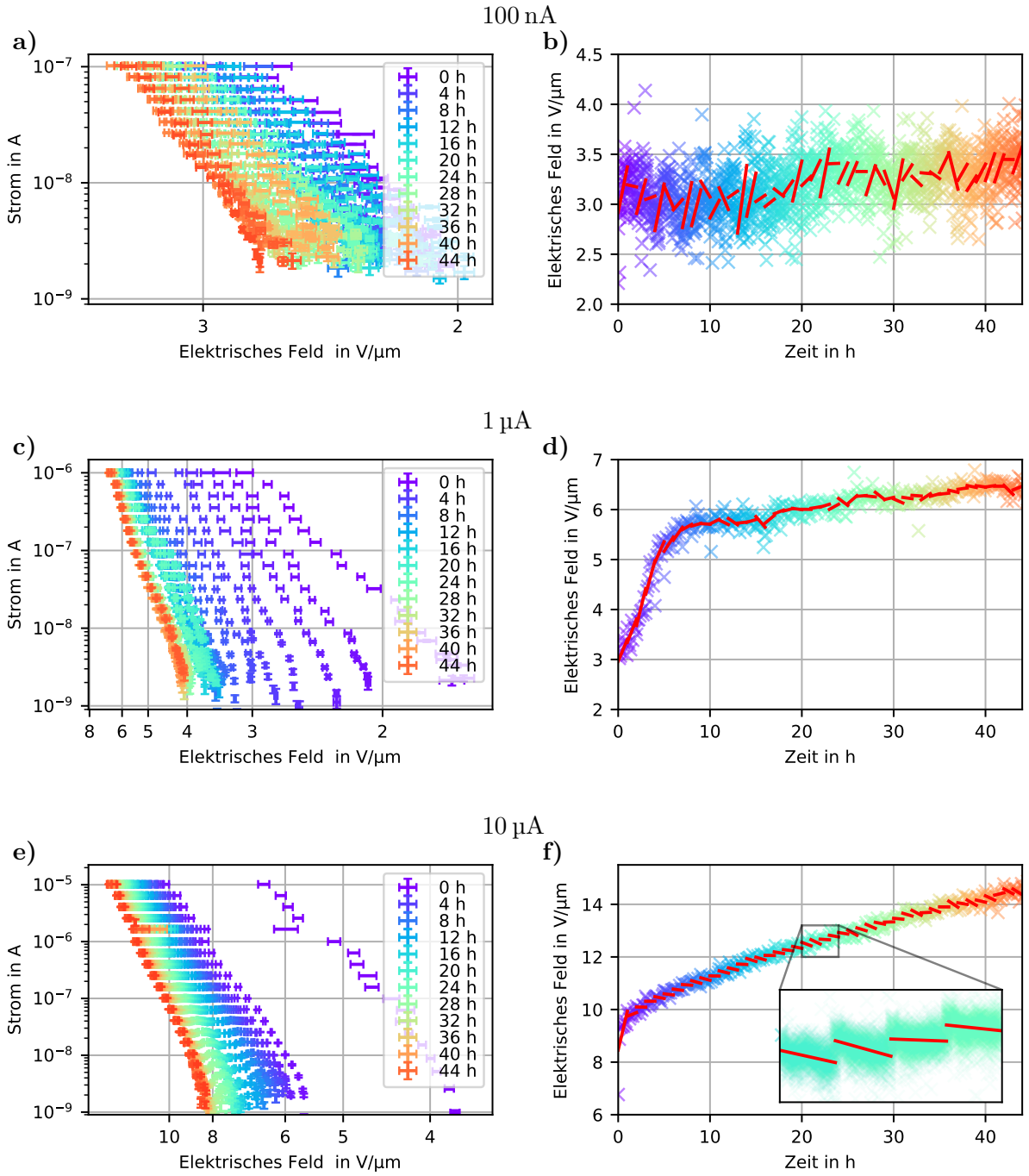


Abbildung 8.8: Es sind Kennlinien und Spannungsverläufe während der Konstantstrommessungen n-dotierter M-FEAs für verschiedene Emissionsstromlevel gezeigt. a) und b) zeigen den Verlauf für den Emissionsstrom von 100 nA, c) und d) für 1 µA und e) und f) für 10 µA. Die linke Hälfte der Abbildung zeigt hierbei jeweils die Kennlinien zwischen den Konstantstrommessungen und die rechte Hälfte den Verlauf des elektrischen Feldes während der Messung für den jeweiligen Strom. Wegen der Übersichtlichkeit zeigt die Legende der Kennlinienmessungen nur Kennlinien nach jeweils 4 h Messung. Die Verläufe des elektrischen Feldes zeigen außerdem einen linearen Fit an die jeweiligen Konstantstromintervalle (in rot). Die Messungen wurden bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-5}$ mbar durchgeführt.

stellten 1 µA Messung ist sowohl in den Kennlinien als auch in der Konstantstrommessung eine deutliche Zunahme der elektrischen Feldstärke zu beobachten. Darüber hinaus ist diese Zunahme in den ersten 5 h auch deutlich größer wie im Rest der Messung. Die Fluktuation während

der Konstantstrommessung und auch die Degradation während der Kennlinienmessung ist dabei geringer als die der 100 nA Messung. Die Kennlinien beginnen für die 1 µA und die 100 nA Messung bei ähnlichen Feldstärken, allerdings ist die Feldverschiebung bei der 1 µA Messung höher als die der 100 nA Messung. In e) und f) sind die Messwerte der 10 µA Messung abgebildet. Im Vergleich zu den vorherigen Messungen ist hierbei schon bei der ersten Kennlinie ein höheres elektrisches Feld zu beobachten. Des Weiteren ist vor allem nach der ersten Kennlinie eine starke Verschiebung der Kennlinie zu höheren elektrischen Feldern zu sehen. Diese Degradation kann auch in der ersten Konstantstrommessung durch die starke Feldzunahme erkannt werden. Im weiteren Verlauf der Konstantstrommessung fluktuieren die Werte bei dieser Messung verglichen mit den Messungen bei den beiden niedrigeren Emissionsströmen am wenigsten. Weiterhin sind die Steigungen beinahe aller an die 1 h Messungen angepasster Geraden negativ. Im vergrößerten Ausschnitt des Verlaufes zeigt sich jedoch ein stufenartiger Anstieg des elektrischen Feldes, welcher während der Kennlinienmessungen auftritt.

Eine mögliche Erklärung für die starke Fluktuation während der 100 nA Messung wäre, dass durch den geringen Emissionsstrom aus den einzelnen Emitterspitzen die Adsorption von Molekülen nur sehr begrenzt beschleunigt ist. Durch die immer auftretende zufällige Adsorption und Desorption von physisorbierten Molekülen wechseln die aktiven Spitzen, wodurch sowohl die benötigten Felder während der Konstantstrommessung als auch die einzelnen Kennlinien stark Fluktuieren können. Durch die geringere Extraktionsspannung und die somit geringere aktive Spitzenanzahl [173] als in den beiden anderen Messung sind hierfür mehr inaktive Spitzen vorhanden. Zusätzlich kann die Abnahme der Fluktuation mit steigendem Emissionsstrom dadurch erklärt werden, dass mit steigendem Emissionsstrom die Extraktionsspannung zunimmt. Dadurch werden bei einem FEA zusätzliche Emitterspitzen aktiviert [173], was zur Reduktion der Fluktuation durch Mittelung der Stromanteile der Einzelemitter führt [16, 146, 147, 174].

Um eine gewisse Statistik für die Auswertung zu erhalten, sollen die weiteren auftretenden Effekte an den Ergebnissen der gemittelten Werte der drei FEAs pro Emissionsstrom untersucht werden.

In Abbildung 8.9 a) sind die elektrischen Feldverschiebungen über eine Dauer von 35 h jeweils gemittelt für die drei gemessenen FEAs für jeden Emissionsstrom aufgetragen. Die elektrischen Feldverschiebungen werden dabei aus den Steigungen der an die Spannungsverläufe während der Konstantstrommessung angepassten Geraden ermittelt. Zunächst ist hier, wie auch in den Daten in Abbildung 8.8, eine abnehmende Fluktuation der Feldverschiebung mit steigendem Emissionsstrom zu erkennen. Dies kann wie schon erläutert durch eine zunehmenden Emitteranzahl erklärt werden [16, 146, 147, 174]. Ebenfalls ist für alle drei Emissionsströme eine wesentlich geringere Streuung der Feldverschiebungswerte verglichen mit denen für die Einzelemittermessung zu erkennen (Einzelemittermessung siehe Abbildung 8.6 a)). Verglichen mit der Feldverschiebung bei den p-dotierten FEAs (siehe Abbildung 7.3 b), Mittelwert aus allen Feldverschiebungswerten $(0{,}055 \pm 0{,}033)\,\mathrm{V}/(\mu\mathrm{m} \cdot \mathrm{h})$) wird hier eine erhöhte Unsicherheit und somit Fluktuation der Feldverschiebungswerte von $(0{,}02 \pm 0{,}20)\,\mathrm{V}/(\mu\mathrm{m} \cdot \mathrm{h})$ gemessen, was so aus Ergebnissen der Literatur vermutet wurde [133]. Für 1 µA und 10 µA beginnen die elektrischen Feldverschiebungen bei höheren Werten als das bei 100 nA der Fall ist und nehmen mit zunehmender Zeit schneller ab, bis eine Sättigung mit einer Fluktuation um einen Wert nahe bei Null erreicht wird. Die schnellere Abnahme der anfänglichen Degradation der 10 µA Messung verglichen mit der 1 µA Messung ist auch so wieder in Abbildung 8.8 gezeigt. Um die Daten miteinander vergleichen zu können, wird eine Kurve an die Daten der 1 µA und 10 µA Messungen angepasst. Da es sich um einen sättigenden Verlauf handelt, wird ein exponentielles Modell mit zusätzlicher additiver Konstante für die elektrische Feldverschiebung EFV gewählt: $EFV = A \cdot \exp(Bt) + C$. Durch Extrapolation der Daten zu $t = 0$, kann eine initiale elektrische Feldverschiebung (ΔE_{ini}) mit $\Delta E_{ini} = A + C$ abgeschätzt werden. Die Anpassung wird an die Daten der 100 nA Messungen

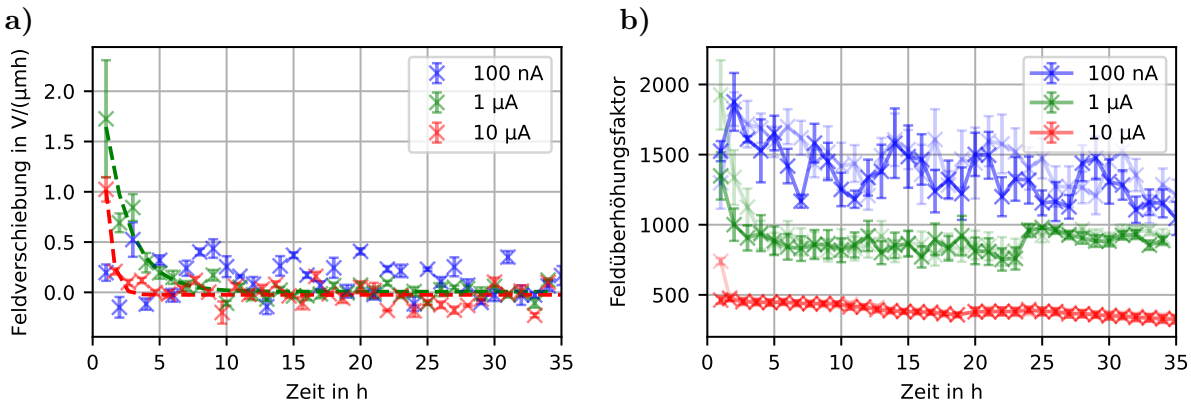


Abbildung 8.9: In a) jeweils die gemittelte Langzeitmessung der elektrischen Feldverschiebung von jeweils drei FEAs für die Emissionsströme von 100 nA, 1 µA und 10 µA. Gemessen wurde wie in Abschnitt 8.3 beschrieben. Zusätzlich zu den gemessenen Werten sind noch gestrichelt die mit der Gleichung: $EFV = A * \exp(Bt) + C$ an die Feldverschiebung der 1 µA- und 10 µA-Messungen angepassten Kurven eingezeichnet. In b) sind die gemittelten Feldüberhöhungsfaktoren der in Abhängigkeit von der Dauer der Messungen für die drei Emissionsströme dargestellt. Die Werte wurden aus den Kennlinien zwischen den Konstantstrommessungen mit der Murphy-Good-Gleichung extrahiert. Die Werte aus den Kennlinien direkt vor der Konstantstrommessung sind in den teiltransparenten Farben dargestellt, die Werte aus den Kennlinien nach der Konstantstrommessung sind in den deckenden Farben dargestellt.

nicht durchgeführt, da bei diesen der abnehmende Verlauf zu Beginn der Messungen nicht zu erkennen ist und somit die Funktion zur Anpassung nicht dem Verlauf der Daten entspricht. Die extrahierten Werte der 1 µA und 10 µA Messungen sind in Tabelle 8.1 aufgelistet.

Obwohl bei den 1 µA Messungen initial eine höhere elektrische Feldverschiebung gemessen wurde, besitzen die Messungen bei 10 µA die höchste extrapolierte elektrische Feldverschiebung ΔE_{ini}. Wie schon im Abschnitt 8.3 beschrieben, wird durch höhere Ströme ein größeres Ionenbombardement an der Spitzenoberfläche [76] und eine größere thermische Belastung erwartet [143]. Was zur steigenden Degradation mit steigendem Emissionsstrom beim erstmaligen Betrieb der FEAs führt. Der Parameter B gibt die Zeitkonstante für das Abnehmverhalten der elektrischen Feldverschiebung an. Der größere Wert und somit die schnellere Abnahme der elektrische Feldverschiebung ist beim Emissionsstrom von 10 µA zu beobachten. Somit wird der limitierende Faktor der Degradation der Emitter mit steigendem Emissionsstrom schneller erreicht.

Diese Beobachtung lässt sich wieder mit dem Zerstören bzw. Degradieren von Spitzen mit hohem Aspektverhältnis erklären, wie es in Abschnitt 6.2 bereits für Kennlinien erläutert wurde. Bei FEAs, die bei geringen Strömen das erste Mal betrieben werden, werden demnach zunächst wenige Spitzen mit großem Aspektverhältnis (der rechte Rand der Verteilung in Abbildung 6.3)

Tabelle 8.1: Extrahierte Konstanten mit der jeweiligen Unsicherheit aus der Langzeitmessung Abbildung 8.9 a). Die Konstanten wurden durch die Anpassung der Funktion $EFV = Aexp(Bt) + C$ ermittelt und aus diesem Fit der y-Achsenabschnitt $\Delta E_{ini} = A + C$ für einen Emissionsstrom von 1 µA und 10 µA berechnet. [175]

Strom	A in V/(µmh)	B in 1/h	C in V/(µmh)	ΔE_{ini} in V/(µmh)
1 µA	2,78±0,25	−0,53±0,05	0,007±0,018	2,79±0,26
10 µA	7,9±4,7	−2,0±0,6	−0,025±0,018	7,8±4,7

den Großteil des Stromes emittieren. Da durch die geringe nötige Feldstärke nur wenige Spitzen aktiv sind, können auch an diesen hohe lokale Stromdichten auftreten, wodurch diese degradieren bzw. zerstört werden. Da die Kennlinien bei der 100 nA und bei der 1 µA Messung zunächst sehr ähnliche elektrische Felder benötigt werden, geschieht diese Degradation bei den hier vorliegenden FEAs somit erst ab einem Emissionsstrom von ca. 1 µA (siehe auch Abschnitt 8.7 und Unterabschnitt 8.8.1). Dadurch, dass die Emitter während der stromgesteuerten Kennlinienmessung nur sehr begrenzte Zeit bei den jeweiligen Strömen betrieben werden, geschieht diese Degradation noch nicht während der Kennlinienmessung. Durch die Degradation bzw. Zerstörung der scharfen Spitzen muss das angelegte elektrische Feld erhöht werden, um den Emissionsstrom aufrecht zu erhalten. Dadurch tragen stumpfere Spitzen (weiter links aus der Verteilung) mit geringerem Aspektverhältnis zum Emissionsstrom bei. Aufgrund der Verteilung steigt die Zahl der Spitzen mit ähnlichem Aspektverhältnis für mittlere Werte an. Somit wird der Emissionsstrom mit fortschreitender Degradation auf eine steigende Anzahl an Emissionsspitzen aufgeteilt, was zur Reduktion des Emissionsstroms durch eine einzelne Spitze führt. Diese Aufteilung des Emissionsstroms auf eine größere Anzahl an Emissionsspitzen führt zu einer Reduktion der Degradation [76, 143] und somit zur Verringerung der elektrischen Feldverschiebung. Speziell in der Mitte der Verteilung führt eine geringe Erhöhung des angelegten elektrischen Feldes zu einer starken Erhöhung der Anzahl der am Emissionsstrom beteiligten Spitzen. Wenn der Emissionsstrom pro Spitze klein genug ist, kann dies sogar wie in Abbildung 8.9 a) gezeigt dazu führen, dass die Degradation während der Konstantstrommessung gegen Null geht. Durch diesen Effekt kann auch der Rückgang und die Limitierung der Degradation erklärt werden. Die anfängliche elektrische Feldverschiebung und die Abnahmerate der Degradation (Parameter B aus Tabelle 8.1) skalieren mit dem Emissionsstrom, da die Zerstörung oder Degradierung der Spitzen bei hohen Emissionsströmen schneller geschieht [76, 143]. Der Übergang von der stärkeren zur schwächeren Degradation, wie er z. B. in Abbildung 8.8 d) nach 5 h zu erkennen ist, könnte demnach das Ende der Degradation von Emitterspitzen mit zu hohem Aspektverhältnis aufzeigen. Bei der Messung mit 10 µA ist dies bereits nach etwa 1 h der Fall, bei dieser Messung ist sogar schon während der Kennlinienmessung eine Degradation durch die höheren Feldstärken bei der ersten Kennlinie messbar.

Die Sättigungswerte, der angepassten Kurven (Parameter C) weisen für die 10 µA sowie für die 1 µA Messung einen Wert nahe Null auf. Da sich die Verläufe des nötigen elektrischen Feldes in Abbildung 8.8 deutlich unterscheiden muss dieses Verhalten noch genauer untersucht werden.

Zunächst wird allerdings noch der Feldüberhöhungsfaktor, extrahiert aus der Kennlinie eines Emitters untersucht. Da die Zerstörung der einzelnen Emitterspitzen bei den schärfsten Spitzen beginnt, sollte dies auch im gemittelten Feldüberhöhungsfaktor, zu sehen sein. Zur Überprüfung dieser Annahme ist in Abbildung 8.9 b) der extrahierte Feldüberhöhungsfaktor für die drei Emissionsströme der Langzeitmessung dargestellt. Die Werte aus den Kennlinien vor der Konstantstrommessung sind jeweils in den helleren, teiltransparenten Farben dargestellt, die aus den Kennlinien nach der Konstantstrommessung in den dunkleren Farben. Die Verringerung des Feldüberhöhungsfaktors ist in der Langzeitmessung mit steigender Messdauer für alle drei Emissionsströme beobachtbar. Somit weisen diese Untersuchungen auf stumpfer werdende Spitzen mit steigender Messdauer hin, was den Effekt plausibel macht, dass zunächst die scharfen Emitter aus der Aspektverhältnissverteilung zerstört werden bzw. degradieren. Die ersten Werte des Feldüberhöhungsfaktor für 100 nA und 1 µA sind vor der Konstantstrommessung im Bereich der Unsicherheiten gleich. Allerdings liegen die Werte bereits nach der ersten Konstantstrommessung schon nicht mehr deckungsgleich übereinander. Somit geschieht die Degradation bei der 1 µA Messung nicht während der ersten Kennlinie sondern während der Konstantstrommessung. Dies bestätigt die Annahme, dass die schnelle Degradation bzw. Zerstörung der Emitterspitzen mit hohem Aspektverhältnis erst bei Strömen ab etwa 1 µA beginnt (siehe auch Abschnitt 8.7

und Unterabschnitt 8.8.1). Im Gegensatz dazu wurde bei der 10 µA Messung bereits beim ersten Feldüberhöhungsfaktorwert extrahiert aus der Kennlinie vor der Konstantstrommessung ein wesentlich kleinerer Wert ermittelt. Aber auch dieser verringert sich speziell durch die erste Konstantstrommessung noch einmal merklich und sinkt anschließend nahezu linear. Das bedeutet, dass während der ersten Kennlinienmessung bereits eine Degradation der Emitterspitzen mit dem höchsten Aspektverhältnis stattgefunden haben muss, diese zusätzlich aber auch während der ersten Konstantstrommessung oder aber während der zweiten Kennlinienmessung noch fortgesetzt wird. Für den weiteren Verlauf nimmt der Feldüberhöhungsfaktor der 1 µA Messung ähnlich wie die elektrische Feldverschiebung in Abbildung 8.9 a) bei diesem Strom sehr schnell ab und sättigt ab etwa 3 h. Analog dazu sättigt der Feldüberhöhungsfaktor der 10 µA Messung schneller und der Feldüberhöhungsfaktor der 100 nA Messung langsamer bzw. gar nicht. Auch weist der Feldüberhöhungsfaktor der 100 nA Messung analog zur elektrischen Feldverschiebung wieder eine stärkere Streuung der Werte auf als die beiden anderen Messungen. Da der Feldüberhöhungsfaktor aus dem Murphy-Good Modell mit fester Austrittsarbeit extrahiert wird (siehe Abschnitt 2.4), kann sich eine ändernde Austrittsarbeit ebenfalls auf den Feldüberhöhungsfaktor auswirken. Daher könnte die Fluktuation der Feldüberhöhungswerte bei den 100 nA Messungen auch auf eine sich ändernde Adsorbatbelegung der aktiven Emissionsfläche und die daraus resultierende Austrittsarbeitsänderung zurückzuführen sein. Der Sprung in den Feldüberhöhungsfaktoren der 1 µA Messungen nach 23 h ist durch den Abbruch einer der drei Messungen wegen des Ausfalls des Messplatzes während der Messung zu begründen. Da dieser Sprung die Interpretation der Daten nicht beeinflusst, wurde die zugrundeliegende Messung nicht wiederholt.

Da die negativen Werte der Feldverschiebung aus Abbildung 8.9 a) die stufenartige Zunahme des elektrischen Feldes aus Abbildung 8.8 f) nicht widerspiegeln, ist noch die Betriebsfeldstärke für die drei Emissionsströme in Abbildung 8.10 a) dargestellt. Um die Feldverschiebung besser mit der Betriebsfeldstärke vergleichen zu können ist in Abbildung 8.10 b) noch die akkumulierte Feldverschiebung für alle drei Ströme der Langzeitmessung abgebildet. Die Betriebsfeldstärken unterscheiden sich dabei bereits bei der ersten Messung, wobei mit steigendem Emissionsstrom die Betriebsfeldstärke zunimmt. Dies wird so erwartet, da die Betriebsfeldstärke die Feldstärke ist, bei der das jeweilige FEA den jeweiligen Strom erreicht. Der Verlauf der Betriebsfeldstärke zeigt für den Emissionsstrom von 100 nA bis auf wenige Ausnahmen einen kontinuierlichen

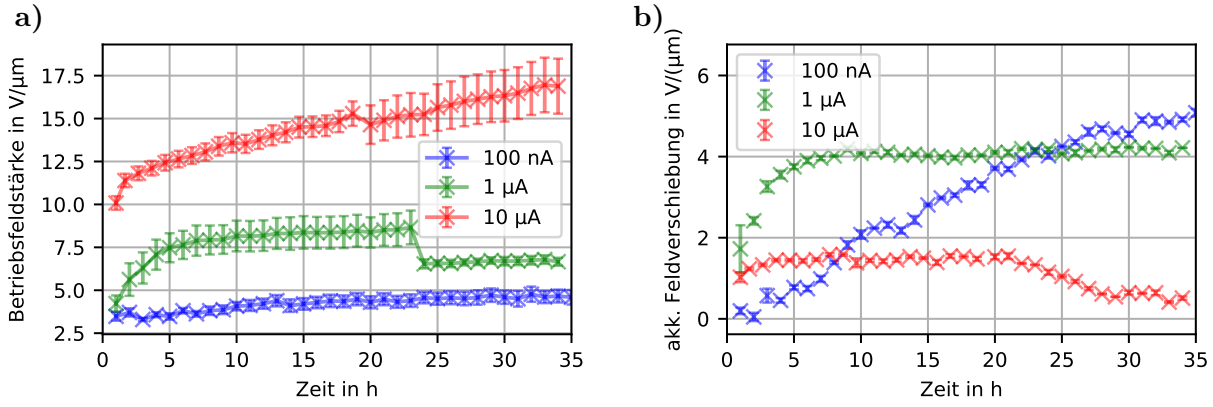


Abbildung 8.10: In a) sind die gemittelten stromabhängigen Betriebsfeldstärken von jeweils drei M-FEAs für die Emissionsströme von 100 nA, 1 µA und 10 µA dargestellt. Die Betriebsfeldstärke entspricht dabei jeweils dem y-Achsenabschnitt aus der linearen Anpassung an das für den Emissionsstrom nötige elektrische Feld (siehe z. B. Abbildung 8.8 b), d) und f)). In b) sind die für die vermessenen M-FEAs gemittelten Feldverschiebungen der Langzeitmessungen für 100 nA, 1 µA und 10 µA aus Abbildung 8.9 a) akkumuliert dargestellt.

Anstieg, bei dem sich zum Ende der Messzeit eine leichte Sättigung abzeichnet. Die akkumulierte Feldverschiebung über die Messung fällt bei den 100 nA Messungen am größten aus. Bei der 1 µA Messung steigt die Betriebsfeldstärke zunächst schneller als bei der 100 nA Messung, was durch die zunächst höhere Feldverschiebung erklärt werden kann. Im weiteren Verlauf sättigt die Betriebsfeldstärke der 1 µA Messung was durch das Sättigungslevel (Parameter C aus Tabelle 8.1) nahe Null zu erwarten ist. Hier ist ebenso der Messplatzausfall bei etwa 24 h zu beobachten. Die akkumulierte Feldverschiebung der 1 µA Messung besitzt einen sehr ähnlichen sättigenden Verlauf wie die Betriebsfeldstärke. Auch bei der 10 µA Messung ist zu Beginn der Messung eine kurzzeitig höhere Zunahme der Betriebsfeldstärke als im restlichen Verlauf der Messung zu erkennen. Dies passt ebenfalls wieder zu der hohen gemessenen Feldverschiebung zu Beginn der Messungen (siehe Abbildung 8.9 a). Allerdings steigt die Betriebsfeldstärke auch im weiteren Verlauf der Messungen kontinuierlich an, was nicht mit der akkumulierten Feldverschiebung aus Abbildung 8.10 b) übereinstimmt. Die akkumulierte Feldverschiebung weist für die 10 µA Messung nämlich für die Messdauer von 5 h bis 20 h einen nahezu konstanten Verlauf auf und sinkt im Anschluss sogar noch.

Da bei der Betriebsfeldstärke sowohl die Degradation während den Kennlinien als auch die Degradation während der Konstantstrommessung integriert ist, muss die Diskrepanz zwischen den beiden Abbildungen aus einer Veränderung der Emissionseigenschaften während den Kennlinien zwischen den jeweiligen Konstantstrommessungen resultieren. Aus diesem Grund ist in Abbildung 8.11 a) genau diese Veränderung mit Unsicherheit akkumuliert dargestellt. Jeweils in der selben Farbe, nur heller, sind noch die Einzelmesswerte abgebildet, die für die Mittelung verwendet werden.

Hier ist bei den 10 µA Messungen zu erkennen, dass die akkumulierte Feldverschiebung, gemessen an der Verschiebung der beiden Kennlinien zwischen den Konstantstrommessungen, zunimmt. Bei der 1 µA Messung ist die Zunahme wesentlich weniger stark ausgeprägt und bei der 100 nA Messung ist die Feldverschiebung zwischen den Konstantstrommessungen sogar negativ. Dies bedeutet, dass die FEAs während den Kennlinien bei den 10 µA Messungen degradieren, bei den 1 µA Messungen ebenfalls, nur nicht so stark, und dass während den Kennlinienmessungen bei den 100 nA Messungen eine Regeneration stattfindet. Addiert man die hier ermittelten Werte zur akkumulierten Feldverschiebung aus Abbildung 8.10 b) erhält man einen nahezu identischen

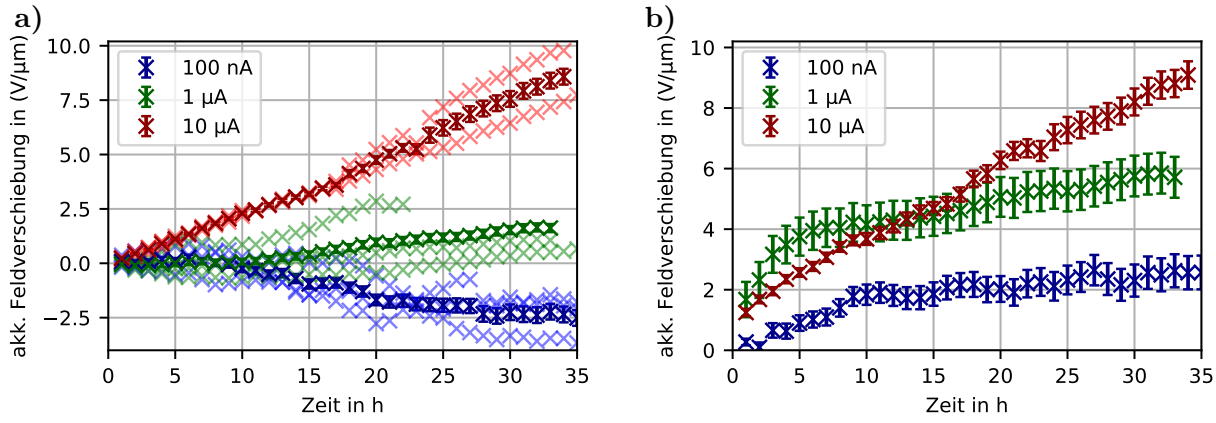


Abbildung 8.11: In a) ist die akkumulierte Feldverschiebung die bei den Kennlinienmessungen zwischen zwei Konstantstrommessungen auftritt dargestellt. In den helleren Farben sind die Werte der einzelnen FEAs die für die verschiedenen Ströme vermessen wurden aufgetragen. Die dunkleren Markierungen entsprechen den gemittelten Werten mit Unsicherheit. Auf der x-Achse ist die insgesamt verstrichene Messzeit während den jeweiligen Konstantstrommessungen aufgetragen. In b) ist die akkumulierte Feldverschiebung aus a) summiert mit der akkumulierten Feldverschiebung aus Abbildung 8.10 b) dargestellt.

Verlauf zu den Kurven der Betriebsfeldstärke aus Abbildung 8.10 a). Dieser ist in Abbildung 8.11 b) dargestellt.

Die Zunahme der Feldverschiebung nach der anfänglichen je nach Emissionsstrom unterschiedlich schnellen Degradation der Emitterspitzen muss teilweise von Adsorbaten verursacht werden. Diese Schlussfolgerung kommt daher, dass bei der 10 µA während der Kennlinienmessung eine Degradation der Emissionseigenschaften und bei der Konstantstrommessung unter anderem eine Regeneration der Eigenschaften auftritt. Für die 100 nA Messung hingegen tritt die Regeneration während der Kennlinienmessung und die Degradation während der Konstantstrommessung auf. Dieser Wechsel zwischen Degradation und Regeneration kann durch Adsorbate erklärt werden.

Wie zu Beginn des Abschnittes erläutert, kann die Desorptionsrate mit erhöhtem Emissionsstrom steigen [76, 83, 166]. Daraus folgt, dass die Desorption mit abnehmendem Emissionsstrom abnehmen kann. Dadurch kann es zu einer Adsorbatbelegung der Oberfläche der Spitzen während der Kennlinienmessung kommen. Durch den ausreichend hohen Emissionsstrom während der Konstantstrommessungen der 10 µA Messungen können die Emitterspitzen heiß genug sein, um Adsorbate desorbieren zu lassen. Durch den großen Strombereich während der Kennlinienmessung kommt es zu einer Abkühlung der Spitzen verglichen mit der Temperatur während der Konstantstrommessung, was zur erhöhten Adsorbatbelegung der Emitterspitzen während der Kennlinienmessung führt. Verglichen mit der beobachtbaren Regeneration während der Konstantstrommessung der 10 µA Messungen muss diese Adsorbatbelegung während der Kennlinienmessung wesentlich schneller geschehen, da die Regeneration über die komplette Dauer der Konstantstrommessung sichtbar ist (siehe Einsatz Abbildung 8.8 f)). Da das notwendige elektrische Feld am jeweiligen Ende der 1 h Messung höher als bei der Messung zuvor ist, kann nur eine teilweise Regeneration während der Konstantstrommessung erreicht werden und die Degradation ist für die Messmethode teilweise irreversibel.

Die teilweise irreversible Degradation könnte durch thermische Belastung und infolge dessen durch geometrische Veränderung auftreten [143] die von der Veränderung durch die Adsorbatbelegung überlagert wird. Bei der Betrachtung von verschiedenen FEAs im REM die bei einem Emissionsstrom von 10 µA betrieben wurden, konnten mehr geschmolzene Spitzen erkannt werden als bei den FEAs, die bei 100 nA betrieben wurden. Des Weiteren könnte der Effekt durch nicht ausreichend lange Regenerationsphasen oder durch Chemisorption von Ionen [79] teilweise irreversibel sein. Zusätzlich kann es während der Konstantstrommessung auch durch Ionenbombardement zu einer Anspitzung der Emitterspitzen kommen [143]. Dadurch würde das zur Elektronenextraktion nötige elektrische Feld ebenfalls sinken. Durch die wesentlich geringeren Emissionsströme und elektrischen Felder während der Kennlinienmessung wäre dieser Effekt während der Kennlinienmessung wesentlich weniger ausgeprägt. Durch eine Vermessung aller Spitzenradien vor und nach einer Konstantstrommessung, bei der die Regeneration auftritt, könnte geklärt werden ob dieser Effekt auftritt. Da diese Messung bei allen FEAs und allen Emitterspitzen durchgeführt werden müsste, ist diese Messung erst zielführend, wenn eine automatisierte Vermessung der Emitterspitzen möglich ist.

Die negative Feldverschiebung bei der 100 nA Messung in Abbildung 8.11 a) könnte daher kommen, dass die Spitzen sowohl während der Konstantstrommessung als auch während der Kennlinie nahezu auf Raumtemperatur sind. Dadurch wird die Desorption während der Konstantstrommessung nicht beschleunigt. Durch den höheren Strom während der Konstantstrommessung ist allerdings das Ionenbombardement der Emitterspitzen mit Restgasmolekülen erhöht. Besitzen die auf der Emitterspitze auftreffenden Ionen nicht genügend Energie, um Adsorbate zu entfernen, können sich die auftreffenden Ionen zusätzlich auf die Emissionsfläche absetzen [79] und die Emissionseigenschaften beeinflussen. Dadurch sinkt bei weiterer Verringerung des Emissionsstromes, wie es in den Kennlinienmessungen der 100 nA Messungen der Fall ist, die Adsorptionsrate. Somit fällt die Adsorptionsrate während dieser Kennlinienmessungen unter den

Wert der Desorptionsrate, wodurch mehr Adsorbate desorbieren als adsorbieren und somit eine Verbesserung der Emissionseingenschaften während der Kennlinien auftritt.

Bei den 1 µA Messungen tritt weder während den Konstantstrommessungen (siehe Abbildung 8.10) noch bei den Kennlinienmessungen dazwischen (siehe Abbildung 8.11 a)) eine messbare Regeneration der Emissionseigenschaften auf. Dies könnte daran liegen, dass sich die Adsorption und die Desorption sowohl während der Konstantstrommessung als auch während der Kennlinienmessung im Gleichgewicht befindet. Dadurch tritt in beiden Fällen weder eine messbare Degradation noch eine messbare Regeneration auf.

Um diesen Effekt genauer zu untersuchen, könnten geheizte Messungen mit verschiedenen Proben bei verschiedenen Emissionsströmen durchgeführt werden. Es wurde bereits gezeigt, dass ein Ausheizen während der Kennlinien, bei ansonsten ungeheiztem Betrieb, zu keiner langfristigen Verringerung der Degradation führt (siehe Abschnitt 7.5). Durch einen kontinuierlichen Betrieb der FEAs bei erhöhten Temperaturen und auch für andere Emissionsströme könnte dies jedoch unterschiedlich sein. Da dies mit der hier durchgeführten Langzeitmessung allerdings eine zu große Zeit in Anspruch nehmen würde, wird diese geheizte Messung erst mit der im folgenden Abschnitt 8.5 vorgestellten stromabhängigen Degradationsmessung, dann in Unterabschnitt 8.8.3 durchgeführt.

Selbst wenn zwei identisch prozessierte Emitter auf exakt die selbe Weise auf ihre elektrischen Eigenschaften hin untersucht werden, unterliegen die Ergebnisse einer bestimmten Fluktuation. Mit bisherigen Messmethoden war es nahezu unmöglich, Statistik für die gemessenen Ergebnisse zu erhalten. Auch mit der hier gezeigten Messmethode müssen sehr lange Messzeiten in Kauf genommen werden. Somit war auch ein Vergleich verschiedener Emitterstrukturen praktisch nicht möglich. Ein solcher Vergleich soll durch die Methodik ermöglicht werden, die im nächsten Abschnitt beschrieben wird.

Da bei allen drei Emissionsströmen die elektrische Feldverschiebung mit zunehmender Betriebsdauer des jeweiligen FEAs sinkt, kann eine realistische Abschätzung der Lebensdauer eines Emitters nur getroffen werden, wenn bis zur Sättigung des elektrischen Feldverschiebungs-Wertes gemessen wird. Für niedrige Emissionsströme (siehe 100 nA Messung) wird das Sättigungslevel jedoch erst nach sehr langen Messdauern erreicht, weshalb dieses Vorgehen für eine schnelle Messroutine nicht möglich ist. Deshalb wird die in Abschnitt 8.5 vorgestellte Messmethode in Abschnitt 8.6 mit verschiedenen Dauern der Konstantstrommessung durchgeführt und verglichen.

Es lässt sich feststellen, dass die FEAs zwar bei einem Emissionsstrom von 100 nA die stärksten Fluktuationen aufweisen, verglichen mit den in Abschnitt 8.3 gemessenen Werten für Einzelemitter (siehe Abbildung 8.6) jedoch wesentlich weniger stark Fluktuieren. Des Weiteren treten wesentlich geringere Feldverschiebungswerte auf, was wieder darauf schließen lässt, dass die Lebensdauer durch die Stromaufteilung auf mehr Emitterspitzen positiv beeinflusst wird. Weiter kann festgehalten werden, dass am Anfang des Betriebs eines FEAs je nach Emissionsstrom unterschiedlich stark ausgeprägt eine irreversible Degradation der Emitterspitzen auftritt. Diese kann durch thermische Überbelastung, Ionenbombardement und Elektromigration an den Emitterspitzen hervorgerufen werden. Im weiteren Verlauf kann wieder je nach Emissionsstrom ebenfalls eine irreversible Degradation an den FEAs auftreten, die allerdings auch je nach Emissionsstrom von einer teilweise reversiblen Degradation durch Adsorbate überlagert ist.

8.5 Methodik der stromabhängigen Degradationsmessung

Hier soll die neue Messmethode beschrieben werden, durch die ein systematischer Vergleich verschiedenster Emitter bei unterschiedlichen Emissionsströmen ermöglicht werden soll. Um eine universell vergleichbare Lebensdauer- bzw. Degradationsabschätzung zu erlauben, wird für

jeden Emitter bei verschiedenen Emissionsströmen eine Konstantstrommessung durchgeführt. Um zusätzlich die Emittereigenschaften und deren Änderung durch die Konstantstrommessung charakterisieren zu können wird vor und nach jeder Konstantstrommessung eine Kennlinie auf den jeweils gewählten Emissionsstrom aufgenommen.

In Abbildung 8.12 ist die Messroutine schematisch mit den sich für die unterschiedlichen Emissionsströme wiederholenden vier Abschnitten dargestellt. Der Emissionsstrom ist dabei immer (auch während der Kennlinienmessungen) mit der in Abbildung 8.3 gezeigten Emissionsstromregelung geregelt. Während allen Messungen wird der in Abschnitt 4.2 beschriebene Diodenaufbau mit einer maximalen Extraktionsspannung an der Extraktionsplatte von 1,4 kV verwendet. Die Messroutine wird aufsteigend, beginnend mit der Kennlinie davor beim geringsten Emissionsstrom (10 nA) nacheinander für alle in der Abbildung markierten Emissionsströme durchgeführt. Die einzelnen Emissionsströme sind in Abbildung 8.12 in der unteren Skala farblich markiert und noch einmal in Tabelle 8.2 mit den exakten Werten dargestellt, da diese schwierig aus dem Balkendiagramm abzulesen sind. Sobald während einer Messung der Emissionsstrom für 20 aufeinanderfolgende Werte um mehr als 10 % unter dem eingestellten Wert liegt, wird die Messung mit einer abschließenden Kennlinienmessung beendet. Bevor die Messroutine gestartet wird, wird die Vakuumkammer auf einen Druck von $1 \cdot 10^{-6}$ mbar evakuiert. Anschließend wird mithilfe eines Nadelventils, welches an eine 99 % Stickstoffquelle angeschlossen ist, der Druck (wenn nicht anders beschrieben) auf $1 \cdot 10^{-5}$ mbar geregelt.

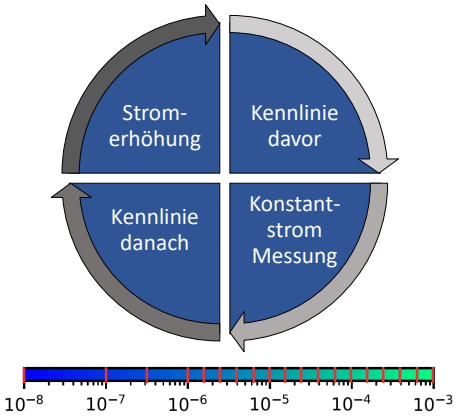


Abbildung 8.12: Schematische Darstellung der vier sich wiederholenden Abschnitte der stromabhängigen Degradationsmessung. Im Balkendiagramm sind die Stromwerte markiert, bei denen jeweils ein Durchlauf der vier Abschnitte durchgeführt wird.

Tabelle 8.2: Verwendete Stromlevel bei der stromabhängigen Degradationsmessung.

Nr.	1	2	3	4	5	
Strom in A	$1 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$3{,}16 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$1{,}58 \cdot 10^{-6}$	
Nr.	6	7	8	9	10	
Strom in A	$2{,}51 \cdot 10^{-6}$	$3{,}98 \cdot 10^{-6}$	$6{,}31 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$1{,}58 \cdot 10^{-5}$	
Nr.	11	12	13	14	15	
Strom in A	$2{,}51 \cdot 10^{-5}$	$3{,}98 \cdot 10^{-5}$	$6{,}31 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1{,}58 \cdot 10^{-4}$	
Nr.	16	17	18	19		
Strom in A	$2{,}51 \cdot 10^{-4}$	$3{,}98 \cdot 10^{-4}$	$6{,}31 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$		

Die Kennlinienmessungen vor (“davor“) und nach (“danach“) den jeweiligen Konstantstrommessungen werden wie in Abschnitt 8.2 beschrieben per Stromregelung durchgeführt, um eine konstante Belastung zu realisieren. Bei der Kennlinie davor wird nach dem dritten Up- und Downsweep ein letzter Upsweep ausgeführt und anschließend sofort die Konstantstrommessung begonnen. Diese wird wie die Konstantstrommessungen in Abschnitt 8.3 (wenn nicht anders beschrieben) mit einer Dauer von 1 h durchgeführt. Direkt im Anschluss an die Konstantstrommessung, wird ein Downsweep vom gegenwärtigen Maximalstrom zum Minimalstrom von 3 nA durchgeführt. Dieser Downsweep ist bereits Teil der Kennlinie danach, wobei anschließend noch jeweils drei Up- und Downsweeps durchgeführt werden. Dann wird der Emissionsstrom auf den nächsten Wert (siehe Abbildung 8.12 unten bzw. Tabelle 8.2) erhöht und mit einer erneuten Kennlinienmessung vor der Konstantstrommessung begonnen.

In Abbildung 8.13 sind beispielhaft die Messdaten die während einer stromabhängigen Degradationsmessung aufgenommen werden für ein n-dotiertes Typ-M FEA mit einem spezifischen Widerstand zwischen 10 und 20 $\Omega \cdot$ cm dargestellt. Abbildung 8.13 a) zeigt dabei die Kennlinien vor und nach der jeweiligen Konstantstrommessung in Millikan-Lauritsen-Koordinaten. Dadurch, dass der Abstand zwischen Emitterspitzen und Extraktionsplatte während der gesamten Messung eines Emitters konstant ist, kann hier die Extraktionsspannung für alle Kennlinien in das angelegte elektrische Feld umgerechnet werden. Im Gegensatz zu Abbildung 8.1 sind hier in der Abbildung die gesamten Kennlinien mit steigendem Maximalstrom zu höheren Feldern hin verschoben. Dies liegt an der in Kapitel 7 bereits gezeigten Degradation während der Konstantstrommessung. Es ist zu erkennen, dass der Versatz der Kennlinien bei geringen sowie hohen Strömen größer ist als bei Strömen im Bereich um 1 µA. Zusätzlich variieren die Kennlinien und somit auch die angepassten FN-Kurven für die ersten beiden Emissionsströme (10 nA und 100 nA) sehr stark und werden erst ab einem höheren Emissionsstrom stabiler. Dieses Verhalten kann durch die bereits in Abschnitt 4.3 beschriebenen Einschalt- und Konditionierungseffekte

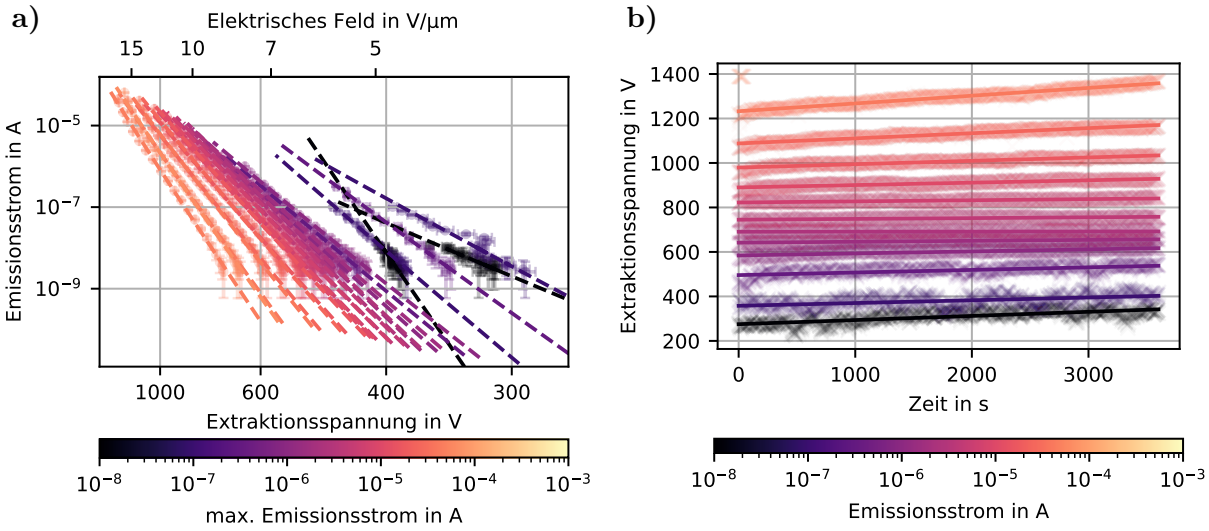


Abbildung 8.13: In a) sind die gemittelten Kennlinien vor und nach der jeweiligen Konstantstrommessung in einem Millikan-Lauritsen-Diagramm in Abhängigkeit vom maximalen Emissionsstrom dargestellt. Zusätzlich sind noch die angepassten und zur Fowler-Nordheim-Parameter-Extraktion genutzten Murphy-Good-Kurven gestrichelt in der jeweiligen Farbe des maximalen Emissionsstrom gezeigt. In b) ist ein typischer zeitlicher Verlauf der nötigen Extraktionsspannungen während der stromabhängigen Degradationsmessung in Abhängigkeit vom jeweils geregelten Emissionsstrom abgebildet. Zusätzlich sind in der selben Farbe wie die jeweiligen Spannungsverläufe Geraden abgebildet, die mithilfe der Methode der kleinsten Quadrate an die jeweiligen Verläufe angepasst sind.

erklärt werden. Deswegen werden für die spätere Interpretation die extrahierten Parameter aus den ersten Kennlinien mit Vorsicht betrachtet bzw. interpretiert.

Aus den Kennlinien werden durch eine lineare Regression in Murphy-Good-Koordinaten [46], der Feldüberhöhungsfaktor und die effektive Emissionsfläche (A_{eff}) ermittelt. Durch mögliche Abweichungen von einem linearen Verlauf, wie sie in Abschnitt 2.5 beschrieben sind, werden Abweichungen der extrahierten Parameter von den tatsächlich interpretierbaren Größen wie z. B. effektive Fläche und Feldüberhöhungsfaktor erwartet. Deshalb sollte die Interpretationen dieser Größen allgemein mit Vorsicht erfolgen.

In Abbildung 8.13 b) ist ein typischer Verlauf der Extraktionsspannungen während der Konstantstrommessungen eines FEAs für die verschiedenen geregelten Emissionsströme in Abhängigkeit von der Messzeit beim jeweiligen Emissionsstrom dargestellt. Die Farbe der eingezeichneten Punkte entspricht dabei dem jeweils vorliegenden Emissionsstrom, welcher in dem darunter liegenden Balkendiagramm abgelesen werden kann. Die hier gezeigte Messung wurde bei einem Emissionsstrom von 40 µA abgebrochen, da während der Konstantstrommessung der Emissionsstrom nicht mehr erreicht wurde. In Abhängigkeit von der Messzeit ist ein nahezu linearer Anstieg der benötigten Extraktionsspannung zu beobachten. Um die durch die Degradation des Emitters verursachte Steigerung der nötigen Extraktionsspannung zu ermitteln, wird wie in Abschnitt 8.3 beschrieben eine Gerade mit der Methode der kleinsten Quadrate an die aufgenommenen Datenpunkte angepasst. Die angepasste Gerade ist in Abbildung 8.13 als durchgezogene Linie in der für den jeweiligen Emissionsstrom entsprechenden Farbe eingezeichnet. Degradiert der Emitter während der Konstantstrommessung, weisen die angepassten Geraden eine positive Steigung auf, verbessern sich dahingegen die Emissionseigenschaften, ist die Steigung der Geraden negativ. Es ist zu erkennen, dass die Steigung der Geraden und somit die Degradation des Emitters für kleine Ströme (unter ca. 10 nA) und für Ströme über 10 µA mit steigendem Strom zunimmt. Für Ströme im Bereich von etwa 1 µA jedoch nimmt die Spannungsänderung für steigende Ströme ab. Dieser nicht triviale Verlauf der Degradation bei FEAs wird in Abschnitt 8.8 untersucht.

Die Steigung der angepassten Geraden an die Extraktionsspannung während der Konstantstrommessung wird durch den Abstand zwischen Emitterspitze und Extraktionsplatte geteilt und wie bereits in Abschnitt 8.3 beschrieben als elektrische Feldverschiebung zur Interpretation des Emitterverhaltens verwendet. Beispielhaft ist diese elektrische Feldverschiebung gemittelt für sechs n-dotierte Typ-M Emitter mit einem spezifischen Widerstand zwischen 10 und 20 $\Omega \cdot$ cm in Abbildung 8.14 a) dargestellt. Der Verlauf zeigt, dass die Degradation eines Typ M Emitters bei steigendem Emissionsstrom zunächst kurz (bis etwa 300 nA) zunimmt, dann bis etwa 3 µA abnimmt und dann zu höheren Strömen wieder zunimmt. Der y-Achsenabschnitt der angepassten Geraden an die Extraktionsspannung wird wie in Abschnitt 8.3 beschreiben als Betriebsfeldstärke ebenfalls zur Interpretation des Emissionsverhaltens verwendet. Beispielhaft ist diese Betriebsfeldstärke gemittelt für drei Emitter in Abbildung 8.14 b) dargestellt. Der nicht triviale Verlauf der elektrischen Feldverschiebung wird wie schon erwähnt in Abschnitt 8.8 untersucht. Für die Betriebsfeldstärke wird durch die Fowler-Nordheim-Gleichung für Feldemission mit steigendem Emissionsstrom ein steigendes Verhalten erwartet. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird, da hier die statistische Betrachtung ermöglicht wird, direkt diese Art der Darstellung gewählt, wenn die Verläufe der Konstantstrommessung keine Besonderheiten aufweisen. Um trotzdem die Messwerte der einzelnen FEAs auf Unregelmäßigkeiten untersuchen zu können, werden diese beim erstmaligen Abbilden der Daten jeweils noch mit eingezeichnet.

Zusätzlich soll das Verhalten der Emitter während den Kennlinienmessungen zwischen den Konstantstrommessungen betrachtet werden. Dafür wird die Kennlinienverschiebung für die drei vermessenen FEAs bei den jeweiligen Emissionsströmen gemittelt und in Abbildung 8.15 dargestellt. Auch hier sind die einzelnen Messwerte der verschiedenen FEAs mit abgebildet. Zur

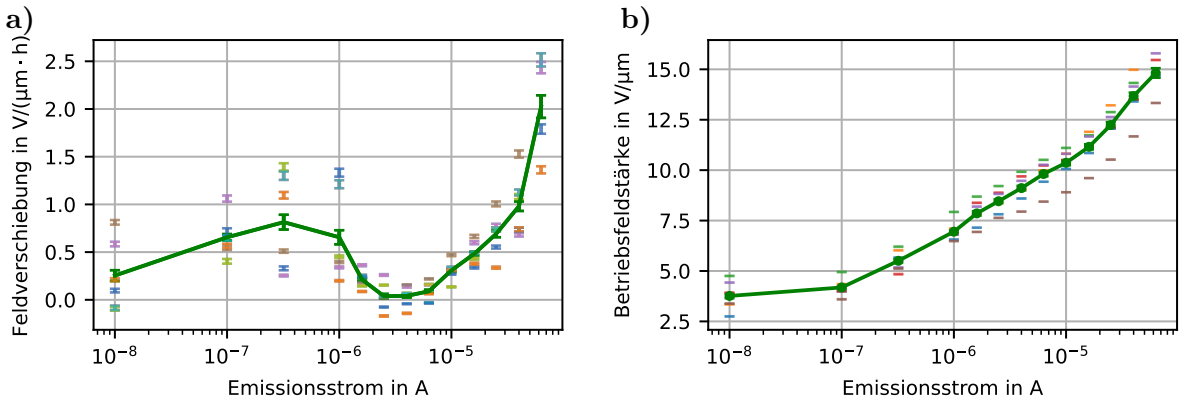


Abbildung 8.14: In a) ist die Feldverschiebung mit Unsicherheiten gemittelt für drei FEAs in Abhängigkeit des Emissionsstromes dargestellt. Die Feldverschiebung entspricht der Steigung der an die elektrischen Felder der Konstantstrommessung angepassten Geraden. b) zeigt die gemittelten Betriebsfeldstärken der selben Messungen ebenfalls in Abhängigkeit vom Emissionsstrom. Die Betriebsfeldstärke entspricht dem y-Achsenabschnitt der an die elektrischen Felder aus der Konstantstrommessung angepassten Geraden. In beiden Abbildungen sind zusätzlich zu den gemittelten Werten die Werte der einzelnen FEAs dargestellt.

Ermittlung des Versatzes wird an die Kennlinie des nächsthöheren Stroms in Murphy-Good-Koordinaten eine Gerade angepasst. Durch die dabei ermittelten Emissionsparameter wird das elektrische Feld für den maximalen Emissionsstrom der vorherigen Kennlinie berechnet. Aus den für den selben Strom ermittelten elektrischen Feldern wird dann die Differenz gebildet. Diese Darstellungsmethode wird ebenfalls wegen der statistischen Betrachtung im weiteren Verlauf der Arbeit gewählt, wenn die Kennlinien keinen besonderen Verlauf aufweisen.

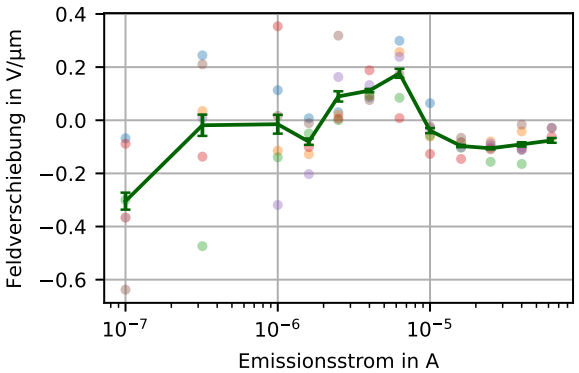


Abbildung 8.15: In grün ist die gemittelte Feldverschiebung resultierend aus den beiden Kennlinien zwischen den einzelnen Konstantstrommessungen mit Standardabweichung dargestellt. Die Werte sind jeweils bei dem Strom aufgetragen, bei dem im Anschluss an die Kennlinien die nächste Konstantstrommessung durchgeführt wird. Zur Mittelung wurden die Messdaten der selben sechs FEAs wie in Abbildung 8.14 berücksichtigt, wobei diese Messdaten für die einzelnen FEAs in unterschiedlichen Farben dargestellt sind.

8.6 Analyse des Einflusses der frei gewählten Parameter der stromabhängigen Degradationsmessung

Bevor verschiedene Emitter miteinander verglichen werden, soll die Messmethode selbst analysiert werden. Dafür müssen zunächst alle frei gewählten Parameter der Messmethode untersucht werden.

8.6.1 Einfluss der Stichprobenzahl auf die statistischen Messergebnisse

Ein Vorteil der Methode soll die statistische Auswertbarkeit der Ergebnisse sein. Dafür werden nicht wie sonst in der Literatur üblich Messungen an nur einem FEA durchgeführt [27, 75, 176–178], sondern mehrere Stichproben analog prozessierter FEAs untersucht. Um zu überprüfen, wie viele Stichproben nötig sind, werden in Abbildung 8.16 bei zwei verschiedenen Drücken ($1 \cdot 10^{-5}$ mbar und $2{,}61 \cdot 10^{-4}$ mbar) zunächst drei und anschließend insgesamt sechs M-FEAs mit einer Konstantstrommessung-Dauer von 1 h gemessen. Die Messwerte werden anschließend gemittelt und die elektrische Feldverschiebung bzw. die Degradation in Abhängigkeit vom während der Konstantstrommessung emittierten Strom dargestellt. Da nicht alle FEAs des gleichen Typs den gleichen Maximalstrom erreichen, werden hier nur Datenpunkte gezeigt, wenn mindestens 2/3 der Proben den Emissionsstrom auch erreicht haben. Das n-dotierte Substrat der verwendeten Emitter hat einen spezifischen Widerstand von 10-20 $\Omega \cdot$ cm.

Auf den genauen Verlauf der Degradation in Abhängigkeit vom Emissionsstrom wird erst in Abschnitt 8.8 und auf die unterschiedlichen Verläufe über die verschiedenen Drücke erst in Abschnitt 9.1 näher eingegangen. Die Unsicherheiten nehmen mit der größeren Emitteranzahl ab, wodurch die statistische Aussagekraft der Messungen gesteigert werden kann. Hier soll verdeutlicht werden, dass bei den beiden Drücken die Verläufe der Degradation für drei und sechs Emitter im Bereich der Unsicherheiten der Messwerte deckungsgleich sind. Da im Weiteren vor allem die Verläufe der Kurven in Abhängigkeit vom Emissionsstrom betrachtet werden, werden somit mit drei Emittern bereits ähnliche Ergebnisse wie mit sechs Emittern erzielt. Um Messzeit zu sparen und somit einen größeren Durchsatz an verschiedenen Emittern zu erzeugen, werden im Folgenden für die stromabhängige Degradationsmessung somit jeweils nur drei Emitter pro Messreihe untersucht. Es ist noch zu erkennen, dass mit sechs Emittern jeweils höhere Emissionsströme als mit drei Emittern erreicht werden. Die Abstände zwischen Emitterspitze und Extraktionsplatte waren für die zweiten drei FEAs bei beiden Drücken geringer als für die ers-

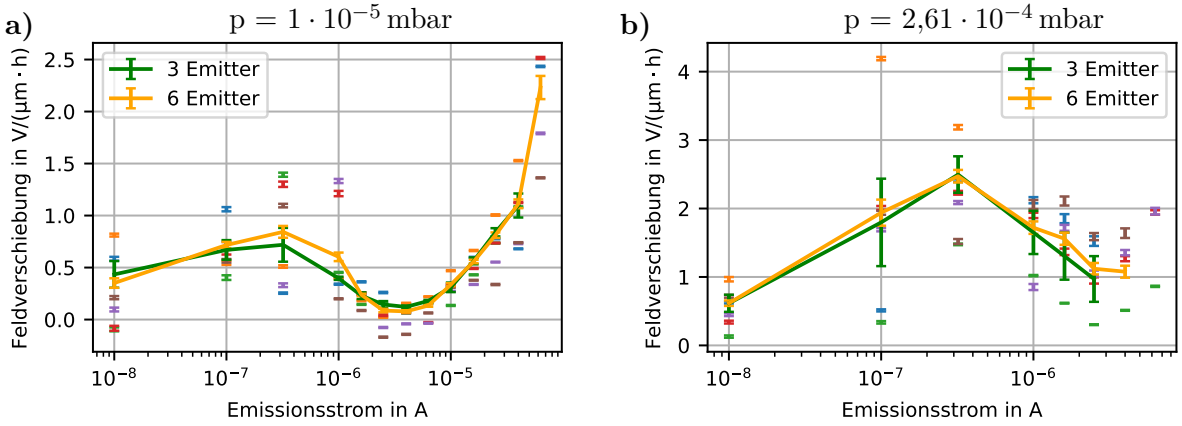


Abbildung 8.16: Elektrische Feldverschiebung bzw. Degradation in a) bei $1 \cdot 10^{-5}$ mbar und in b) bei $2{,}61 \cdot 10^{-4}$ mbar. In beiden Diagrammen ist in grün der Mittelwert des Verlauf der elektrischen Feldverschiebung für drei und in orange für sechs Emitter gezeigt.

ten drei. Aus diesem Grund waren höhere elektrische Felder und somit auch höhere maximale Emissionsströme möglich.

8.6.2 Einfluss der Dauer der Konstantstrommessung

Da in Abschnitt 8.4 bereits gezeigt wurde, dass sich die Feldverschiebung mit zunehmender Zeit ändert, soll hier noch einmal speziell untersucht werden, welchen Einfluss die Dauer der Konstantstrommessung auf die Ergebnisse der stromabhängigen Degradationsmessung besitzt.

Dazu werden zusätzlich zu den in Abbildung 8.14 gezeigten Standardmessungen weitere FEAs mit unterschiedlicher Dauer der Konstantstrommessung vermessen. In Abbildung 8.17 sind dafür zunächst für jeweils ein FEA die Verläufe des elektrischen Feldes während der Konstantstrommessungen für eine Dauer der Konstantstrommessung von 5 h und 10 min in Abhängigkeit des Emissionsstromes dargestellt. In a) sind die Messungen mit der Standardweite für die Stromschritte mit einer Dauer von 5 h dargestellt. Für die 5 h Messung in b) wurde eine größere Schrittweite für die Stromschritte verwendet, um zu überprüfen, ob dadurch ein größerer Strombereich untersucht werden kann. Mit dieser größeren Stromschrittweite wurde ebenfalls die in c) gezeigte 10 min Messung durchgeführt. Die Messungen mit den größeren Stromschrittweiten wurden zusätzlich noch im Triodenaufbau durchgeführt, um sicherzustellen, dass es sich beim gemessenen Strom um Emission handelt. Wie in den vorherigen Abbildungen sind auch hier wieder die angepassten Geraden während der Konstantstrommessung in den Farben des jeweiligen Emissionsstromes mit dargestellt.

Die in a) dargestellten Spannungsverläufe weisen wie die Langzeitverläufe in Abschnitt 8.4 ebenfalls einen nahezu linearen Verlauf auf. Aus diesem Grund wird auch an diese Daten zur Ermittlung der Degradation eine Gerade angepasst.

Bei der 5 h Messung mit größeren Stromschritten in Abbildung 8.17 b) ist zu erkennen, dass die Zunahme des elektrischen Feldes bei den einzelnen Strömen größer ausfällt als bei der Standardstromschrittweite. Auch hier sind wieder die an die Verläufe angepassten Geraden in der selben Farbe wie die Spannungswerte dargestellt. Zusätzlich ist für die Ströme von 100 nA und 1 µA eine Sättigung der Spannungen beobachtbar. Wird hier eine Gerade an eine sättigende Kurve angepasst, steigt der y-Achsenabschnitt und somit die ermittelte Betriebsfeldstärke mit abnehmender Steigung.

Das Auftreten des sättigenden Verlaufes kann durch den Wechsel zum höheren Stromlevel erklärt werden. Durch die nötige Erhöhung der Extraktionsspannung erhöht sich der Emissionsstrom aus den bereits aktiven Emitterspitzen. Dies führt zur Zerstörung der Emitterspitzen mit dem höchsten Aspektverhältnis. Somit zeigt sich in der Konstantstrommessung zunächst eine erhöhte Degradation, die dann endet, wenn genügend stumpfere Spitzen aktiv sind. Je nach aktiver Spitzenzahl und Aspektverhältnisverteilung geschieht dies entweder schon während der Kennlinienmessung oder aber unterschiedlich schnell während der Konstantstrommessung. Demnach könnte es auf die zufällige Spitzenvariation des Herstellungsprozesses zurückzuführen sein, dass die Sättigung in den in a) gezeigten Konstantstrommessungen nicht auftritt. Denkbar ist aber auch, dass der größere Stromschritt eine längere anfänglich stärkere Degradation der FEAs mit sich bringt. Dann wären in a) die Stromschritte genau richtig gewählt, dass diese nicht auftritt. Der teilweise steilere Verlauf der elektrischen Felder kann ebenfalls mit den größeren Stromschritten erklärt werden. Für den größeren Stromschritt muss die Spannung stärker erhöht werden, was zur Zerstörung von mehr Spitzen und somit zur stärkeren Degradation des FEAs führt.

In c) ist der Verlauf der Spannung für eine 10 min Konstantstrommessung in Abhängigkeit vom jeweiligen Emissionsstrom dargestellt, wobei hier wie in b) weniger Stromschritte durchgeführt wurden als in a). Ebenfalls sind hier wieder in der selben Farbe die angepassten Geraden an den jeweiligen Spannungsverlauf dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der maximale Emis-

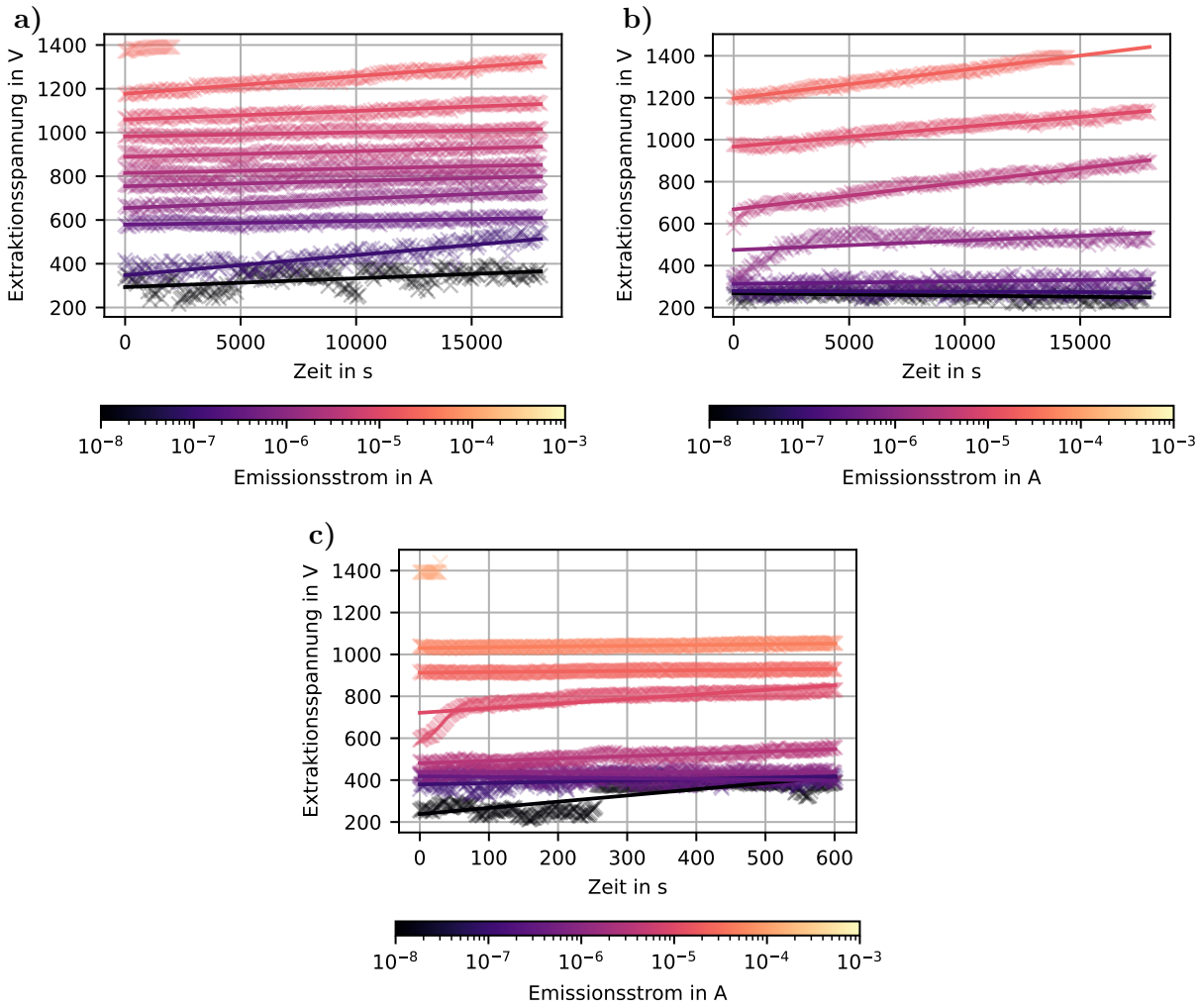


Abbildung 8.17: In den Teilabbildungen ist jeweils der Verlauf der Spannung während der Konstantstrommessung für jeweils ein FEA dargestellt. Zusätzlich sind in jeder Teilabbildung in der selben zum Emissionsstrom passenden Farbe die angepassten Geraden an den jeweiligen Spannungsverlauf dargestellt. In a) und b) wurde die Konstantstrommessung mit einer Dauer von 5 h, in c) mit einer Dauer von 10 min durchgeführt. Die Messungen in b) und c) wurden im Gegensatz zu denen in a) mit weniger Stromschritten und im Triodenaufbau durchgeführt.

sionsstrom bei dieser Messung höher liegt als bei den beiden vorher gezeigten 5 h Messungen. Dies kann mit der geringeren Betriebszeit während der Konstantstrommessung und der somit geringeren tatsächlich auftretenden Degradation des FEAs erklärt werden. Die anfänglich stärkere Degradation der FEAs wie sie z. B. für den Emissionsstrom von 10 nA und 10 µA auftritt, verändern bei dieser 10 min Messung die Steigung der angepassten Geraden stärker als das in der 5 h Messung der Fall ist.

Um wieder eine gewisse Statistik zu ermöglichen, wurde jede Messung mit drei FEAs durchgeführt. Die gemittelten Ergebnisse für die Feldverschiebung sind in Abbildung 8.18 dargestellt, wobei hier zusätzlich die Werte der einzelnen FEAs in der selben Farbe, nur heller, wie die eigentliche Kurven abgebildet sind. Die Werte der 5 h Messungen mit den Standardstromschrittweiten sind zum Vergleich mit den 1 h Standardmessungen in Abbildung 8.18 a) dargestellt.

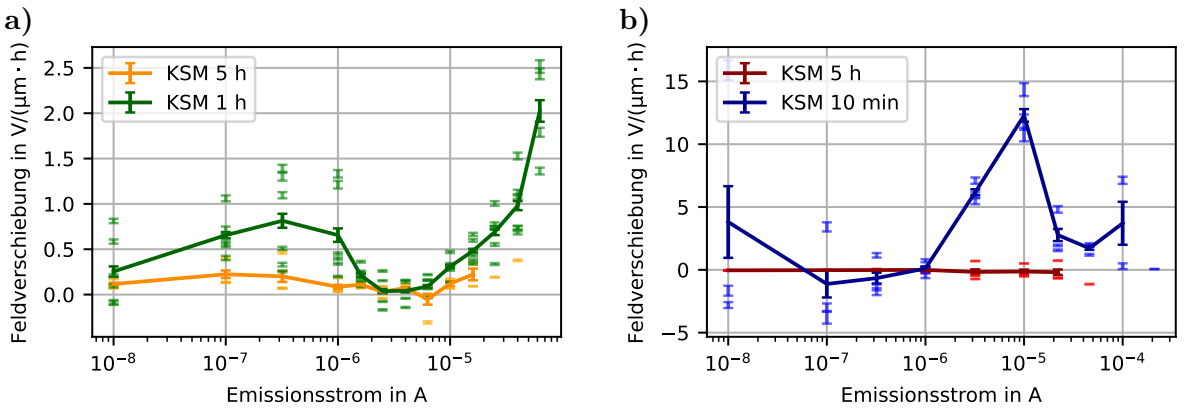


Abbildung 8.18: In a) ist die stromabhängige elektrische Feldverschiebung für Konstantstrommessungen mit einer Dauer von 1 h bzw. 5 h dargestellt, wobei beide Messreihen im Diodenaufbau vermessen wurden. In b) ist die elektrische Feldverschiebung für Konstantstrommessung mit einer Dauer von 10 min und 5 h dargestellt, wobei diese Messungen mit Triodenaufbau und Extraktionsgitter durchgeführt wurden. Zusätzlich sind in den beiden Teilabbildungen jeweiligen Farben nur heller, noch die Messwerte der einzelnen Messungen dargestellt.

Auf den genauen Verlauf der Degradation in Abhängigkeit vom Emissionsstrom soll wie schon erwähnt erst in Abschnitt 8.8 näher eingegangen werden. Hier werden nur die sich ergebenden Unterschiede aus der Dauer der Konstantstrommessung näher betrachtet.

Grundsätzlich sind die Verläufe der beiden Graphen für 5 h und 1 h ähnlich, beide zeigen zunächst ein lokales Maximum der Feldverschiebung bei etwa 361 nA dann bei Emissionsströmen von etwa 3 µA ein lokales Minimum und dann bei noch höheren Emissionsströmen einen Anstieg zu höheren Feldverschiebungswerten. Allerdings verringert sich die beobachtbare elektrische Feldverschiebung bei den einzelnen Strömen stark mit erhöhter Messdauer, was dazu führt, dass die Feldverschiebung für die 5 h Messung nur noch im Bereich der Unsicherheiten variiert. Dass die Feldverschiebung mit zunehmender Messdauer abnimmt, wird auch so für ausgewählte Emissionsströme schon in Abschnitt 8.4 beobachtet. Des Weiteren wird durch die längere Dauer der Konstantstrommessungen der zu untersuchende Strombereich kleiner. Dies liegt an der fortschreitenden Degradation während der längeren Konstantstrommessung. Wegen des größeren Messausschlags, des größeren Emitterdurchsatzes und des höheren maximal untersuchbaren Emissionsstroms wird die 1 h Messung gegenüber der 5 h Messung bevorzugt.

In Abbildung 8.18 b) sind noch zum Vergleich die 10 min und die 5 h Messungen mit der erhöhten Stromschrittweite dargestellt. Dabei ist zu erkennen, dass die Feldverschiebung bei der 10 min Messung wesentlich stärker streut als dies bei der 5 h Messung der Fall ist. Die starke Streuung in den Werten der 10 min Messung bei Emissionsströmen kleiner 1 µA kann durch kurzzeitige Effekte wie z. B. die schnelle Aktivierung und anschließende Zerstörung einer scharfen Spitze erklärt werden. Diese Effekte treten bei längerer Messdauer genauso auf, fallen aber wesentlich weniger ins Gewicht, weshalb ein gleichmäßigerer Verlauf beobachtet wird.

Da bei dieser Messmethode die Degradation von verschiedenen Emittern bei unterschiedlichen Emissionsströmen untersucht werden soll, soll eine Methode verwendet werden, die diese mit geringer Unsicherheit bestimmen kann. Aus diesem Grund scheidet die 10 min Messung als Standardmessung für dieses Messverfahren aus. Durch den geringeren untersuchbaren Emissionsstrombereich fällt ebenfalls die 5 h Messung als Standardmessung weg, weshalb für die restliche Arbeit eine Dauer von 1 h für die Konstantstrommessung verwendet wird.

8.6.3 Einfluss der Stromschrittweite

Als letzten Punkt soll noch der Einfluss der Weite der einzelnen Stromschritte zwischen den Messungen auf die Ergebnisse der stromabhängigen Degradationsmessung untersucht werden. Dieser Parameter soll groß genug sein, um die Gesamtdauer der Messung klein zu halten, aber auch so fein aufgelöst, dass keine Effekte übersehen werden. Um den Einfluss der Weite der Stromschritte zu untersuchen, ist eine Messserie mit kleinerer Stromschrittweite (siehe Tabelle 8.3) durchgeführt worden, hierbei wurde die Anzahl an Stromschritten verdoppelt. Damit direkt die statistische Auswertung durchgeführt werden kann, ist in Abbildung 8.19 a) die aus den jeweils sechs Messungen gemittelte elektrische Feldverschiebung in Abhängigkeit vom Emissionsstrom für die beiden Stromschrittweiten dargestellt. Für die kleinere Stromschrittweite wurden ebenfalls sechs Messungen durchgeführt, da die Unsicherheiten nach drei Messungen keine eindeutige Interpretation ermöglichten. Die Standardweite, wie sie schon in Abbildung 8.18 a) für 1 h gezeigt ist, ist hier in grün und die Messreihe, mit den kleineren Stromschritten in rot dargestellt. Für die Messreihe mit den kleineren Stromschritten sind noch die Feldverschiebungswerte der einzelnen FEAs bei den kleineren Stromschritten mit im Diagramm dargestellt.

Bei Emissionsströmen kleiner gleich 100 nA und größer 1 µA liegen die Feldverschiebungswerte für die kleineren Stromschritte immer unterhalb der Standard-Messung. Im Bereich zwischen einschließlich 178 nA und 1 µA liegen die Feldverschiebungswerte deckungsgleich übereinander. Bis auf bei den höchsten beiden Emissionsstromwerten, bei dem die Kurve der kleineren Stromschritte durch den Ausfall von drei FEAs einen Knick nach unten beschreibt, verlaufen die Kurven ähnlich.

Tabelle 8.3: Stromlevel bei der stromabhängigen Degradationsmessung mit kleinerer Stromschrittweite aufgelistet bis $1 \cdot 10^{-5}$ A. Die Stromlevel werden bis $1 \cdot 10^{-3}$ A weiter erhöht, wie im Bereich von $1 \cdot 10^{-6}$ A bis $1 \cdot 10^{-5}$ A.

Strom in A	$1 \cdot 10^{-8}$	$3{,}16 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$1{,}78 \cdot 10^{-7}$	$3{,}16 \cdot 10^{-7}$
Strom in A	$5{,}62 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$1{,}26 \cdot 10^{-6}$	$1{,}58 \cdot 10^{-6}$	$1{,}99 \cdot 10^{-6}$
Strom in A	$2{,}51 \cdot 10^{-6}$	$3{,}16 \cdot 10^{-6}$	$3{,}98 \cdot 10^{-6}$	$5{,}01 \cdot 10^{-6}$	$6{,}31 \cdot 10^{-6}$
Strom in A	$7{,}94 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$	...		

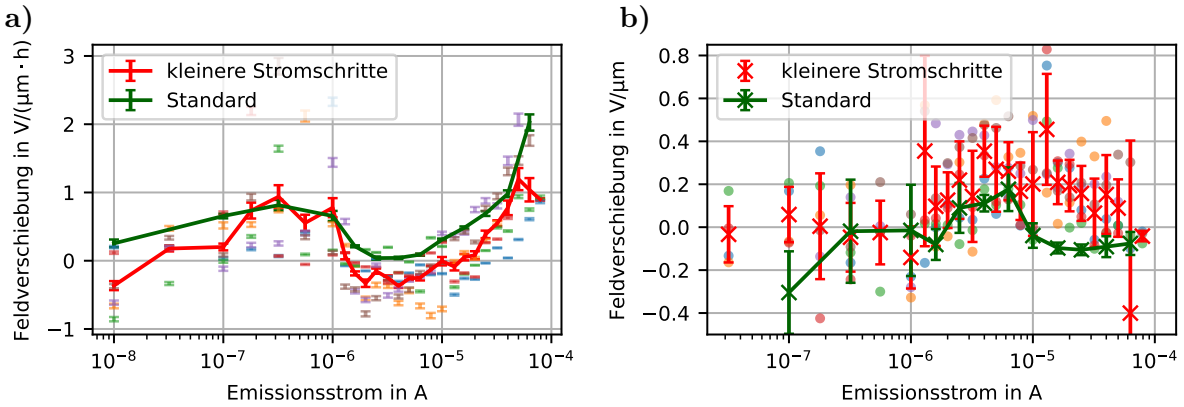


Abbildung 8.19: In a) ist die stromabhängige elektrische Feldverschiebung für die Standardstromschrittweite und für die kleineren Stromschritte dargestellt. In b) ist die stromabhängige Feldverschiebung bei den Kennlinien zwischen den Konstantstrommessungen dargestellt. Für die kleineren Stromschritte sind in beiden Teilabbildungen noch die Feldverschiebungswerte der einzelnen FEAs dargestellt, in b) wurden die Verbindungslinien bei den kleineren Stromschritten wegen der besseren Übersicht weggelassen.

Zur weiteren Untersuchung sind in in Abbildung 8.19 b) die Feldverschiebungen bei den Kennlinienmessungen zwischen den Konstantstrommessungen dargestellt. Aus den in Abschnitt 8.4 untersuchten Langzeitmessungen bei 10 µA ist bereits bekannt, dass eine Feldverschiebung bei den Kennlinien zu einer geringen Feldverschiebung während der Konstantstrommessung führen kann. Bei den Standardwerten sind die Feldverschiebungswerte bei den Kennlinien bei den hohen Stromwerten über 10 µA im negativen Bereich und bei den Messungen mit kleineren Stromschritten im positiven Bereich. Dieses Verhalten kann wie in Abschnitt 8.4 den Unterschied in der Feldverschiebung während der Konstantstrommessung erklären, da höhere Feldverschiebungen während den Kennlinien geringere Feldverschiebungen in der folgenden Konstantstrommessung nach sich ziehen. Das gleiche Verhalten ist bei den Emissionsströmen unter 178 nA zu erkennen.

Dass die elektrische Feldverschiebung bei der Messung mit kleinerer Stromschrittweite meist bei niedrigeren Werten liegt, kann durch eine sanftere Konditionierung des Emitters erklärt werden. Durch den Wechsel zum nächst höheren Emissionsstrom werden die bereits aktiven Emitter stärker belastet (siehe auch Abschnitt 6.2). Ist der Schritt zu groß, steigt auch der Emissionsstrom so stark an, dass die Emitter ihn nicht mehr unbeschadet überstehen. Die Emitter können durch die entstehende joule'sche Wärme schlagartig schmelzen bzw. verdampfen [143, 172]. Bei kleineren Stromschritten ist die Erwärmung der bereits aktiven Spitzen geringer, dadurch kann der Emitter den Strom entweder problemlos liefern, oder aber er bekommt durch teilweises Aufschmelzen oder Ionenbombardement der Spitze einen größeren Spitzenradius [143]. Dadurch reduziert sich die Stromlast für den einzelnen Emitter [179] und die Homogenität über das FEA steigt, was zur beobachteten geringeren Degradation führt.

In Abbildung 8.20 ist die Betriebsfeldstärke für beide Messungen gezeigt. Die Betriebsfeldstärken der Messung mit den kleineren Stromschritten zeigen bei Stromwerten über 1 µA etwas höhere Werte, was auf die längere Gesamtbetriebsdauer und die höheren Feldverschiebungswerte bei den Kennlinienmessungen zurückzuführen ist. Die kleineren Stromschritte verschlechtern somit diesen Parameter gerade bei höheren Stromstärken. Der Knick nach unten in der Betriebsfeldstärke bei den beiden höchsten Emissionsströmen ist wieder auf den Ausfall von drei FEAs zurückzuführen.

Da sich durch die kleineren Stromschritte die Messdauer verdoppelt und der Verlauf der Feldverschiebung keine neuen Effekte erkennen lässt, werden die Messungen an FEAs im weiteren Verlauf der Arbeit mit der Standardschrittweite durchgeführt.

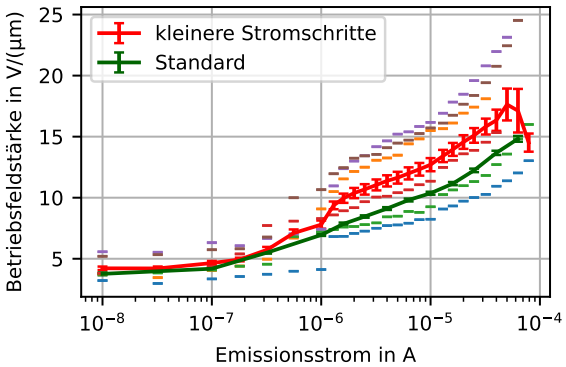


Abbildung 8.20: Es ist die stromabhängige Betriebsfeldstärke für die Standardstromschrittweite (grün) und für die doppelten Stromschritte (rot) dargestellt. Die Betriebsfeldstärke entspricht dem y-Achsenabschnitt der Geraden die an die Spannungsverläufe während der Konstantstrommessungen angepasst sind. Für die kleineren Stromschritte sind noch die Betriebsfeldstärken der Einzelmessungen in verschiedenen Farben dargestellt.

8.7 Analyse der Messmethode anhand von Einzelemittermessungen

In Abschnitt 8.3 wurde bereits erläutert, dass Einzelemitter bei Langzeitmessungen sehr starken Fluktuationen unterliegen und dadurch nur statistisch auftretende Prozesse gemessen werden. Dieses Verhalten wird auch mit der neuen stromabhängigen Degradationsmessung erwartet, weshalb für die die gemittelten Messwerte der Einzelemitter große Unsicherheiten erwartet werden. Vor allem zur Untersuchung des Maximalstroms einer Einzelspitze ist die Methode vielversprechend. Da bei den Einzelemittern ein geringerer Maximalstrom erwartet wird, werden wie zum Ende von Unterabschnitt 8.6.3 erläutert zu den Standardstromleveln zusätzliche Stromlevel eingeführt. Die Stromlevel sind für eine Dekade in Tabelle 8.4 aufgelistet, wobei bei den höheren Dekaden dieselben Zwischenschritte verwendet werden. Um die Degradation durch Adsorbate und Ionenbombardement zu verringern wurden die Messungen bei einem Restgasdruck von $7{,}5 \cdot 10^{-7}$ mbar durchgeführt. Der spezifische Widerstand des n-dotierten Siliziumsubstrats beträgt für die hier vermessenen Einzelemitter 0,3-0,5 $\Omega \cdot$ cm.

Die Kennlinien eines Einzelemitters sind für diese stromabhängige Degradationsmessung einmal beispielhaft in Abbildung 8.21 a) dargestellt. Da für alle Messungen wieder der selbe Abstand zwischen Emitterspitze und Extraktorplatte herrscht, kann die angelegte Spannung für alle Kennlinien in ein angelegtes Feld umgerechnet werden. Die einzelnen Kennlinien vor und nach der Konstantstrommessung sind dabei jeweils passend zum Emissionsstrom während der

Tabelle 8.4: Stromlevel für Einzelemitter bei der stromabhängigen Degradationsmessung. Der Strom wird in den folgenden Dekaden mit den selben logarithmischen Schritten erhöht.

Strom in A	$1 \cdot 10^{-8}$	$1{,}8 \cdot 10^{-8}$	$3{,}2 \cdot 10^{-8}$	$5{,}6 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-7}$	...

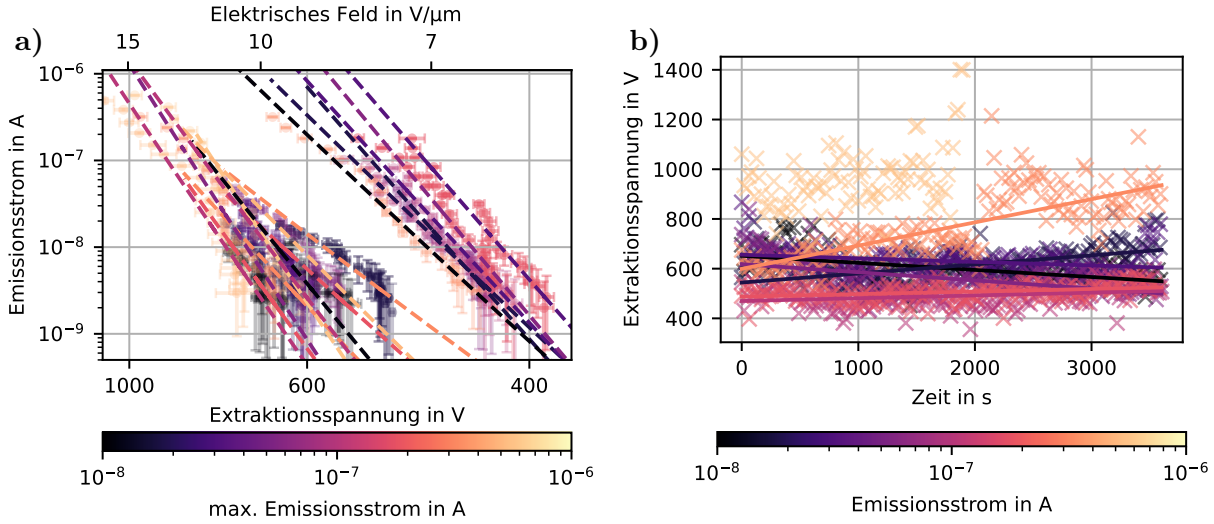


Abbildung 8.21: In a) sind die gemittelten Kennlinien eines Einzelemitters während der stromabhängigen Degradationsmessung je nach maximalem Emissionsstrom in unterschiedlichen Farben abgebildet. Ebenfalls sind die zur Ermittlung des Feldüberhöhungsfaktors und der effektiven Fläche genutzten Regressionsgeraden gestrichelt in der Farbe des jeweiligen maximalen Emissionsstromes dargestellt. b) zeigt die Verläufe der Extraktionsspannung eines Einzelemitters während der Konstantstrommessungen. Zusätzlich sind noch die an die Verläufe angepassten Geraden gezeigt, die zur Ermittlung der elektrischen Feldverschiebung und der Betriebsfeldstärke verwendet werden.

Konstantstrommessung eingefärbt. Zusätzlich sind die mit der Murphy-Good-Gleichung angepassten Kurven (siehe Abschnitt 2.4) dargestellt. Hier ist kein eindeutiger Verlauf der Kennlinien wie in Abbildung 8.13 b) bei höheren Emissionsströmen zu höheren Spannungen zu sehen. Bei einem Emissionsstrom von 56 nA nimmt die Extraktionsspannung, während der Kennlinie, um beinahe 200 V ab, um dann bei 320 nA wieder um etwa 200 V zu zunehmen.

Diese Fluktuationen sind auch in den Extraktionsspannungen während der Konstantstrommessung zu erkennen (siehe Abbildung 8.21 b)). Hier sind wieder zusätzlich zu den Messpunkten die Geraden gezeigt, anhand derer die Feldverschiebung und die Betriebsfeldstärke ermittelt werden. Neben der kontinuierlichen Fluktuation der Steigungen der Geraden für die verschiedenen Emissionsströme ist auch eine starke Fluktuation der Extraktionsspannung über der Messdauer zu erkennen. Bei der letzten Konstantstrommessung bei einem Emissionsstrom von 560 nA ist bei etwa 1900 s ein starker Anstieg der Extraktionsspannung von etwa 400 V und der anschließende Abbruch der Messung zu erkennen. Dieser starke Anstieg ist auf ein teilweises Schmelzen der Emitterspitze, wie es schon in Abbildung 8.7 gezeigt wurde, zurückzuführen.

Die positiven und negativen elektrischen Feldverschiebungen sind in Abbildung 8.22 a) (grün) auch für die gemittelte Feldverschiebung von den drei Einzelemittern zu erkennen. In verschiedenen Farben sind auch hier wieder die Werte der einzelnen Einzelemitter dargestellt. Die gemittelten Werte sind hier für kleine Emissionsströme unter 100 nA außer bei 18 nA negativ und nehmen tendenziell mit steigendem Emissionsstrom zu. In Abbildung 8.22 b) ist noch die gemittelte Feldverschiebung (grün), die bei den Kennlinienmessungen zwischen den Konstantstrommessungen auftritt, dargestellt, wobei auch hier wieder die Werte der einzelnen Einzelemitter in Farbe dargestellt sind. Bei Emissionsströmen kleiner 100 nA ist auch hier die Feldverschiebung negativ, nimmt mit steigendem Emissionsstrom aber wie in Abbildung 8.22 a) tendenziell zu. Sowohl die Feldverschiebung während der Konstantstrommessung als auch die Feldverschiebung bei den Kennlinienmessungen weist hier eine stärkere Streuung auf, was wie zu Beginn des Abschnittes erläutert ist auch so erwartet wurde.

In Abbildung 8.23 ist noch die Betriebsfeldstärke gemittelt für die drei Einzelemitter dargestellt. Bei den Werten der einzelnen Einzelemitter ist wie in Abschnitt 8.3 beschreiben eine geringere Streuung der Werte, verglichen mit der Feldverschiebung zu erkennen. Durch die starke Variation der Einzelemitter treten hier die großen Unsicherheiten der gemittelten Werte auf. Hier kann mit steigendem Emissionsstrom zunächst ein Rückgang der Werte beobachtet werden.

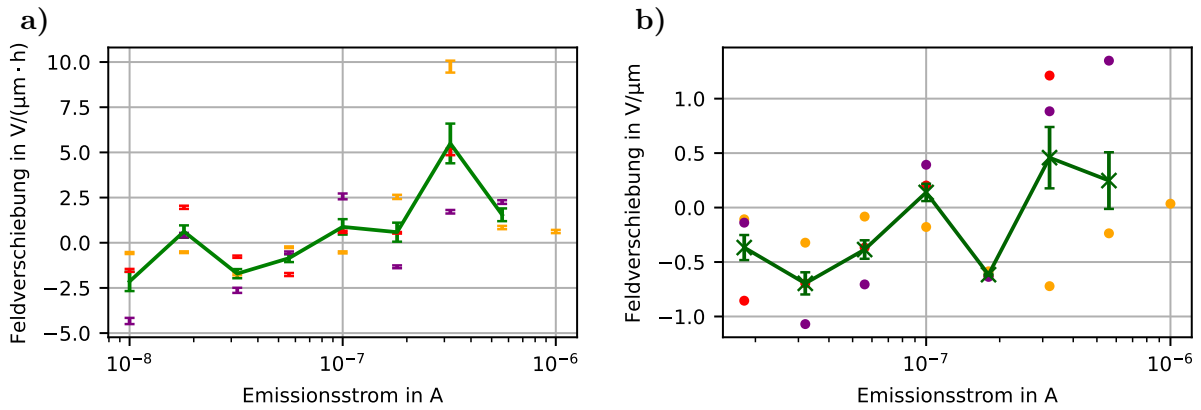


Abbildung 8.22: In a) ist die elektrische Feldverschiebung während der Konstantstrommessung gemittelt für die drei Einzelemitter in Abhängigkeit des Emissionsstromes dargestellt. b) zeigt die elektrische Feldverschiebung während der Kennlinienmessungen zwischen den Konstantstrommessungen gemittelt für die drei Einzelemitter in Abhängigkeit des Emissionsstromes bei dem die anschließende Konstantstrommessung durchgeführt wird. Für beide Teilabbildungen sind die Werte der einzelnen Einzelemitter in verschiedenen Farben dargestellt.

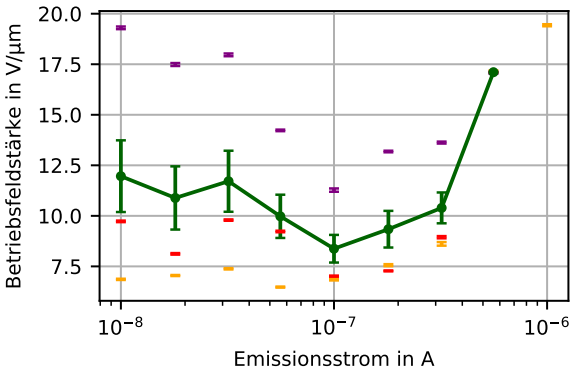


Abbildung 8.23: Es ist die gemittelte Betriebsfeldstärke der drei Einzelemitter in Abhängigkeit vom Emissionsstrom dargestellt. Die Betriebsfeldstärke entspricht dem y-Achsenabschnitt der Geraden die an die Spannungsverläufe während der Konstantstrommessungen angepasst sind. In verschiedenen Farben sind noch die Einzelmessungen der Betriebsfeldstärke dargestellt.

Erst ab einem Emissionsstrom von 100 nA nehmen hier die Werte wieder zu. Dies deutet auf eine starke Verbesserung der Emissionseigenschaften hin, wie sie auch in Abbildung 8.22 beobachtbar ist.

Die Messungen der Einzelemitter wurde hier zwar bei einem Druck von $7{,}5 \cdot 10^{-7}$ mbar durchgeführt, allerdings ist auch bei diesem Druck eine Wechselwirkung von Restgasmolekülen mit der Emissionsfläche zu erwarten. Dadurch, dass bei den Einzelemittern nur eine aktive Emitterspitze vorhanden ist, führt die zwar unwahrscheinlichere Wechselwirkung mit den Restgasmolekülen zu einer stärkeren Veränderung des nötigen elektrischen Feldes. Somit kann schon die Adsorption oder auch die Desorption eines einzelnen Restgasmoleküls zu erheblichen Änderungen in der Emissionscharakteristik führen. Weiter ist auch eine Geometrieänderung durch Ionenbombardement [76, 143] möglich, wobei hier auch wieder der Sputterabtrag durch einzelne Restgasmoleküle wegen der einzelnen Spitze sehr stark ins Gewicht fallen kann. Außerdem ist durch Elektromigration [167] oder auch Bildung bzw. Zerstörung von Nanoausbuchtungen oder Nanospitzen durch thermische Effekte [155, 168, 169, 180, 181] eine Fluktuation der Emissionseigenschaften möglich. Nanoausbuchtungen bzw. Nanospitzen sind Rauigkeiten auf der Oberfläche der Emitterspitzen mit atomaren Abmessungen, die ggf. für einen Großteil des Emissionsstromes verantwortlich sein können [49, 155, 167, 169].

Mögliche Erklärungen für die zunächst negative Feldverschiebung können sein, dass die Emitter durch den auftretenden Emissionsstrom oder durch die erstmals angelegten elektrischen Felder [182] von physisorbierten Adsorbaten und/oder dem nativen Oxid befreit werden und somit die Austrittsarbeit sinkt [75, 165]. Die Spitzen könnten aber auch durch einen möglichen Sputterabtrag angeschärft werden wodurch sich die Feldüberhöhung ändert [143]. Die positive Feldverschiebung kann daraus resultieren, dass die einzelnen Spitzen stumpfer werden, was einerseits durch joule'sche Aufheizung und somit teilweises schmelzen [143] oder aber durch Ionenbombardement [76, 143] geschehen kann. Des weiteren können irreversible Änderungen durch feldassistierte Oberflächendiffusion und progressive Zerstörung von Nanoausbuchtungen oder durch thermische Neuordnung auftreten [155, 168, 169, 180, 181]. Ebenfalls denkbar ist eine erneute Adsorption (evtl. Chemisorption [79–81]) von Restgasmolekülen.

In Abbildung 8.24 sind die aus drei FEAs gemittelten Feldüberhöhungsfaktoren und die gemittelten effektiven Emissionsflächen der drei Einzelemitter, extrahiert aus den Kennlinien vor ("vor KSM") und nach der Konstantstrommessung ("nach KSM") dargestellt. Die Feldüberhöhung nimmt dabei zu höheren Strömen hin im Mittel ab. Dieses Verhalten passt zum stumpfer werden der Spitzen oder auch zu mehr Adsorbatbelegung und somit einer steigenden Austritts-

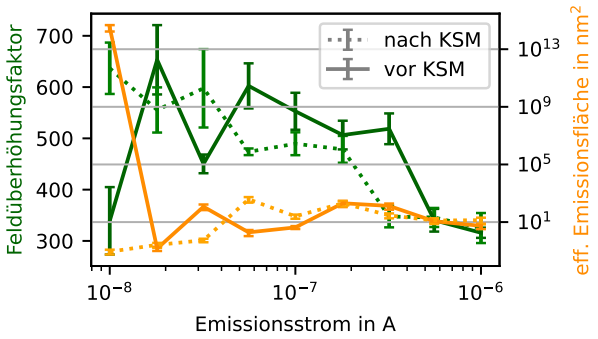


Abbildung 8.24: Dargestellt sind die gemittelten Feldüberhöhungsfaktoren und die gemittelten effektiven Emissionsflächen der drei Einzelemitter, extrahiert aus den Kennlinien vor ("vor KSM") und nach der Konstantstrommessung ("nach KSM").

arbeit, die sich dann in der kleiner werdenden Feldüberhöhung widerspiegelt. Dass der Feldüberhöhungsfaktor beim ersten Messzyklus bei 10 nA und auch beim dritten Messzyklus bei 32 nA vor der Konstantstrommessung niedriger liegt als nach der Konstantstrommessung passt auch zu den beiden negativen Werten bei der Feldverschiebung. Dass dieser Effekt beim vierten Messzyklus bei 56 nA im Feldüberhöhungsfaktor nicht zu sehen ist, könnte durch die Veränderung der Emissionseigenschaften während der Kennlinienmessungen erklärt werden. Hier könnten beispielsweise wieder wegen des Einzelemitters mittels Sputterabtrag oder Adsorbatbelegung durch einzelne Restgasmoleküle die Emissionseigenschaften stark beeinflusst werden. Zusätzlich ist tendenzielle Zunahme der effektiven Emissionsfläche bis zum starken Rückgang des Feldüberhöhungsfaktors bei 5,6 µA zu erkennen. Durch diese Zunahme wird der im Mittel abnehmende Feldüberhöhungsfaktor kompensiert, was in Abbildung 8.23 an der abnehmenden Betriebsfeldstärke zu sehen ist.

Durch die Einzelemittermessungen kann somit demonstriert werden, dass die Degradation einer einzelnen Spitze mit Erhöhung des Emissionsstroms auch ohne deren Zerstörung zunimmt. Dabei nimmt die Betriebsfeldstärke zunächst sogar noch ab, was durch das Zusammenspiel eines sich ändernden Feldüberhöhungsfaktor und der sich ändernden effektiven Emissionsfläche erklärt werden kann. Zusätzlich kann festgehalten werden, dass einzelne Emitterspitzen der hier fabrizierten und untersuchten TMAH-Sägeemitter bei einem Emissionsstrom von etwa 1 µA an ihr thermisches Limit gelangen und anschließend stark degradieren oder zerstört werden. Die starke Streuung der weiteren Messdaten weist aber darauf hin, dass statistische Prozesse bei den Einzelemittermessungen einen erheblichen Einfluss besitzen. Da diese bei Messungen mit FEAs gemittelt werden, und für den Einsatz in möglichen Geräten bei höheren Emissionsströmen FEAs zum Einsatz kommen, wird die Messmethode im folgenden Kapitel noch mit FEAs charakterisiert.

8.8 Mögliche Mechanismen während der stromabhängigen Degradationsmessung an Feldemitterstrukturen und deren Auswirkungen

In diesem Abschnitt sollen anhand der Standardmessung aus Abschnitt 8.5 die verschiedenen Auswirkungen der möglichen Mechanismen auf die Feldemissionseigenschaften eines FEAs beschrieben und anhand von Messungen verifiziert werden. Speziell der Verlauf der Feldverschiebung während der Konstantstrommessung (siehe Abbildung 8.14 a)) und der Verlauf der Betriebsfeldstärke (siehe Abbildung 8.14 b)) sollen dabei untersucht werden.

8.8.1 Änderung der am Emissionsvorgang beteiligten Emitteranzahl

Aus der Literatur ist bekannt, dass mit zunehmender Extraktionsspannung bei einem FEA zusätzliche Emitterspitzen aktiviert werden [173]. Ebenfalls ist bekannt, dass die Fluktuation eines FEAs mit steigender Anzahl der am Emissionsvorgang beteiligten Emitterspitzen abnimmt [16, 146, 147]. Zusätzlich wurde in der Literatur beobachtet, dass Spitzen durch Elektronenemission konditioniert werden können, wodurch die Fluktuation reduziert wird [66, 116]. In diesem Abschnitt soll jetzt untersucht werden, ob und falls ja wie sich die Anzahl der am Emissionsvorgang beteiligten Emitterspitzen auf die Degradation bzw. Feldverschiebung auswirkt.

In Abbildung 8.14 b) ist zu erkennen, dass die Betriebsfeldstärke mit zunehmendem Emissionsstrom steigt, wobei dies so aus der Fowler-Nordheim Gleichung zu erwarten ist [37–39]. Durch die steigende Betriebsfeldstärke wird aber auch eine steigende Emitteranzahl mit steigendem Emissionsstrom erwartet. Um dies, wie es in der Literatur beobachtet wird, anhand der Fluktuation während der Konstantstrommessung auszuwerten, werden die χ^2-Werte, welche der mittleren quadratischen Abweichung der Messdaten von den angepassten Geraden entsprechen, in Abbildung 8.25 dargestellt.

In der Abbildung 8.25 ist vom ersten zum zweiten Emissionsstrom ein Anstieg der Fluktuation und dann im weiteren Verlauf eine Abnahme der Fluktuation zu erkennen. Erst ab einem Emissionsstrom von 10 µA steigt die Fluktuation wieder zu höheren Werten an. Ein χ^2-Wert bei einem Emissionsstrom von 4 µA passt nicht in den ansonsten kontinuierlichen Verlauf der Werte. Dieser wird wegen der größeren Unsicherheit, verursacht durch den hellblauen Datenpunkt, als Ausreißer von der Messreihe betrachtet, was z. B. durch eine zufällige Zerstörung von Emitterspitzen während einer Messung erklärt werden kann. Deshalb wird auf diesen Messwert nicht näher eingegangen. Die Abnahme der Fluktuation bis zu Emissionsströmen von 10 µA bestätigt die Annahme, dass mit steigendem Emissionsstrom die Anzahl der Emitterspitzen zunimmt. Der Anstieg der Fluktuation bei noch höheren Emissionsströmen könnte durch einen Rückgang der am Emissionsstrom beteiligten Emitterspitzen hervorgerufen werden. Dies könnte daher resultieren, dass schon ein Großteil der vorhandenen Emitterspitzen durch Zerstörung oder Degradation nicht mehr zum Emissionsstrom beitragen können. Dadurch würde wie in Abbildung 6.3 anhand der Aspektverhältnisverteilung zu erkennen ist, die Anzahl der gleichzeitig am Emissionsvorgang beteiligten Emitterspitzen wieder zurückgehen. Wahrscheinlicher ist aber, dass durch die in Abbildung 8.14 beobachtbare Zunahme der Degradation die Fluktuation ansteigt. Durch die hohen Emissionsströme wird ein Schmelzen und Verdampfen der Emitterspitzen wahrscheinlicher. Verdampft eine Emitterspitze, führt das lokal zu einer Druck-

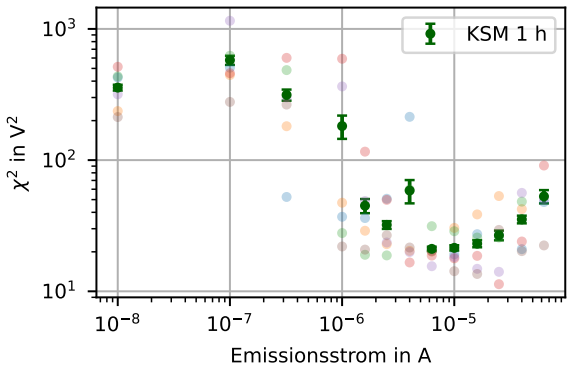


Abbildung 8.25: Die Abbildung zeigt die χ^2-Werte für die Geradenanpassung an die Konstantstrom Verläufe der elektrischen Feldstärke aus Abbildung 8.14. Der Wert ist dabei proportional zu einer Fluktuation um den Mittelwert der einzelnen Proben.

erhöhung, wodurch Überschläge begünstigt werden [169]. Durch die Zerstörung einzelner oder mehrerer Emitter durch diese Überschläge oder aber durch das Schmelzen ist ein sprunghafter Anstieg des für die Emission benötigten elektrischen Feldes nötig, woraus die höheren χ^2-Werte resultieren. Dieser Anstieg der χ^2-Werte durch die Zerstörung der Emitterspitzen überwiegt die sinkende Fluktuation durch die steigende aktive Emitterspitzenanzahl durch die steigende Spannung.

Die stärkste Abnahme der Fluktuation ist bei der Erhöhung des Emissionsstromes von 1 µA auf 1,6 µA zu erkennen. An dieser Stelle wird auch bei der elektrischen Feldverschiebung ein starker Rückgang beobachtet (siehe Abbildung 8.14 a)). Wie schon in Abschnitt 6.2 bei der Kennlinienmessung beschrieben, kommt es durch eine Erhöhung des elektrische Feldes zur Zerstörung bzw. Degradation von Spitzen mit hohem Aspektverhältnis und zur Aktivierung von zusätzlichen stumpferen Spitzen. Der beobachtete starke Rückgang der Fluktuation könnte ein Anzeichen dafür sein, dass bei 1 µA noch einige scharfe Emitterspitzen zerstört werden bzw. degradieren und dann ab einem Emissionsstrom von 1,6 µA mehr stumpfe Emitterspitzen zum Emissionsstrom beitragen.

Betrachtet man die Fluktuation dreier verschiedener Emitter Typen (S-, M- und L-FEAs) in Abbildung 8.26 a) (Diskussion der Messung in Abschnitt 9.2) ist ebenfalls eine Abnahme der Fluktuation ab einem Emissionsstrom von 1 µA zu erkennen. Zusätzlich nimmt die Fluktuation bei den Typ-S FEAs, die am meisten Spitzen besitzen, am stärksten und bei den Typ-L FEAs mit der geringsten Spitzenanzahl am wenigsten ab. Dies deutet wieder auf eine zunehmende Anzahl der am Emissionsprozess beitragenden Spitzenanzahl hin.

Durch den nahezu konstanten Verlauf der Fluktuation über dem Emissionsstrom eines Einzelemitters (siehe Abbildung 8.26 b)) ist hier kein Einfluss der Emissionsstromzunahme auf die Fluktuation erkennbar. Eine größere Emissionsfläche könnte aber auch an einem Einzelemitter zur Abnahme der Fluktuation führen. Dass dieser Effekt hier nicht messbar ist könnte wieder an der fehlenden Statistik der Einzelemittermessung liegen. Zusätzlich sind bei diesen Einzelemittern wesentlich höhere Fluktuationswerte ermittelt worden als bei den drei verschiedenen FEA-Typen. Dies deutet wieder auf eine Zunahme der aktiven Emitterspitzen mit abnehmender Fluktuation hin, auch wenn hier die Emissionsströme von 1 µA, ab dem die Fluktuationen bei den Arrays zurückgehen, mit den Einzelemittern nicht erreicht wurden. Allerdings spricht der Ausfall der Einzelemitter bei Emissionsströmen im Bereich um 1 µA auch wieder dafür, dass die einzelnen Emitterspitzen hier ihr Strommaximum besitzen.

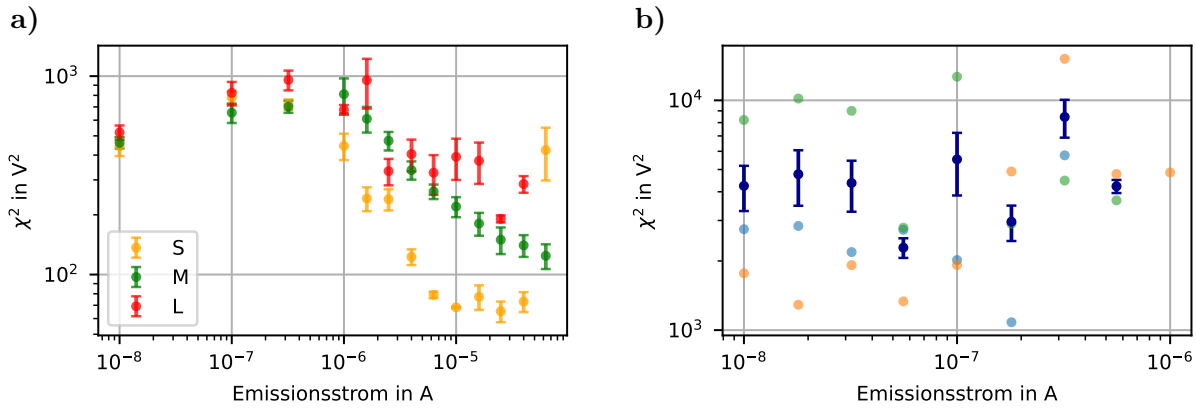


Abbildung 8.26: In a) ist die emissionsstromabhängige mittlere Fluktuation, welche dem χ^2-Wert entspricht, für Messungen mit je drei der verschiedenen Emittertypen (S-, M- und L-FEAs) gezeigt. In b) ist die emissionsstromabhängige mittlere Fluktuation zusammen mit den Einzelwerten für je drei Einzelemitter dargestellt.

Durch die Zunahme der am Emissionsstrom beteiligten Emitterspitzen wird die Belastung pro Emitterspitze reduziert. Dadurch nimmt die Degradation bzw. die Feldverschiebung ab und ist gering, solange der Emissionsstrom pro Spitze nicht wieder über ein gewisses Niveau ansteigt. Diese geringe Feldverschiebung nach der Erhöhung der aktiven Spitzenanzahl ist in Abbildung 8.14 a) im Strombereich von 1,6 µA bis 10 µA zu erkennen.

Somit ist in diesem Abschnitt anhand der Fluktuation der für die Emission benötigten Extraktionsspannung gezeigt, dass die am Emissionsstrom beteiligten Spitzenanzahl im FEA mit zunehmendem Emissionsstrom zunimmt. Die höhere Feldverschiebung bei einem Emissionsstrom von 1 µA kommt demnach von der Degradation bzw. Zerstörung der Emitterspitzen mit den höchsten Aspektverhältnissen. Die geringe Feldverschiebung bei den folgenden Emissionsströmen kann somit durch eine Aufteilung des Emissionsstromes auf mehr aktive Emitterspitzen und die daraus folgende geringe Belastung für die einzelne Emitterspitze erklärt werden. Zusätzlich wird anhand der Fluktuation der für die Emission benötigten Extraktionsspannung am Einzelemitter gezeigt, dass ein zunehmender Emissionsstrom alleine nicht signifikant zur Reduktion der Fluktuation der Extraktionsspannung führt.

8.8.2 Einfluss der Vorbelastung auf die Degradation

Im vorherigen Unterabschnitt 8.8.1 wird die zunehmende Anzahl der am Emissionsstrom beteiligten Emitterspitzen für die hohe Feldverschiebung bei 1 µA und den anschließenden Rückgang der Feldverschiebung, verantwortlich gemacht. Da die zunehmende Anzahl zumindest teilweise durch das Zerstören bzw. Degradieren der Emitterspitzen mit den höchsten Aspektverhältnis hervorgerufen wird, sollte die Feldverschiebung bei einer wiederholten Messung bei Emissionsströmen um 1 µA geringer sein als bei der ersten Messung.

Um diese These zu belegen, wird eine wiederholte stromabhängige Degradationsmessung mit drei M-FEAs durchgeführt. Dabei wird nachdem die Messung normalerweise durch nicht mehr Erreichen des maximalen Emissionsstroms abgebrochen wird, direkt eine zweite stromabhängige Degradationsmessung wieder beginnend mit 10 nA gestartet.

In Abbildung 8.27 a) sind die gemittelten Werte für die elektrische Feldverschiebung für die erste (grün) und zweite direkt anschließende stromabhängige Degradationsmessung (orange) dargestellt. Die Werte der einzelnen Messungen mit den drei FEAs sind ebenfalls in grün und orange mit nicht verbundenen Punkten dargestellt. Die erste Messung zeigt wieder wie erwartet das lokale Maximum und Minimum bei ähnlichen Stromwerten und mit ähnlichen Amplituden

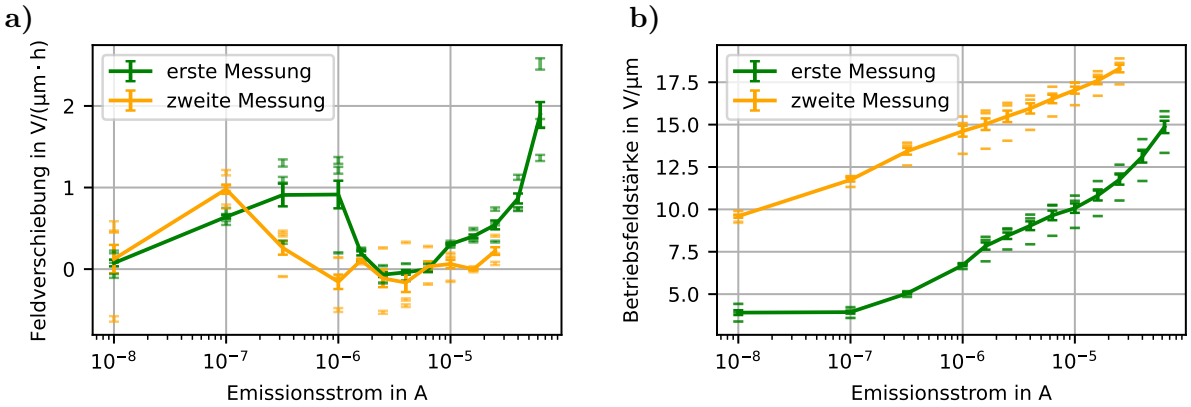


Abbildung 8.27: In a) ist die emissionsstromabhängige Feldverschiebung gemittelt für jeweils drei FEAs für die erste und die direkt im Anschluss durchgeführte zweite Messung dargestellt. In b) sind die emissionsstromabhängigen Betriebsfeldstärken für die beiden Messungen dargestellt. Die Messwerte der einzelnen FEAs sind für beide Teilabbildungen in den selben Farben wie die gemittelten Werte dargestellt.

wie die Standardmessung. Die zweite Messung zeigt bei einem Emissionsstrom von 100 nA ebenfalls ein Maximum, allerdings nimmt die Feldverschiebung bei zunehmendem Emissionsstrom wieder ab und bleibt bei den folgenden höheren Emissionsströmen nahe bei Null. Die zweite Messung wird dann bei geringeren Emissionsströmen abgebrochen als das bei der ersten Messung der Fall ist.

Um zu untersuchen, warum beim zweiten Durchlauf die Messung bei kleineren Emissionsströmen abgebrochen wird, ist die Betriebsfeldstärke in Abbildung 8.27 b) dargestellt. Für den gesamten zweiten Messzyklus sind deutlich erhöhte Betriebsfeldstärken zu erkennen. Im zweiten Messdurchlauf wird bei einem Emissionsstrom von 25,1 µA bereits die maximale Betriebsfeldstärke benötigt, weshalb hier keine Messung bei höheren Emissionsströmen möglich ist. Dies ist auf das Degradieren der FEAs während der ersten Messung zurückzuführen. Speziell die Feldverschiebung bei Emissionsströmen über 10 µA ist durch die hohen auftretenden Stromdichten und somit große Belastung der einzelnen Emitterspitzen zurückzuführen. Die Degradierung und Zerstörung weiterer Emitterspitzen mit hohem Aspektverhältnis führt zu einer weiteren Aktivierung von stumpferen Emitterspitzen und dadurch zur Erhöhung der nötigen Feldstärke. In den zweiten Messungen ist bei Emissionsströmen über 10 µA kein signifikanter Anstieg der Feldverschiebung zu erkennen. Dies deutet auch wieder darauf hin, dass hier mehr Emitterspitzen aktiv sind als das während den ersten Messungen der Fall ist.

Zusätzlich heizen sich die Emitterspitzen durch die hohen Emissionsstromdichten am Ende der ersten Messung sehr stark auf. Dies führt auch zur Desorption möglicher auf der Oberfläche befindlicher Adsorbate, weshalb die Emitterspitzen zu Beginn der zweiten Messung nur wenig mit Adsorbaten bedeckt sein sollten. Wird der Emitter direkt im Anschluss an diese hohen Emissionsströme im zweiten Durchlauf betrieben, adsorbieren Restgasmoleküle wieder auf den sauberen Emitterspitzen. Beim Emissionsstrom von 10 nA ist der Emissionsstrom noch nicht ausreichend, um einen signifikanten Ionenstrom auf die Emissionsfläche hervorzurufen (siehe ebenfalls Abschnitt 9.1, Abbildung 9.3). Durch zufällige Adsorption kann aber auch hier die Emission beeinflusst werden. Da bei diesem geringen Emissionsstrom nur wenige Emitterspitzen aktiv sind, ist die Wahrscheinlichkeit gering, dass die Adsorption an einer aktiven Emissionsfläche geschieht. Wenn die Adsorption dann aber an einer aktiven Emissionsfläche stattfindet ist die Auswirkung durch die geringe aktive Emitterspitzenanzahl größer als bei höheren Emissionsströmen. Aus diesem Grund ist bei diesem Messwert eine erhöhte Unsicherheit zu erkennen. Bei einem Emissionsstrom von 100 nA jedoch reicht der Emissionsstrom aus, um Ionen auf die Oberfläche zu beschleunigen, die dort angekommen dann adsorbieren und eine Änderung der Austrittsarbeit hervorrufen können. Steigt der Emissionsstrom jetzt weiter, stellt sich ein Gleichgewicht aus Adsorption und Desorption ein, weshalb dadurch keine weitere Degradation der Emitterspitzen mehr auftritt. Durch die hohe Anzahl an aktiven Emitterspitzen mit ähnlichem Aspektverhältnis ist die Emissionsstromdichte bis zu Emissionsströmen von etwa 10 µA weiterhin gering. Somit werden keine Spitzen durch thermische Überbelastung zerstört, was zur geringen Feldverschiebung führt.

In Abbildung 8.28 ist wieder die Fluktuation des elektrischen Feldes während der Konstantstrommessung um die jeweils angepasste Gerade dargestellt. Beim zweiten Durchlauf ist zu erkennen, dass für einen Emissionsstrom von 10 nA die Werte über den Werten aus den ersten Messungen liegen. Eine mögliche Erklärung wäre eine geringe Anzahl an aktiven Emitterspitzen, was wegen der höheren Betriebsfeldstärke (siehe Abbildung 8.27 b)) und der Degradation der scharfen Spitzen während des ersten Messdurchlaufes unwahrscheinlich erscheint. Bereits ab 100 nA liegt die Fluktuation der zweiten Messung wie durch die höhere Betriebsfeldstärke und die Degradation der scharfen Emitterspitzen erwartet unter der Fluktuation der ersten Messung. Bei Emissionsströmen oberhalb von 1 µA liegt die Fluktuation der zweiten Messung leicht über der der ersten Messung. Dies könnte damit erklärt werden, dass die absolute Anzahl an Emitter-

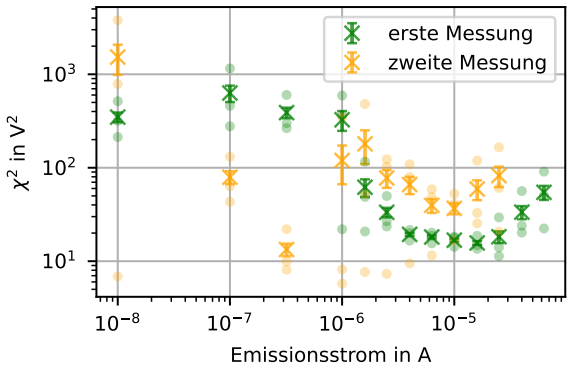


Abbildung 8.28: Es ist die emissionsstromabhängige mittlere Fluktuation bei der stromabhängigen Degradationsmessung für die erste und die zweite Messung dreier FEAs dargestellt. Dabei wurde die zweite Messung direkt im Anschluss an die erste Messung mit den selben FEAs durchgeführt. Die χ^2-Werte entsprechen der gemittelten Abweichung der Spannungswerte während der Konstantstrommessung von der angepassten Geraden. Zusätzlich sind die Messwerte der einzelnen FEAs in der jeweiligen Farbe der ersten und zweiten Messung gezeigt.

spitzen der FEAs abnimmt und somit bei höheren Emissionsströmen im zweiten Messdurchlauf weniger aktive Spitzen zum Emissionsstrom beitragen können.

Um die Messung weiter zu untersuchen, sind in Abbildung 8.29 die Mittelwerte der Feldüberhöhungsfaktoren und die effektive Emissionsfläche für die beiden Messungen dargestellt. Die Werte der zweiten Messung sind dabei durch gepunktete Linien verbunden. Für beide Messungen sind die Werte aus den Kennlinien nach den Konstantstrommessungen beim jeweils aufgetragenen Emissionsstrom extrahiert worden. Bei den kleinen Emissionsströmen muss beachtet werden, dass die Kennlinien sich hier nur teilweise für eine Datenanpassung eignen, da sie unter anderem sehr instabil sind. Zusätzlich korrelieren beide Parameter der Anpassung sehr stark, woraus eine große Unsicherheit für die Emissionsfläche folgt. Für den Feldüberhöhungsfaktor wird in der ersten Messung eine Verringerung beobachtet. Dies spricht für eine Zerstörung bzw. Degradierung der Emitterspitzen mit hohem Aspektverhältnis. Der Feldüberhöhungsfaktor der zweiten Messung verläuft nahezu konstant, in etwa bei dem Wert, bei der die erste Messung endet. Dies spricht wieder dafür, dass die Degradation der Emitterspitzen hauptsächlich während der ersten Messung geschieht.

Der Abfall der effektiven Emissionsfläche bei den niedrigen Emissionsströmen der beiden Messungen könnte durch eine Bedeckung mit Adsorbaten hervorgerufen werden. Die absoluten Werte müssen hier aufgrund der stark fluktuierenden Kennlinien vorsichtig betrachtet werden. Allerdings würde sich der Rückgang mit der Theorie decken, dass die Degradation beim Emissionsstrom von 100 nA durch Adsorbtion auf den Emissionsflächen verursacht wird. Des Weiteren steigt ab einem Emissionsstrom von 1 µA die effektive Emissionsfläche an, was wieder auf mehr aktive Spitzen hindeuten könnte. Allerdings ist die effektive Emissionsfläche spannungsabhängig, wenn nicht planare Emissionsflächen betrachtet werden [52, 183], was ebenfalls zu einem Anstieg bei steigender Extraktionsspannung führt. Der stärkere Anstieg der effektiven Emissionsfläche bei der ersten Messung könnte demnach durch den stärkeren Anstieg der Betriebsfeldstärke und eine größere Zunahme an aktiven Emitterspitzen erklärt werden. Das die effektive Emissionsfläche in der zweiten Messung bei Emissionsströmen oberhalb von 1 µA nur noch geringfügig steigt, könnte auch an einem Rückgang der aktiven Emitteranzahl liegen, was sich mit den Beobachtungen aus dem Fluktuationsplot (Abbildung 8.28) decken würde.

In den hier gezeigten Messungen deutet wieder alles darauf hin, dass bei einem Emissionsstrom von ca. 1 µA die Feldverschiebung während den Messungen hauptsächlich aus der Degradation

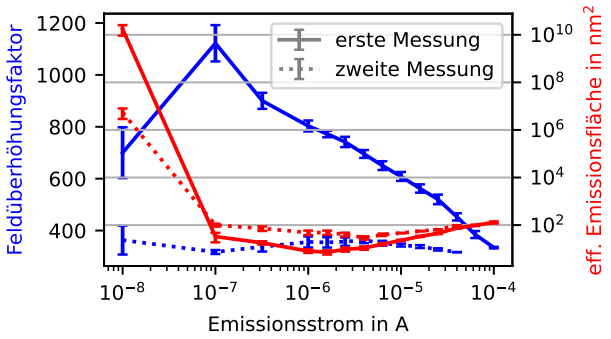


Abbildung 8.29: Feldüberhöhungsfaktor und effektive Emissionsfläche bei Wiederholung der Stromabhängigen Degradationsmessung. Die durchgezogene Linie entspricht dabei jeweils der ersten Messung, die gepunktete Linie jeweils der zweiten Messung. Die Werte wurden durch die Anpassung der Murphy-Good-Gleichung an die Daten gewonnen.

bzw. Adsorbatbedeckung der Emitterspitzen mit hohem Aspektverhältnis resultiert. Zusätzlich kommt der Anstieg der Feldverschiebung bei hohen Emissionsströmen ebenfalls von einer Zerstörung und Degradation der Emitterspitzen mit hohem Aspektverhältnis. Der Verlauf der effektiven Emissionsfläche deutet darauf hin, dass die Feldverschiebung bei 100 nA durch eine Belegung der Oberfläche mit Adsorbaten hervorgerufen wird. Um diese Theorie zu untersuchen, wird im nächsten Unterabschnitt 8.8.3 der Einfluss von Adsorbaten auf die Degradation von FEAs anhand geheizter Messungen betrachtet.

8.8.3 Analyse des Adsorbateinflusses anhand geheizter Messungen

Um die im Unterabschnitt 8.8.2 diskutierte Theorie, dass bei der zweiten Messung Adsorbate das lokale Maximum der elektrische Feldverschiebung bei 100 nA verursachen, zu überprüfen, wird eine geheizte stromabhängige Degradationsmessung bei 200 °C durchgeführt. Durch die erhöhte Temperatur steigt die Desorptionsrate an [83], wodurch sich die Feldverschiebung für alle Emissionsströme, bei denen die Adsorbatbelegung eine Rolle spielt, verändern sollte. Zur Überprüfung werden drei M-FEAs mit der stromabhängigen Degradationsmessung bei 200 °C vermessen.

In Abbildung 8.30 ist die Extraktionsspannung eines der drei vermessenen M-FEAs dargestellt. Für die Spannungsverläufe ab einem Emissionsstrom von etwa 6,3 µA ist eine Sättigung während der Konstantstrommessungen zu erkennen. Für die beiden hier nicht gezeigten FEAs wurde ein ähnliches Verhalten festgestellt. Der zugrundeliegende Mechanismus wird bei der Diskussion der in Abbildung 8.31 dargestellten Ergebnisse mit behandelt. Durch diese Sättigung werden die in den folgenden Diagrammen gezeigten Feldverschiebungen, bei den Emissionsströmen über 6,3 µA, zu gering und die Betriebsfeldstärken, bei den selben Emissionsströmen, zu hoch eingeschätzt. Dies muss bei der Diskussion beachtet werden.

In Abbildung 8.31 a) ist die elektrische Feldverschiebung für die bei 200 °C und die bei Raumtemperatur durchgeführten Messungen dargestellt. Um wieder die Daten der einzelnen 200 °C Messungen kontrollieren zu können, sind diese in Farbe ebenfalls im Diagramm aufgetragen. Die elektrische Feldverschiebung bei 10 nA ist für beide Messungen im Vergleich zum weiteren Verlauf noch ähnlich, wobei die der 200 °C Messungen bereits leicht negativ ist. Bei den folgenden Emissionsströmen der 200 °C Messung ergeben sich dann zunächst weiter negative Werte für die Feldverschiebung. Dies kann dadurch erklärt werden, dass die Spitzen durch die erhöhte Temperatur während der Emission von Adsorbaten befreit werden, wodurch sich die Emissionseigenschaften verbessern [16, 75]. Bei einem Emissionsstrom von 1 µA wurde, mit ei-

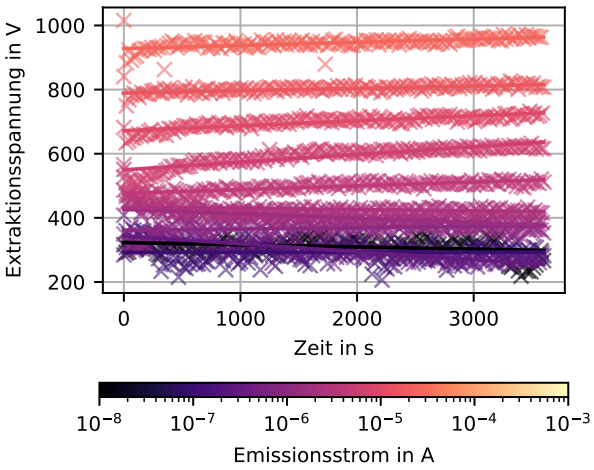


Abbildung 8.30: Verlauf der Extraktionsspannungen, bei den verschiedenen Emissionsströmen, während den Konstantstrommessungen eines M-FEAs bei dem die stromabhängige Degradationsmessung bei 200 °C durchgeführt wurde. Ebenfalls sind die zur Ermittlung der Feldverschiebung und Betriebsfeldstärke an die Messwerte angepassten Geraden in den selben Farben wie die Messwerte dargestellt.

ner leicht positiven Feldverschiebung, ein deutlich höherer Wert als bei den beiden umliegenden Emissionsströmen gemessen. Diese erhöhte Feldverschiebung kann wieder durch das Zerstören bzw. Degradieren der Emitterspitzen mit hohem Aspektverhältnis erklärt werden. Die Überlagerung des Effekts mit der immer noch gesteigerten Desorptionsrate führt zu einem insgesamt niedrigerem Feldverschiebungswert als bei der Messung bei Raumtemperatur. Beim nächsten Emissionsstrom ist wieder eine negative Feldverschiebung zu beobachten, was darauf schließen lässt, dass genügend stumpfere Emitterspitzen aktiviert wurden, um den Emissionsstrom ohne zu hohe Belastung liefern zu können. Bei höheren Emissionsströmen steigt die elektrische Feldverschiebung zu einem lokalen Maximum bei etwa 6,3 µA, gefolgt von einem lokalen Minimum bei 25 µA. Für noch höhere Emissionsströme steigt die elektrische Feldverschiebung wieder so lange an, bis die Messung durch nicht mehr erreichen des Regelstromes abgebrochen wird. Die

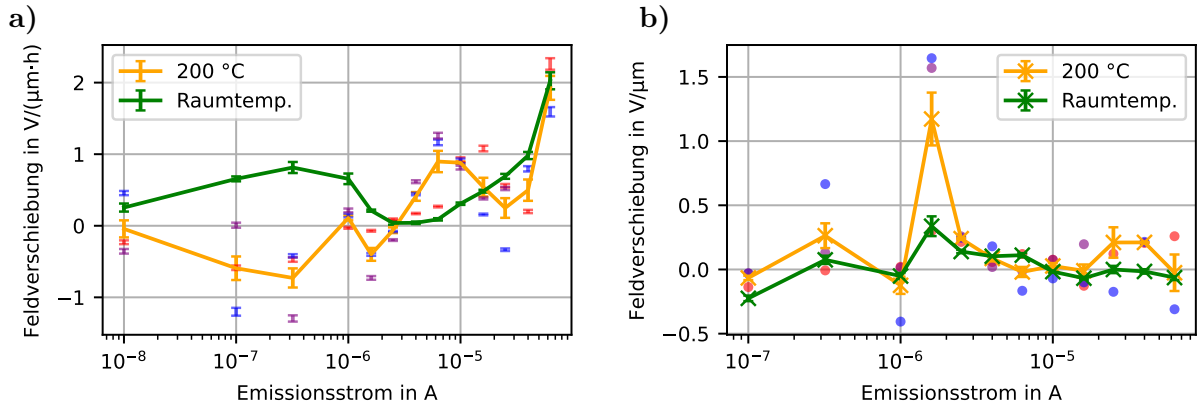


Abbildung 8.31: In a) ist die gemittelte elektrische Feldverschiebung der Raumtemperaturmessung und die von einer Messreihe von drei Typ M FEAs bei 200 °C dargestellt. b) zeigt die Feldverschiebungen während den Kennlinienmessungen zwischen den jeweiligen Konstantstrommessungen. In beiden Teilabbildungen sind für die Messungen bei 200 °C die Messwerte der einzelnen FEAs in verschiedenen Farben dargestellt.

aufgetragenen Feldverschiebungswerte ab 6,3 µA sind wie bei Abbildung 8.30 beschrieben durch den sättigenden Verlauf der Konstantstrommessungen zu niedrig eingeschätzt.

In Abbildung 8.31 b) ist die gemittelte Feldverschiebung resultierend aus den beiden Kennlinien zwischen den Konstantstrommessungen dargestellt. Hier ist für die Kennlinien vor der Konstantstrommessung bei 1,6 µA eine im Vergleich mit den anderen Stromwerten starke Feldverschiebung beobachtbar. Diese erhöhte Feldverschiebung könnte daher kommen, dass bei der Kennlinienmessung zum Emissionsstrom von 1,6 µA Emitterspitzen wie bei der Konstantstrommessung von 1 µA degradieren bzw. zerstört werden. Durch die erhöhte Desorptionsrate sind bei der geheizten Messung mehr aktive Emitterspitzen vorhanden [184], auf die sich der Emissionsstrom aufteilen kann. Deshalb geschieht diese erstmalige Degradation der Emitterspitzen, verglichen mit der Messung bei Raumtemperatur, bei leicht erhöhten Emissionsstromwerten.

Auch die in Abbildung 8.32 dargestellten Fluktuationswerte lassen darauf schließen, dass die Aktivierung von zusätzlichen Emitterspitzen erst bei Emissionsströmen über 1 µA geschieht. Die χ^2- bzw. Fluktuationswerte beziehen sich hier wieder auf die Abweichung der nötigen Extraktionsspannung während der Konstantstrommessung von den an diese Daten angepassten Geraden. Durch das lokale Minimum der Fluktuation bei einem Emissionsstrom von 4 µA wird davon ausgegangen, dass die Degradation bzw. Zerstörung von Emitterspitzen mit hohem Aspektverhältnis bis zu diesem Emissionsstrom abgeschlossen ist. Bis hierhin nimmt aber auch die Gesamtzahl der aktiven Emitterspitzen zu. Da die Fluktuation dann bei 6,3 µA und 10 µA etwas höher liegt, könnte hier die Emitterspitzenanzahl bereits wieder Rückläufig sein, was zur erhöhten Feldverschiebung führen könnte. Zusätzlich könnten die χ^2-Werte durch die bereits beschriebene Sättigung, welche ab 6,3 µA auftritt, erhöht sein. Aus diesen Gründen wird nicht davon ausgegangen, dass die Feldverschiebung hier von der Zerstörung bzw. Degradation der Emitterspitzen mit besonders hohem Aspektverhältnis verursacht wird.

Durch die höhere Temperatur der Emitterspitzen ist das Verhältnis zwischen Adsorption und Desorption in Richtung Desorption verschoben [83]. Zusätzlich könnten durch die erhöhte Temperatur physisorbierte Adsorbate sofort wieder desorbiert werden [77], wodurch diese keinen Einfluss mehr auf die Emissionseigenschaften und die Feldverschiebung besitzen. Bei einem erhöhten Emissionsstrom werden durch Elektronenbeschuss von Molekülen vermehrt Ionen in unmittelbarer Nähe der Spitze gebildet, die dann auf die Emissionsfläche auftreffen können [76]. Diese Ionen können dann auf der Oberfläche chemisorbieren, wodurch sich wie durch Physisorption die Emissionseigenschaften ändern können [80, 81]. Ab einem Emissionsstrom von etwa 10 µA

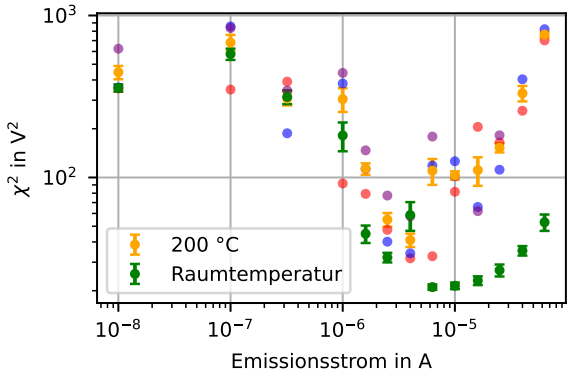


Abbildung 8.32: Die gemittelte Fluktuation der elektrischen Felder während den Konstantstrommessungen der Messungen bei Raumtemperatur und bei 200 °C. Die χ^2-Werte entsprechen der gemittelten Abweichung der Spannungswerte während der Konstantstrommessung von der angepassten Geraden. Zusätzlich sind die gemessenen Werte der einzelnen FEAs der geheizten Messungen in unterschiedlichen Farben dargestellt.

können dann, wegen der größeren Energie der auftreffenden Ionen, auch wieder Chemisorbate durch den Ionenbeschuss desorbieren, weshalb die Feldverschiebung abnimmt. Durch das Einstellen eines Gleichgewichtszustandes, der zunächst beim Schritt zum höheren Emissionsstrom noch in Richtung Adsorption verschoben ist, können auch die sättigenden Verläufe während der Konstantstrommessung erklärt werden. Zusätzlich können die sättigenden Verläufe auch von der stärkeren Degradation der Emitterspitzen zu Beginn der Konstantstrommessung beim neuen Emissionsstrom kommen. Durch die erhöhte Temperatur während der 200 °C Messung, könnte diese Degradation wegen der erhöhten thermischen Belastung auftreten. Durch eine genaue Analyse der Geometrie aller Emitterspitzen der FEAs im REM könnte dieser Effekt weiter untersucht werden. Wegen der hohen Anzahl an zu vermessenden Emitterspitzen ist dies für alle FEAs erst dann zielführend, wenn eine automatische Geometrievermessung der Emitterspitzen ermöglicht ist.

Abbildung 8.33 zeigt die Betriebsfeldstärke für die Messung bei Raumtemperatur und die bei 200 °C. Wie durch die negative elektrische Feldverschiebung, bei niedrigen Emissionsströmen der geheizten Messung, zu erwarten ist, ist die Betriebsfeldstärke für die 200 °C Messung für geringe und mittlere Emissionsströme bis ca. 25 µA geringer als für die Raumtemperatur Messung. Bei höheren Emissionsströmen überschreitet die Betriebsfeldstärke der 200 °C Messung allerdings die der Raumtemperatur Messung. Dies ist durch die erhöhte Temperatur und somit eine erhöhte thermische Belastung, insbesondere bei höheren Emissionsströmen erklärbar. Zusätzlich wird die Betriebsfeldstärke wie schon beschrieben durch den sättigenden Verlauf zu höheren Emissionsströmen verschoben.

Die niedrigeren Betriebsfeldstärken der 200 °C Messungen, verglichen mit der Messung bei Raumtemperatur, für Emissionsströme bis etwa 10 µA lassen auf eine verbesserte Emissionscharakteristik der auf 200 °C aufgeheizten FEAs schließen. Der Unterschied zu den in Abschnitt 7.5 gezeigten Messungen bei denen keine Verbesserung der Langzeitcharakteristik durch einen geheizten Betrieb gezeigt wurde liegt darin, dass in den hier gezeigten Messungen die FEAs auch während der Konstantstrommessung geheizt wurden. Zusätzlich kann mit der geringeren Feldverschiebung während der Konstantstrommessung (siehe Abbildung 8.31 a)) bis zu einem Emissionsstrom von etwa 2,51 µA ein verbessertes Langzeitverhalten für die 200 °C Messung erwartet werden. Durch die höhere Feldverschiebung der 200 °C Messung bei Emissionsströmen zwischen 2,51 µA und 10 µA kann mit der vorliegenden Messung keine Aussage getroffen werden, ob das Langzeitverhalten von geheizten FEAs die in diesem Emissionsstrombereich betrieben werden verbessert ist. Für diesen Bereich könnten geheizte Messungen mit längeren Dauern für die Kon-

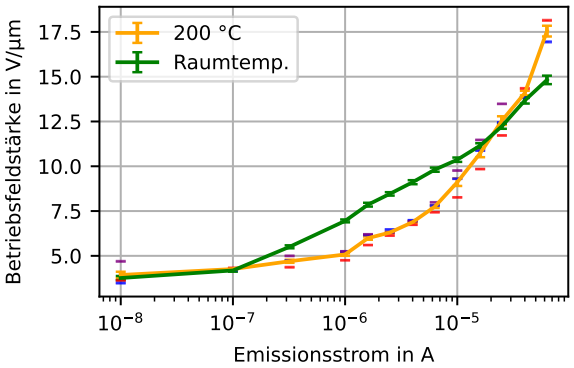


Abbildung 8.33: Es sind die mittleren Betriebsfeldstärken der stromabhängigen Degradationsmessung bei Raumtemperatur und bei 200 °C für je drei Proben dargestellt. Die Betriebsfeldstärken entsprechen den y-Achsenabschnitten der linearen Anpassungen an die für den jeweiligen Emissionsstrom nötigen elektrischen Felder während der Konstantstrommessung.

stantstrommessung durchgeführt werden, um zu überprüfen, ob die durch Chemisorption angenommene höhere Feldverschiebung sättigt und somit das Langzeitverhalten verbessert ist. Die höheren Betriebsfeldstärken der 200 °C Messungen, verglichen mit der Messung bei Raumtemperatur, für Emissionsströme über 10 µA lassen auf eine verschlechterte Emissionscharakteristik schließen. Durch die ähnliche Feldverschiebung der Messung bei Raumtemperatur und der bei 200 °C wird ein schlechteres Langzeitverhalten von geheizt betriebenen FEAs bei den hohen Emissionsströmen erwartet.

Abbildung 8.34 zeigt die Feldüberhöhungsfaktoren und effektiven Emissionsflächen während der geheizten und der Raumtemperatur Messung. Bei der geheizten Messung ist eine geringere effektive Emissionsfläche zu erkennen, was auch *Busta et al.* [16] bei ihren Experimenten schon beobachtet haben. Die extrahierten Feldüberhöhungsfaktoren für die geheizte Messung weisen im Vergleich mit der Raumtemperatur Messung höhere Werte auf.

Dies könnte wieder durch eine geringere Adsorbatbedeckung erklärt werden, da durch Adsorbate die Austrittsarbeit verändert werden [75, 165]. Wie bereits in Abschnitt 2.5 beschrieben, wirkt sich bei der Betrachtung der Kennlinien in Murphy-Good Koordinaten mit fester Austrittsarbeit eine effektive Verringerung der Austrittsarbeit wie eine Erhöhung des Feldüberhöhungsfaktors auf die Emissionseigenschaften aus.

Somit zeigt der Anstieg des Feldüberhöhungsfaktors bei Emissionsströmen kleiner als 1 µA wie schon bei der Feldverschiebung vermutet eine Verringerung der Adsorbatbelegung mit ansteigendem Emissionsstrom. Die ebenfalls bei der Feldverschiebung vermutete und durch Abbildung 8.32 bestätigte Degradation bzw. Adsorbatbelegung der Emitterspitzen mit hohem Aspektverhältnis ist auch hier wieder durch den Rückgang des Feldüberhöhungsfaktors bei 1,3 und 1 µA zu erkennen.

Durch die starke Korrelation zwischen Feldüberhöhung und effektiver Emissionsfläche kann sich die Änderung der Austrittsarbeit auch auf die extrahierte effektive Emissionsfläche auswirken. Aus diesem Grund könnte die Belegung der Emitterspitzen mit Adsorbaten hier in Abbildung 8.34 nicht so deutlich zu sehen sein. Beim Schritt zum maximalen Emissionsstrom von 63 µA ist noch ein Rückgang des Feldüberhöhungsfaktors zu erkennen, was auf weitere Degradation der Emitterspitzen hindeutet.

Aus den geheizten Messungen kann geschlussfolgert werden, dass die Feldverschiebung unterhalb eines Emissionsstromes von 1 µA maßgeblich durch die Belegung des Emitters mit Adsorbaten beeinflusst wird. Somit ist der Anstieg der Feldverschiebung sowie der ähnliche Feldverschiebungswert der ersten und zweiten Messung in Abbildung 8.27 a) für die beiden niedrigsten Emissionsströme erklärt. Es wurde ebenfalls beschrieben, dass bis zu einem gewissen Emissi-

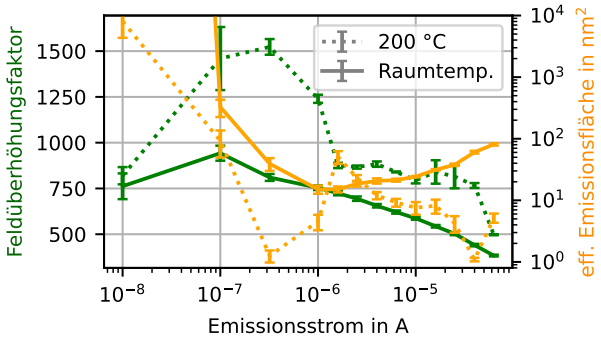


Abbildung 8.34: Es sind die aus drei Proben gemittelten stromabhängigen Feldüberhöhungsfaktoren sowie die effektiven Emissionsflächen für die 200 °C Messung und die Raumtemperatur Messung dargestellt. Die Werte wurden jeweils durch eine Anpassung der Murphy-Good Gleichung an die Daten aus der Kennlinienmessung nach der Konstantstrommessung beim jeweiligen Emissionsstrom gewonnen.

onsstrom ein geheizter Betrieb von FEAs deren Emissionseigenschaften und auch das Langzeitverhalten bzw. die Lebensdauer erhöhen kann. Bei zu hohen Emissionsströmen wirkt sich der geheizte Betrieb negativ auf die Emissionseigenschaften und die Langzeitstabilität von FEAs aus.

8.8.4 Zusammenfassung der auftretenden Mechanismen während der stromabhängigen Degradationsmessung

Durch die Standardmessung (siehe Abschnitt 8.5, Abbildung 8.13 ff.) und die Auswertung der stromabhängigen Fluktuation (siehe Unterabschnitt 8.8.1) der Spannungswerte der Konstantstrommessung um die angepasste Gerade, wurde eine Erhöhung der am Emissionsprozess beteiligten Emitterspitzenanzahl festgestellt. Für die Erhöhung der Emitterspitzenanzahl ist neben der Spannungserhöhung auch eine Degradation und/oder Adsorbatbelegung der Emitterspitzen mit dem höchsten Aspektverhältnis verantwortlich. Dadurch wird für die vermessenen FEAs die hohe Feldverschiebung bei einem Emissionsstrom von 1 µA erklärt. Dies deckt sich zusätzlich mit den bei den Einzelemittern gemessenen Maximalströmen.

Durch den zweifachen Durchlauf der Messmethode mit den FEAs (siehe Unterabschnitt 8.8.2), wurde diese Theorie ebenfalls bestätigt. Zusätzlich wurde die Erkenntnis gewonnen, dass der Anstieg der Feldverschiebung bei Emissionsströmen über 10 µA, durch eine hohe thermische Belastung und die weitere Degradation der Emitterspitzen erklärt werden kann. Die Messung zeigte ebenfalls, dass bei kleinen Emissionsströmen unter 1 µA die Feldverschiebung von Adsorbaten verursacht werden könnte.

Die abschließende Messung bei der die Messmethode bei 200 °C durchgeführt wurde, bestätigte die Theorie, dass die Feldverschiebung bei Emissionsströmen unter 1 µA hauptsächlich von Adsorbaten und dem Einfluss auf die Stromverteilung im Array verursacht wird. Des Weiteren zeigte die Messung, dass ein geheizter Betrieb der vermessenen FEAs bis zu einem gewissen Emissionsstrom eine Verbesserung des Emissionsverhaltens sowie der Langzeitstabilität mit sich bringt. Allerdings verschlechtern sich die Emissionseigenschaften während des geheizten Betriebes, wenn ein gewisser Schwellstrom überschritten wird. Aus diesem Grund muss beim Einsatz von FEAs in möglichen Produkten untersucht werden, ob und wie sich eine erhöhte Temperatur während des Betriebs auf die Langzeitstabilität des FEAs auswirkt.

9 Anwendung der stromabhängigen Degradationsmessung

Die stromabhängige Degradationsmessung hat großes Potential um die verschiedensten Degradationsmechanismen wie z. B. Ionenbombardement und Adsorption bei der Feldemission zu untersuchen. Weiterhin kann sie auch dazu verwendet werden, um verschiedene Emittertypen miteinander zu vergleichen. Dadurch können für verschiedene Einsatzgebiete die optimalen Emittertypen gefunden werden. Der große Vorteil dabei ist, wie bereits erwähnt, der stromabhängige Vergleich der verschiedenen Emitter in Bezug auf deren Lebensdauer und generelle emissionsbeeinflussende Eigenschaften. In diesem Abschnitt wird die stromabhängige Degradationsmessung dazu verwendet, um z. B. die Druckabhängigkeit der Feldemission genauer zu untersuchen. Zusätzlich werden die verschiedenen Emittertypen (siehe Unterabschnitt 3.2.1) miteinander verglichen und der Einfluss der Dotierstoffkonzentration auf das Emissionsverhalten analysiert.

9.1 Druckabhängige Analyse der Feldemission

Die Feldemission ist wegen der bereits in Unterabschnitt 5.3.3 erklärten Adsorbatbelegung der Oberfläche und des Ionenbombardements stark vom herrschenden Druck abhängig. Durch eine Erhöhung der Adsorption in Folge einer Druckerhöhung können die Austrittsarbeit der Emitteroberfläche verändert [75, 79, 80] und die Lebensdauer sowie die grundsätzlichen Emissionseigenschaften verschlechtert werden [27, 141, 143, 159, 185–187]. Der Einfluss, den der Druck auf die Emissionseigenschaften besitzt, ist zudem abhängig von der Gaskomposition [188, 189]. In der Literatur werden meist nur Drücke unterhalb von $1 \cdot 10^{-5}$ mbar ohne statistische Betrachtung untersucht [16, 185, 190]. Um die Feldemission bei Drücken über $1 \cdot 10^{-5}$ mbar zu untersuchen, wie sie wahrscheinlicher auch bei verschlossenen Feldemissionsbauteilen herrschen [8], wird die stromabhängige Degradationsmessung bei diesen Drücken durchgeführt.

Dafür werden jeweils drei Typ M FEAs bei verschiedenen Drücken (siehe Tabelle 9.1) mit der stromabhängigen Degradationsmessung vermessen. Wie bereits in Abschnitt 8.5 wurde der Rezipient vor jeder Messung auf einen Druck von $1 \cdot 10^{-6}$ mbar abgepumpt. Anschließend wird der Druck auf den zu untersuchenden Wert mit Hilfe eines elektrisch gesteuerten Nadelventils geregelt, welches an Stickstoff mit einer Reinheit von 99 % angeschlossen ist. Da die Druckregelung nur etwa 3 s benötigt, um auf den jeweiligen Druck zu regeln, wird die Druckregelung gleichzeitig mit der stromabhängigen Degradationsmessung gestartet. Wegen des vorher geringeren Drucks wird dadurch keine signifikante Beeinflussung der Emissionseigenschaften erwartet.

Ab einem Druck von etwa $2 \cdot 10^{-4}$ mbar weisen die Extraktionsspannungsverläufe während den Konstantstrommessungen teilweise starke Fluktuationen der Extraktionsspannung zu geringeren Werten hin auf. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 9.1 die Verläufe der Extraktionsspannung einmal für $2{,}15 \cdot 10^{-4}$ mbar (a)) und einmal für $3{,}16 \cdot 10^{-4}$ mbar (b)) dargestellt.

Tabelle 9.1: Auflistung der Drücke bei denen die stromabhängigen Degradationsmessung durchgeführt wurde.

Druck in 10^{-6} mbar:	1	10	100	178	215	261	316	1000

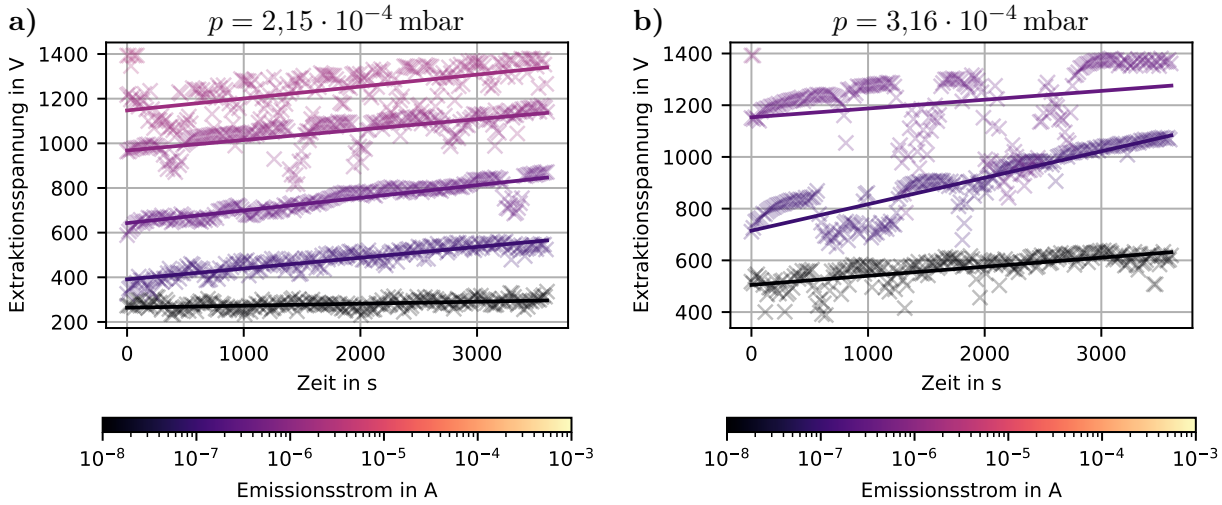


Abbildung 9.1: Verlauf der Extraktionsspannung während der Konstantstrommessungen in a) für $2{,}15 \cdot 10^{-4}$ mbar und in b) für $3{,}16 \cdot 10^{-4}$ mbar. Die Extraktionsspannungen sind farblich für den jeweiligen Emissionsstrom gekennzeichnet. Zusätzlich zu den Extraktionsspannungen sind noch die jeweils an deren Verlauf angepassten Geraden in der selben Farbe mit abgebildet.

Es ist zu erkennen, dass die plötzlichen Einbrüche der Extraktionsspannungen mit steigendem Druck größere Amplituden annimmt und zeitlich länger anhält. Eine mögliche Erklärung könnte eine Steigerung der Emission aus einzelnen Spitzen wegen einer Verringerung des Spitzenradius durch Sputterabtrag sein [143]. Durch den steigenden Emissionsstrom steigt die thermische Belastung an dieser Emitterspitze, was wiederum zu einer schnelleren Degradation der Spitze führt [143]. Durch einen höheren Druck ist ein größerer Sputterabtrag zu erwarten, weshalb die Reduktion bei kleineren Drücken geringer ausfällt. Unter einem Druck von $2 \cdot 10^{-4}$ mbar könnte der Sputterabtrag entweder generell zu gering sein, um die Reduktion hervorzurufen, oder aber der sich verringernde Spitzenradius wird durch die auftretende Degradation wieder ausgeglichen. Ebenfalls denkbar ist eine mögliche Pumpwirkung von Ionisierten Molekülen in Richtung Emitterspitze. Die positiv geladenen Ionen erzeugen eine Raumladungszone und somit ein lokal erhöhtes elektrisches Feld, was zu einer Zunahme des Emissionsstroms führt. Gleichzeitig erhöht sich durch die anwesenden Ionen der lokal vorherrschende Druck. Beides begünstigt Überschläge an den einzelnen Emitterspitzen was wiederum zur Zerstörung bzw. Degradation der Emitterspitzen führt.

Hier zeigt sich wieder der Vorteil der Ermittlung der Feldverschiebung aus den angepassten Geraden. Würde eine solche Reduktion zum Ende der Konstantstrommessung auftreten, hätte die Ermittlung der Feldverschiebung aus der Spannung zu Beginn und am Ende der Konstantstrommessung eine Unterschätzung der Feldverschiebung zur Folge.

Der während der stromabhängigen Degradationsmessung je nach eingestelltem Druck erreichte Maximalstrom und die Mittelwerte aus den drei Messungen sind in Abbildung 9.2 in Abhängigkeit vom Druck dargestellt. Die Datenpunkte wurden durch die Maximalströme einer Messreihe beim jeweiligen Druck und durch die Mittelung dieser Maximalwerte ermittelt. Maximal wurden dabei bei $1 \cdot 10^{-6}$ mbar 63 µA gemessen, bei $1 \cdot 10^{-3}$ mbar hingegen waren maximal nur noch 0,5 µA messbar. Dabei wurden für jeden untersuchten Druck mindestens drei FEAs mit der stromabhängigen Degradationsmessung gemessen. Da bei $1 \cdot 10^{-5}$ mbar und bei $1 \cdot 10^{-6}$ mbar unter Berücksichtigung der Unsicherheit dieselben gemittelten maximalen Emissionsströme erreicht werden, kann davon ausgegangen werden, dass bei einem Druck unter $1 \cdot 10^{-5}$ mbar der Einfluss des Restgasdruckes auf die erzielten Maximalströme bei der stromabhängigen Degradationsmessung mit den hier verwendeten FEAs vernachlässigt werden kann. Trotz der großen

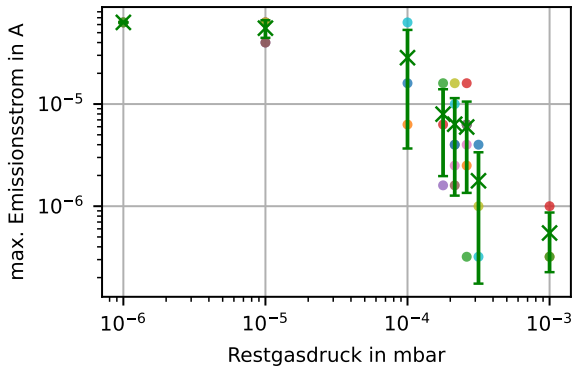


Abbildung 9.2: Gemittelter druckabhängiger Maximalstrom bei der stromabhängigen Degradationsmessung. Für jeden Druck wurden min. drei Emitter mit der stromabhängigen Degradationsmessung vermessen, wobei der jeweilige Maximalstrom als Punkt dargestellt ist. Der erreichte maximale Emissionsstrom dieser Emitter wurde gemittelt und als Unsicherheit ist die Standardabweichung des Mittelwerts dargestellt.

Unsicherheiten für die Maximalströme ab einem Druck von $1 \cdot 10^{-4}$ mbar reduziert sich der maximal erreichbare Emissionsstrom für höhere Drücke deutlich. Eine prinzipielle Reduktion des Emissionsstromes, mit zunehmendem Druck, wurde auch von anderen Forschungsgruppen beobachtet [16, 141, 185–187, 191]. Da bei den hier durchgeführten Messungen für jeden Emissionsstrom eine einstündige Konstantstrommessung durchgeführt wird, steigt mit dem maximal erreichbaren Emissionsstrom auch die Lebensdauer des FEAs. Idealerweise sollte daher der Druck in einem verschlossenen Feldemissionsbauteil für eine maximale Lebensdauer des Feldemitters unter $1 \cdot 10^{-5}$ mbar liegen.

Um die druckabhängigen Messungen wieder statistisch zu betrachten, sind in Abbildung 9.3 a) die gemittelten elektrischen Feldverschiebungen und in b) die gemittelten elektrischen Betriebsfeldstärken in Abhängigkeit vom eingestellten Emissionsstrom für die verschiedenen Drücke im Rezipienten dargestellt. Die unterschiedlichen Farben stehen für den jeweiligen bei der Messung herrschenden Druck.

In Abbildung 9.3 a) kann die mit dem Druck steigende elektrische Feldverschiebung speziell bei Emissionsströmen kleiner 1 µA beobachtet werden. Bei $1 \cdot 10^{-3}$ mbar degradieren die FEAs so schnell, dass das lokale Maximum nicht erreicht wird. Für die Messung bei $1 \cdot 10^{-6}$ mbar ist das lokale Maximum in der elektrische Feldverschiebungs-Verteilung auf einen Wert (1 µA) begrenzt, jedoch erreicht die elektrische Feldverschiebung hierbei höhere Werte als für die nächst höheren Restgasdrücke. Durch den in Abbildung 9.2 gezeigten Mittelwert des maximalen Emissionsstroms wird beim Druck von $1 \cdot 10^{-6}$ mbar eine vernachlässigbare Wechselwirkung der FEAs mit dem Restgas erwartet. Deshalb tritt wie in Unterabschnitt 8.8.1 beschrieben bei einem Emissionsstrom von 1 µA das erste Mal eine Degradation der Emitterspitzen mit dem höchsten Aspektverhältnis auf. Dadurch wird die Mitte der Aspektverhältnisverteilung erreicht, wodurch dann beim nächst höheren Emissionsstrom ein geringerer Emissionsstrom pro Emitterspitze geliefert werden muss und somit die Degradation zurückgeht [143, 189]. Auch die bereits erwähnte Pumpwirkung von Ionisierten Molekülen könnte die auftretenden Effekte erklären. Mit sinkenden Drücken müsste um gleich viele Ionisierte Moleküle vor der Emitterspitze anzusammeln ein höherer Strom fließen und somit stärker gepumpt werden. Dadurch verschiebt sich die Degradation abhängig vom Strom zu höheren Strömen. Die elektrische Feldverschiebung der $1 \cdot 10^{-6}$ mbar-Messung besitzt ein breites lokales Minimum mit sehr geringen Werten, welches nur für den höchsten Emissionsstrom etwas ansteigt. Bei diesem maximalen Emissionsstrom wird wie schon

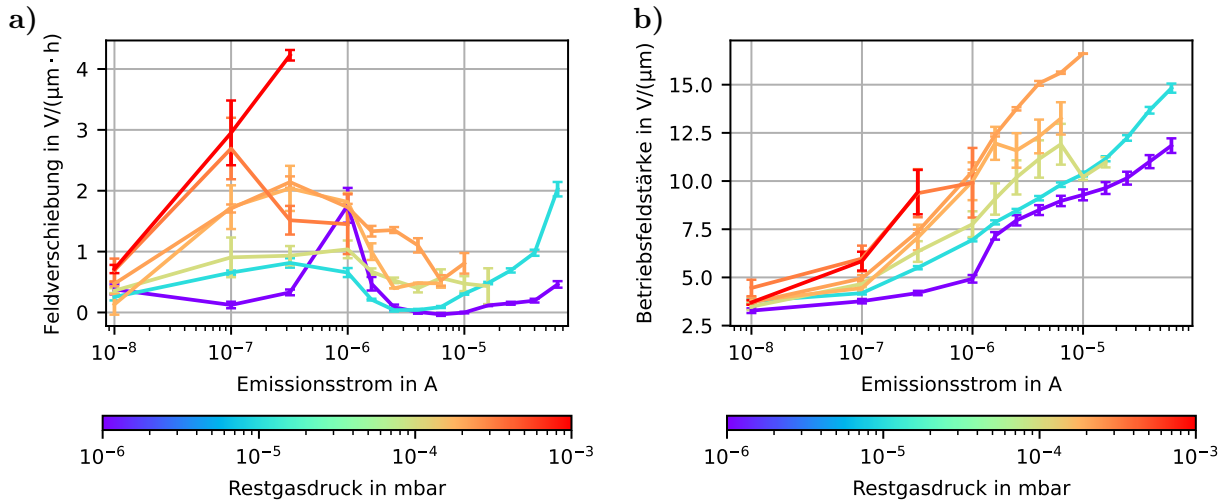


Abbildung 9.3: In a) sind die emissionsstromabhängigen elektrischen Feldverschiebungen und in b) die emissionsstromabhängigen Betriebsfeldstärken während der stromabhängigen Degradationsmessungen bei verschiedenen Drücken (siehe Tabelle 9.1) dargestellt. Die Feldverschiebungen entsprechen den Steigungen der linearen Anpassungen an die für den jeweiligen Emissionsstrom nötigen elektrischen Feldern während der Konstantstrommessungen. Die Betriebsfeldstärken entsprechen den jeweiligen y-Achsenabschnitten der linearen Anpassungen.

in Unterabschnitt 8.8.1 beschrieben die Belastung der Emitterspitzen durch die auftretende lokale Stromdichte so groß, dass eine Degradation bzw. Zerstörung der Spitzen auftritt.

Die mit dem Druck ansteigende Feldverschiebung gerade für Emissionsströme kleiner 1 µA kann wie in Unterabschnitt 8.8.3 beschrieben mit einer steigenden Adsorbatbelegung erklärt werden. Bei den Restgasdrücken über $1 \cdot 10^{-5}$ mbar ist auch bei Emissionsströmen über 1 µA eine erhöhte Feldverschiebung zu beobachten. Diese resultiert aus der weiterhin starken Wechselwirkung zwischen Restgasmolekülen und der Emissionsfläche. Da die Feldverschiebung der Degradation der FEAs entspricht, ist wie schon nach Abbildung 9.2 beschrieben ein geringer Druck beim Betrieb eines FEAs notwendig, um große Lebensdauern erreichen zu können.

In Abbildung 9.3 b) kann eine steigende Betriebsfeldstärke abhängig vom Druck beobachtet werden. Dadurch sinken sowohl die Lebensdauer als auch der Maximalstrom mit steigendem Restgasdruck. Dies wird erwartet, da ein höherer Druck zu höherem Ionenbombardement und dadurch zu einem höheren Sputterabtrag [143] und stärkerer Adsorption von Adsorbaten auf der Oberfläche der Spitzen führt [75].

Aus den Kennlinien der stromabhängigen Degradationsmessung sind die Feldüberhöhungsfaktoren extrahiert und in Abbildung 9.4 in Abhängigkeit vom Druck und des jeweiligen Emissionsstromes dargestellt. Die Werte aus den Kennlinien vor der Konstantstrommessung sind gestrichelt und die danach mit durchgezogenen Linien abgebildet. Beim Emissionsstrom von 10 nA müssen die Werte wie schon in den vorherigen Kapiteln beschrieben wegen den starken Fluktuationen während der Kennlinienmessung mit Vorsicht betrachtet werden. Die höchsten Feldüberhöhungswerte werden bei den niedrigsten Drücken beobachtet. Einerseits führt Ionenbombardement, welches mit dem Druck zunimmt, zur Degradation von Emitterspitzen [143] und andererseits wird die Spitzenoberfläche mit höherem Druck stärker von Adsorbaten belegt [192]. Eine Belegung der Spitzenoberfläche mit Adsorbaten oder Ionenbombardement der Spitzen führt zu stumpferen Spitzen mit geringeren Feldüberhöhungsfaktoren. Da beide Effekte mit steigendem Druck zunehmen, könnten dadurch die niedrigere Feldüberhöhungsfaktoren erklärt werden. Durch die Berechnung des Feldüberhöhungsfaktors aus der Murphy-Good-Theorie mit fester Austrittsarbeit (siehe Abschnitt 2.5) führt eine Erhöhung der Austrittsarbeit durch

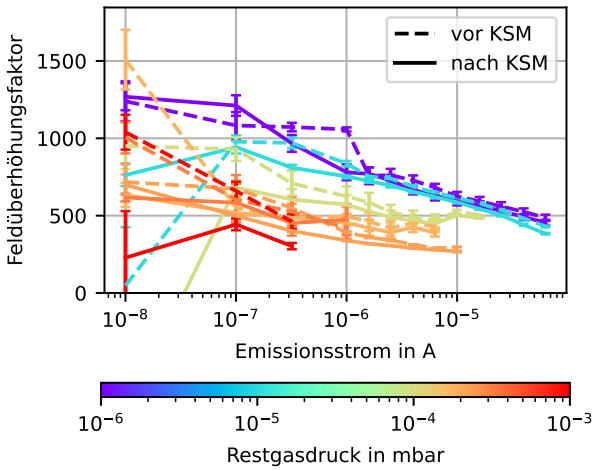


Abbildung 9.4: Aus den Kennlinien der stromabhängigen Degradationsmessungen sind die Feldüberhöhungsfaktoren extrahiert und hier in Abhängigkeit vom Druck und des jeweiligen Emissionsstromes dargestellt. Die Werte aus den Kennlinien vor der Konstantstrommessung ("vor KSM") sind gestrichelt und die danach ("nach KSM") mit durchgezogenen Linien abgebildet.

eine zunehmende Adsorbatbedeckung ebenfalls zu einer Verringerung des Feldüberhöhungsfaktors. Beim Restgasdruck von $1 \cdot 10^{-6}$ mbar kann bei einem Emissionsstrom von 1 µA während der Konstantstrommessung ein Rückgang des Feldüberhöhungsfaktors gemessen werden. Dieser Rückgang stimmt wieder mit der Theorie überein, nach der bei diesem Emissionsstrom erstmals die Emitterspitzen mit dem höchsten Aspektverhältnis degradieren. Bei den anderen Restgasdrücken ist bei diesem Emissionsstrom kein Rückgang zu erkennen, was durch eine Überlagerung des Effekts durch die Bedeckung der Oberfläche mit Adsorbaten erklärt werden kann.

Die elektrische Feldverschiebung kann wie in Abbildung 9.5 a) gezeigt auch für die verschiedenen Emissionsströme in Abhängigkeit vom Restgasdruck dargestellt werden. Bei geringen Drücken ist die elektrische Feldverschiebung für alle Emissionsströme relativ gering, einzig bei einem Strom von 1 µA bei $1 \cdot 10^{-6}$ mbar und mit einem Strom von 63 µA bei $1 \cdot 10^{-5}$ mbar sind höhere Werte zu beobachten. Diese resultieren wie bereits beschrieben bei 1 µA vom erstmaligen Degradieren der scharfen Emitter und bei 63 µA vom hohen Emissionsstrom über die beteiligten Emitterspitzen und die daher auftretende hohe thermische Belastung. Bei Drücken über $1 \cdot 10^{-4}$ mbar nimmt die elektrische Feldverschiebung für alle Emissionsströme zu.

Bei einem Emissionsstrom von 10 nA zeigt sich über einem Druck von $1 \cdot 10^{-4}$ mbar allerdings nur eine geringfügige Erhöhung der Degradation. Dies deutet an, dass für den druckabhängigen Degradationsmechanismus ein gewisser Schwellwerte des Stroms überschritten werden muss. Ionengeneration in der Nähe der Emissionsspitze hängt vom Emissionsstrom und dem herrschenden Druck ab [76]. Zusätzlich nimmt mit dem steigenden Emissionsstrom während der Messung das elektrische Feld, welches an den einzelnen Spitzen herrscht, zu. Somit steigt die kinetische Energie der Ionen, die auf die Spitze der Emitter treffen, wodurch die Degradation und somit die elektrische Feldverschiebung des Emitters ansteigt [189]. Die Degradation könnte durch Ionenbombardement beschleunigte Chemisorption verursacht werden, welche ebenfalls strom- und energieabhängig ist [79–81].

Für eine weiterführende Analyse des Degradationsmechanismus könnte die Geometrie der Emitterspitzen auf Spuren von Sputterabtrag im REM untersucht werden. Bei den untersuchten FEAs ist diese erst zielführend, wenn eine automatisierte REM-Software das Vermessen der Emitterspitzen übernimmt. Für eine händische Untersuchung der Emitterspitzen könnte die

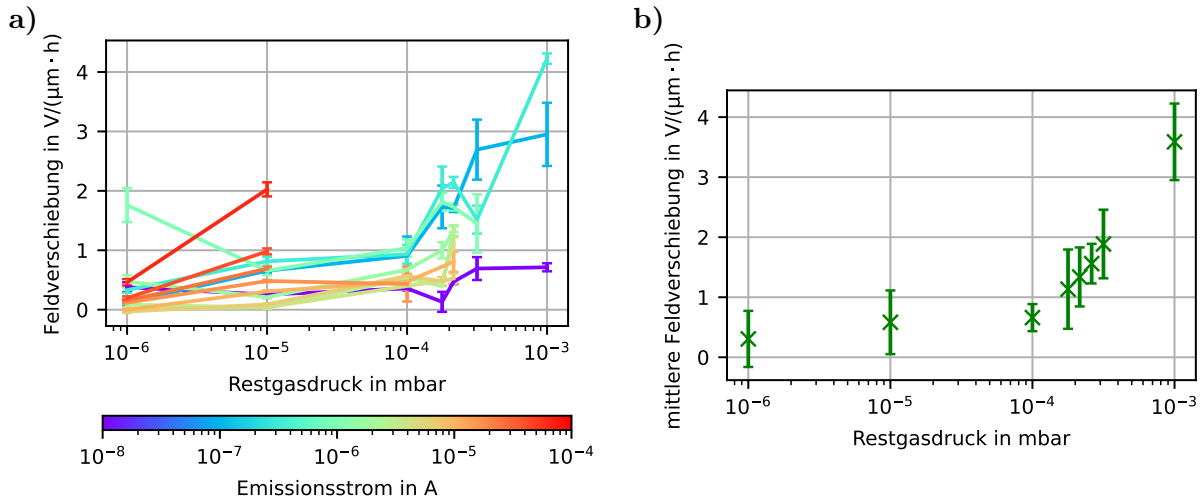


Abbildung 9.5: In a) ist die elektrische Feldverschiebung abhängig vom Druck für verschiedene Emissionsströme dargestellt. In b) ist die gemittelte Feldverschiebung über dem Restgasdruck gezeigt. Die Daten für 10 nA wurden hierbei nicht berücksichtigt, da diese kaum eine Druckabhängigkeit aufweisen.

Spitzenanzahl der FEAs stark verringert werden. Zusätzlich könnte eine geheizte Messung bei den verschiedenen Restgasdrücken weitere Einsicht geben.

In Abbildung 9.5 b) ist die für den jeweiligen Restgasdruck über die Emissionsströme gemittelte elektrische Feldverschiebung dargestellt. Dafür sind alle Feldverschiebungswerte, außer die für 10 nA, da diese kaum eine Druckabhängigkeit zeigen, aus Abbildung 9.5 a) pro Restgasdruck gemittelt. Zwischen $1 \cdot 10^{-6}$ mbar und $1 \cdot 10^{-4}$ mbar ist innerhalb der Unsicherheiten kein Unterschied der elektrischen Feldverschiebung erkennbar. Bei höheren Drücken steigen die elektrischen Feldverschiebungswerte, wie bereits in Abbildung 9.5 a) zu sehen war. Die Verschlechterung des Emissionsverhaltens bei ähnlichen Druckverhältnissen wurden schon von anderen Autoren beobachtet und auf eine Wechselwirkung der Emitterspitzen mit den Restgasmolekülen zurückgeführt [141].

Langer et al. [27] haben einen ähnlichen Verlauf für die integrale Stromfluktuation über dem Druck ermittelt. Der Verlauf ist dabei allerdings zu geringeren Drücken hin verschoben. Um einen Vergleich zwischen den hier gewonnenen Daten und denen von *Langer et al.* zu ermöglichen, wird betrachtet, wie die Degradation und die Fluktuation zusammenhängen, wobei hier für die Fluktuation wieder wie in Unterabschnitt 8.8.1 die χ^2-Werte der Regressionsgeraden der Spannungsverläufe der Konstantstrommessung verwendet werden. In Abbildung 9.6 sind die χ^2-Werte in Abhängigkeit von der Feldverschiebung für die verschiedenen Restgasdrücke dargestellt. Es ist ein näherungsweise linearer Zusammenhang zwischen Degradation und χ^2-Werte zu erkennen. Der mittlere Quotient aus χ^2-Werten und der Degradation ergibt $(1{,}1 \pm 0{,}6)\,\mathrm{V\,\mu m\,h}$. Somit kann die Fluktuation von *Langer et al.* direkt mit der hier gemessenen Feldverschiebung verglichen werden. Bei den hier gezeigten Emittern steigt die Feldverschiebung wie in Abbildung 9.5 b) verglichen mit den von *Langer et al.* vermessenen Emittern erst bei einem um etwa eine Größenordnung höheren Druck an, wodurch sich schließen lässt, dass die hier gezeigten Emitter weniger vom Druck beeinflusst werden. Durch den vermuteten Druck zwischen $1 \cdot 10^{-5}$ und $1 \cdot 10^{-4}$ mbar in einem hermetisch verschlossenen Gehäuse [8], wie es für ein Produkt benötigt wird, sind demnach die Sägeemitter besser geeignet als die black-Silicon Emitter von *Langer et al.*.

Aus den in Abbildung 9.5 dargestellten Messungen geht hervor, dass die in dieser Arbeit entwickelten TMAH-Sägeemitter bei kommerzieller Nutzung zur Aufrechterhaltung der Lebensdauer bei einem Maximaldruck von $1 \cdot 10^{-4}$ mbar eingesetzt werden sollten. Um die Lebensdauer durch

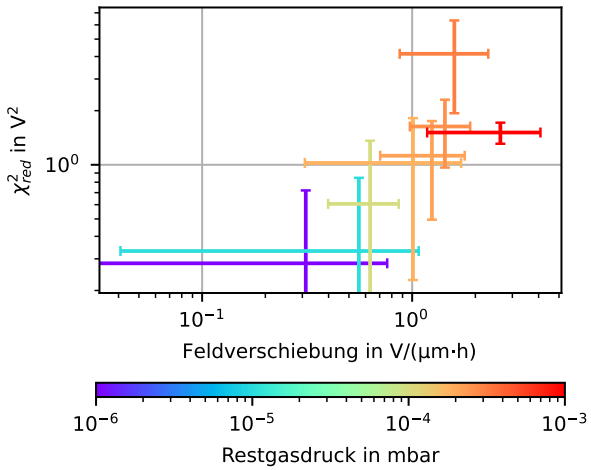


Abbildung 9.6: Die χ^2-Werte der Regressionsgeraden der Spannungsverläufe der Konstantstrommessung in Abhängigkeit von der Feldverschiebung, wobei die Werte für alle Emissionsströme pro vermessenem Restgasdruck gemittelt sind.

eine Verringerung der Wechselwirkung der FEAs mit dem Restgasdruck, wie in Abbildung 9.3 a) gezeigt, zu verlängern, sollten die FEAs bei Drücken kleiner $1 \cdot 10^{-5}$ mbar betrieben werden.

9.2 Charakterisierung der verschiedenen TMAH-Sägeemittertypen

In diesem Abschnitt werden die bereits gezeigten verschiedenen FEA-Typen (siehe Unterabschnitt 3.2.1) bei $1 \cdot 10^{-5}$ mbar mit der stromabhängigen Degradationsmessung untersucht und miteinander verglichen. Es soll dabei herausgefunden werden, welcher Typ für einen Einsatz in einem möglichen Produkt abhängig vom Emissionsstrom am besten geeignet ist.

Die FEA-Typen unterscheiden sich dabei wie in Kapitel 3 beschrieben in Höhe, Spitzenanzahl und Aspektverhältnis (siehe Abbildung 3.15), wodurch verschiedene Eigenschaften und Lebensdauern resultieren. In Tabelle 9.2 sind die Höhe, der Extraktorabstand, das mittlere und maximale Aspektverhältnis für die verschiedenen FEA Typen aufgelistet.

In Abbildung 9.7 a) ist die elektrische Feldverschiebung in Abhängigkeit des Emissionsstromes für die verschiedenen FEA-Typen dargestellt, wobei zur statistischen Betrachtung wieder von jedem Typ drei FEAs vermessen und die Ergebnisse gemittelt wurden. Die elektrische Feldverschiebung zeigt für die M- und L-FEAs einen ähnlichen Verlauf mit einem lokalen Maximum und Minimum, wobei das lokale Maximum für die M-FEAs bei geringeren Emissionsströmen liegt. Das hier beobachtete Verhalten der L-FEAs steht im krassen Gegensatz zu den in Kapitel 6 gezeigten Ergebnissen. Dass sich die L-FEAs hier sehr ähnlich zu den beiden anderen Typen verhalten, muss also an der Messmethode liegen. Hieraus folgt, dass sich eine sanfte Konditionierung der Emitter wie sie hier, durch die Konstantstrommessungen bei geringen Emissionsströmen, durchgeführt wird positiv auf die Langzeitstabilität von FEAs auswirken kann. Dieses Verhalten könnte ein Problem der Messmethode darstellen, da sich die Ergebnisse somit nicht

Tabelle 9.2: Geometrieparameter der in diesem Abschnitt elektrisch charakterisierten FEAs aus Kapitel 3.

Typ	Höhe in µm	Extraktorabstand in µm	Mittleres Aspektverhältnis	max. Aspektverhältnis
L	98.9	108	∼ 9000	∼ 22000
M	54.7	74	∼ 3500	∼ 9000
S	23.7	67	∼ 2000	∼ 3300

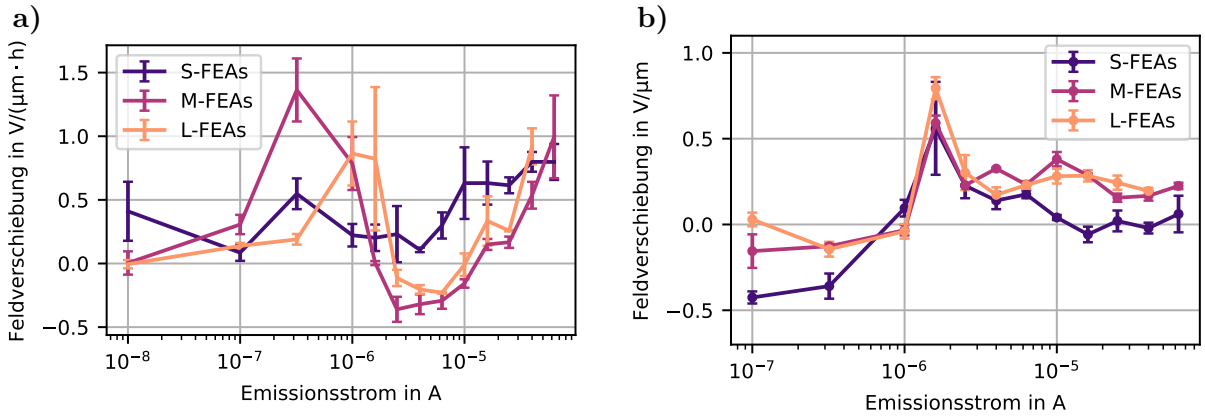


Abbildung 9.7: In a) ist jeweils die gemittelte Feldverschiebung aus immer drei FEAs für die verschiedenen FEA-Typen dargestellt. Die Feldverschiebung entspricht der Steigung der an die Daten der Konstantstrommessung angepassten Geraden. In b) ist die gemittelte Feldverschiebung bei den Kennlinien zwischen den Konstantstrommessungen für die verschiedenen FEA-Typen aufgetragen. Dabei ist die Verschiebung jeweils bei dem Emissionsstrom aufgetragen bei dem die anschließende Konstantstrommessung durchgeführt wird.

uneingeschränkt auf jedes Emissionsstromlevel ohne vorherige Konditionierung übertragen lassen. Eine Variation der Ergebnisse aufgrund von leicht unterschiedlicher Emittergeometrie kann hier allerdings ebenfalls nicht ausgeschlossen werden. Im Gegensatz dazu besitzen die S-FEAs unter Berücksichtigung der Unsicherheiten weder ein ausgeprägtes lokales Maximum noch ein lokales Minimum. Allerdings steigt bei allen FEA-Typen ab einem Emissionsstrom von ca. 4 µA die elektrische Feldverschiebung bis zum Abbruch der Messung an, wobei die Werte der M- und L-FEAs hier schneller ansteigen als die der S-FEAs. Für den größeren Emissionsstrom muss die Extraktionsspannung gesteigert werden, wodurch die Anzahl der aktiven Spitzen für alle drei FEA-Typen zunimmt. Durch die große Spitzenanzahl und die schmalere Aspektverhältnissverteilung liegen die Aspektverhältnisse bei den S-FEAs näher zusammen, als bei den beiden anderen FEA-Typen. Deshalb muss bei der Degradation bzw. der Zerstörung von einzelnen Spitzen der S-FEAs das elektrische Feld zur Aktivierung der nächst stumpferen Emitterspitze weniger stark erhöht werden als das bei den beiden anderen FEA-Typen der Fall ist. Wegen der höheren Emitterspitzenanzahl und der geringeren Steigung der Feldverschiebung wird bei hohen Emissionsströmen für die S-FEAs somit eine bessere Langzeitstabilität erwartet. Durch eine Erhöhung der maximal möglichen elektrischen Felder oder durch eine Verlängerung der Dauer für die Konstantstrommessungen könnten diese Unterschiede in weiteren Untersuchungen herausgearbeitet werden. Der zur Isolation zwischen Gitter und Emitter verwendeten Glimmer besitzt eine Durchschlagsfestigkeit von etwa 100 V/µm.

Vorherige Beobachtungen deuten darauf hin, dass das lokale Maximum der Degradation bei geringen Emissionsströmen hauptsächlich von Adsorbaten verursacht wird (Unterabschnitt 8.8.3). Allerdings ist ein bestimmter Minimalstrom nötig, damit die Restgasmoleküle die Degradation beeinflussen (siehe Abschnitt 9.1). Da das lokale Maximum der L-FEAs bei etwas höheren Emissionsströmen als das der M-FEAs auftritt, scheinen die L-FEAs robuster gegenüber Adsorbaten zu sein als die M-FEAs. Dies könnte durch die geringere Spitzenanzahl, die bei den L-FEAs zur Emission beitragen, erklärt werden. Dadurch liefert jede aktive Emitterspitze mehr Strom und erhitzt sich durch die joule'sche Erwärmung stärker. Daher ist das lokale Maximum ähnlich zu dem bei der geheizten Messung (siehe Unterabschnitt 8.8.3) verglichen mit den M-FEAs zu höheren Emissionsströmen verschoben. Die S-FEAs besitzen kein ausgeprägtes lokales Maximum, was durch die geringere Ausdehnung des Aspektverhältnisses resultieren kann. Durch diese tragen bereits bei geringen Emissionsströmen mehr Emitterspitzen zum Gesamtstrom bei als das bei den anderen Typen der Fall ist. Dadurch ist die durch den Emissionsstrom beschleunigte Adsorption pro Spitze geringer. Das lokale Maximum könnte, wenn der Emissionsstrom pro Emitterspitze steigt, bei höheren Emissionsströmen auftreten. Mit der limitierten maximalen Spannung bzw. dem limitierten maximalen Feld, werden diese Emissionsströme pro Spitze bei den S-FEAs eventuell nicht erreicht. Hier könnten wieder durch eine Erhöhung der Extraktionsspannung weitere Versuche unternommen werden, um eine Unterscheidung zwischen dem lokalen Maximum und dem finalen Anstieg der elektrischen Feldverschiebung zu erreichen. Zusätzlich könnte mit höheren Spannungen und somit höheren Emissionsströmen die stromabhängige Degradationsmessung dahingehend verbessert werden, dass es bei den untersuchten Emittern zu einem kompletten Ausfall wegen Überbelastung kommt. Dadurch könnte zusätzlich eine Aussage über den tatsächlich möglichen maximalen Emissionsstrom getroffen werden.

In Abbildung 9.7 b) ist die elektrische Feldverschiebung bei den Kennlinienmessungen zwischen den Konstantstrommessungen für die verschiedenen FEAs in Abhängigkeit vom Emissionsstrom dargestellt. Für alle drei FEA-Typen ist bei einem Emissionsstrom von 1,6 µA eine leicht erhöhte Feldverschiebung zu erkennen, was wieder mit dem Auftreten der Degradation der Emitterspitzen mit dem höchsten Aspektverhältnis erklärt werden könnte. Dabei ist die Feldverschiebung für die L-FEAs am höchsten und für die S-FEAs im Rahmen der Unsicherheit am geringsten. Dies kann wieder dadurch erklärt werden, dass die Degradation weniger Einzelspit-

zen bei den S-FEAs zu einer geringeren Spannungserhöhung führt, als das bei den L-FEAs der Fall ist. Bereits in Unterabschnitt 8.8.1 sind in Abbildung 8.26 a) die χ^2-Werte der Geradenanpassung an die Werte der Extraktionsspannung während der Konstantstrommessung gezeigt. Diese zeigen für alle drei FEA-Typen ab einem Emissionsstrom größer 1 µA einen Rückgang der χ^2-Werte, was auf einen Anstieg der am Emissionsstrom beteiligten Emitterspitzen hindeutet und zur hier leicht erhöhten Degradation in diesem Strombereich passt. Grundsätzlich ist sonst bei den S-FEAs eine geringere Feldverschiebung während den Kennlinien als bei den beiden anderen FEA-Typen zu erkennen. Durch die höheren Feldverschiebungswerte zwischen den Konstantstrommessungen bei M- und L-FEAs könnte wie in Abschnitt 8.4 gezeigt die Feldverschiebung bei diesen FEA-Typen während der Konstantstrommessung im Gegensatz zu den S-FEAs zu niedrig angenommen sein. Durch Messungen ohne Kennlinienmessungen zwischen den einzelnen Konstantstrommessungen könnte diese weiter untersucht werden.

In Abbildung 9.8 ist die gemittelte Betriebsfeldstärke für die drei verschiedenen FEA-Typen in Abhängigkeit vom Emissionsstrom dargestellt. Die L-FEAs zeigen hier die geringsten Werte, die M-FEAs zumindest bei den ersten Emissionsströmen mittlere Werte und die S-FEAs die höchsten Werte. Bei allen drei FEA-Typen ist eine steigende Betriebsfeldstärke mit zunehmendem Emissionsstrom zu erkennen, einzig bei der letzten Stromerhöhung bei den M-FEAs ist ein Knick nach unten zu erkennen, welcher mit dem Ausfall eines FEAs während dem Emissionsstrom von 6,3 µA erklärt werden kann. Betrachtet man die Aspektverhältnisse (siehe Tabelle 9.2), werden die höchsten Mittel- und Maximalwerte bei den L-FEAs und die niedrigsten bei den S-FEAs gemessen. Somit stimmt diese Messung mit der Vermutung aus Abschnitt 3.5 überein, dass die höheren Aspektverhältnisse der L-FEAs zu geringeren nötigen elektrischen Feldern führen. Für steigende Emissionsströme zeigen die M-FEAs beim Emissionsstrom von 1 µA eine stärkere Zunahme der Betriebsfeldstärke als im restlichen Verlauf. Die L-FEAs zeigen solch eine stärkere Zunahme bei 1,6 und 2,5 µA, wohingegen bei den S-FEAs die Zunahme der Betriebsfeldstärke mit steigendem Emissionsstrom stetig zunimmt. Die höheren Zunahmen bei den L- und M-FEAs können durch deren lokale Maxima bei der Feldverschiebung bei den jeweiligen Emissionsströmen erklärt werden.

Zusätzlich ist bei den M- und L-FEAs in Abbildung 9.8 noch ein nahezu paralleler Verlauf der beiden Kurven im Strombereich von 2,5 bis 63 µA zu erkennen. Da bei der Betriebsfeldstärke der Unterschied durch die verschiedenen Extraktorabstände keine Rolle spielt, kann hieraus geschlossen werden, dass die aktiven Emitterspitzen der M- und L-FEAs nach der erstmaligen Degradation bei ca. 1 µA in etwa dieselben mittleren Feldüberhöhungsfaktoren besitzen. Um die-

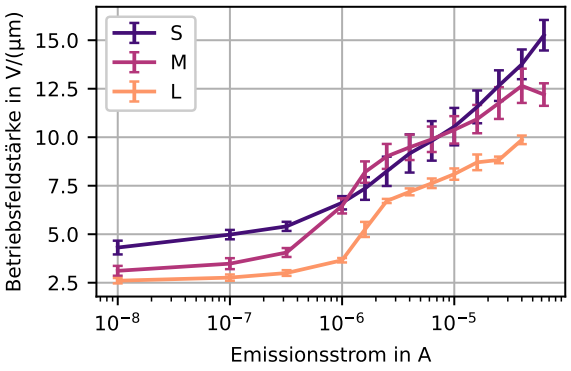


Abbildung 9.8: Es ist die gemittelte Betriebsfeldstärke mit Unsicherheiten in Abhängigkeit vom Emissionsstrom für die verschiedenen FEA-Typen aufgetragen. Die Betriebsfeldstärken entsprechen den y-Achsenabschnitten der linearen Anpassungen an die für den jeweiligen Emissionsstrom nötigen elektrischen Felder während der Konstantstrommessung.

sen Aspekt weiter zu untersuchen, könnten detaillierte REM-Aufnahmen von FEAs, bei denen die einzelnen Spitzen auf das Aspektverhältnis hin untersucht werden, nach der Messung durchgeführt werden. Wegen der hohen Spitzenanzahl ist dies wieder erst dann zielführend, wenn eine automatische Vermessung der Spitzen am REM möglich ist.

Die gemittelten Feldüberhöhungsfaktoren extrahiert aus den Kennlinien vor („vor KSM“) und nach der Konstantstrommessung („nach KSM“) sind in Abbildung 9.9 dargestellt. Die Werte bei 10 nA werden wegen den großen Unsicherheiten und den starken Fluktuationen der Kennlinie nicht genauer analysiert. Die Kennlinien vor der Konstantstrommessung zeigen wie durch das Aspektverhältnis (siehe Abbildung 3.15) erwartet für die L-FEAs die höchsten und die S-FEAs die niedrigsten Feldüberhöhungsfaktoren. Mit steigendem Emissionsstrom nehmen die Werte für alle FEA-Typen ab, was durch eine Degradation der Emitterspitzen mit den jeweils höchsten Aspektverhältnissen, aber auch durch Adsorbatbelegung erklärt werden kann. Die Feldüberhöhungsfaktoren der M-FEAs nehmen dabei schneller ab als die der S-FEAs, wodurch ab einem Emissionsstrom von 360 nA die Werte der M-FEAs im Bereich der Unsicherheit mit denen der S-FEAs übereinander liegen. In diesem Strombereich resultiert die Degradation der M-FEAs aus der Bedeckung der Emissionsfläche mit Adsorbaten (siehe Unterabschnitt 8.8.3). Durch die höhere Spitzenanzahl und das schmälere Aspektverhältniss der S-FEAs teilt sich der Emissionsstrom auf mehr Emitterspitzen auf als bei den M-FEAs. Für eine durch den Emissionsstrom beschleunigte Adsorption muss eine gewissen Stromschwelle überschritten werden (siehe Abschnitt 9.1), wobei diese bei den M-FEAs bei geringeren Emissionsströmen erreicht wird. Somit können die M-FEAs bei geringeren Emissionsströmen schneller mit Adsorbaten bedeckt werden als die S-FEAs, was die geringeren Feldüberhöhungsfaktoren der M-FEAs erklären kann. Zusätzlich wurde bei der geheizten Standardmessung bei Emissionsströmen zwischen 100 nA und 1 µA ein erhöhter Feldüberhöhungsfaktor verglichen mit den Standardmessungen beobachtet (siehe Unterabschnitt 8.8.3). Dies spricht wieder für die Beeinflussung des Feldüberhöhungsfaktors durch Adsorbate (siehe Abschnitt 2.5). Bei höheren Emissionsströmen zeigen alle drei FEA-Typen ähnliche Werte für den Feldüberhöhungsfaktor. Hier könnte es sich um einen optimalen Feldüberhöhungsfaktor handeln, bei dem an vielen Spitzen die Feldstärke so hoch ist, dass gerade keine Aktivierung mehr auftritt und aber auch noch keine Degradation stattfindet. Bei weiter steigendem Emissionsstrom nehmen die Feldüberhöhungsfaktoren wieder ab.

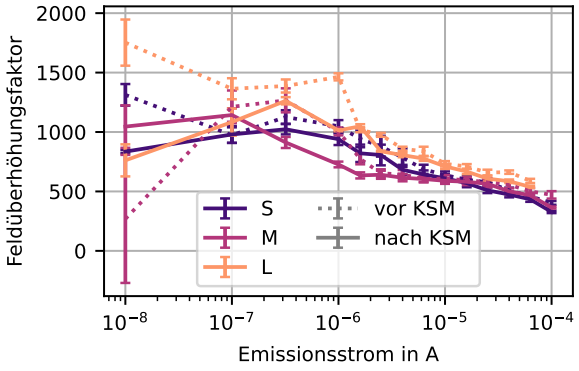


Abbildung 9.9: Die gemittelten Werte der Feldüberhöhungsfaktoren mit Unsicherheiten für die drei verschiedenen FEA-Typen in Abhängigkeit vom Emissionsstrom bei der stromabhängigen Degradationsmessung. Die Werte die mit den gepunkteten Linien verbunden sind, wurden aus den Kennlinien vor der Konstantstrommessung, die durchgezogenen aus den Kennlinien nach der Konstantstrommessung extrahiert.

Um weiter zu untersuchen, ob und in wie weit Adsorbate die Emissionseigenschaften der S- und L-FEAs beeinflussen, könnten diese beiden FEA-Typen ebenfalls bei erhöhter Temperatur vermessen werden.

Da für eine spätere Anwendung nicht das nötige elektrische Feld sondern die nötige Spannung zum Erreichen dieses Feldes ausschlaggebend ist, sind in in Abbildung 9.10 die gemittelten angelegten Extraktionsspannungen während der Konstantstrommessung dargestellt. Der Verlauf der Spannung ist ähnlich zu dem der Betriebsfeldstärke in Abbildung 9.8 a). Durch die verschiedenen Abstände zwischen Emitterspitzen und Extraktor (siehe Tabelle 9.2) sind die Werte und Steigungen jedoch um einen FEA-Typ-spezifischen Wert verschoben. Für niedrige Emissionsströme werden bei den S-FEAs trotz des geringsten Extraktorabstandes die höchsten Extraktionsspannungen benötigt, was durch das geringste Aspektverhältnis erklärt werden kann. Da das Aspektverhältnis nur in einer ersten Näherung dem Feldüberhöhungsfaktor entspricht, könnte das erhöhte Aspektverhältnis der L-FEAs nicht ausreichen, um den verglichen mit den M-FEAs größeren Extraktorabstand auszugleichen. Aus diesem Grund könnte die Extraktionsspannung bei M-FEAs bei niedrigen Emissionsströmen unterhalb der der L-FEAs liegen. Mit steigendem Emissionsstrom steigen die Extraktionsspannungen für alle FEA-Typen an. Bei eine Emissionsstrom von etwa 1 µA steigen die Werte für L- und M-FEAs stärker an als im restlichen Verlauf. Dieses Verhalten kann wie in Abbildung 9.8 durch die erhöhte Feldverschiebung durch die Degradation der Emitterspitzen erklärt werden. Da durch die breite Streuung des Aspektverhältnisses der Ausfall einzelner Emitterspitzen bei L-FEAs am stärksten ins Gewicht fällt, benötigen die L-FEAs ab einem Emissionsstrom von 2,5 µA die höchsten Extraktionsspannungen. Durch die geringere nötige Extraktionsspannung bei hohen Strömen zeigt sich, dass die S- bzw. M- FEAs besser für einen Einsatz in einer möglichen Anwendung geeignet sind, als die L-FEAs.

Die M-FEAs besitzen im Verlauf ab etwa 1,6 µA eine geringere Steigung der Extraktionsspannung als die S-FEAs, was wieder mit den unterschiedlichen Aspektverhältnissen erklärt werden kann. Eine geringere Zunahme der nötigen Extraktionsspannung für die gleiche Stromzunahme spricht für einen höheren Feldüberhöhungsfaktor und somit eine stärkere lokale Feldzunahme an der Emissionsfläche bei gleicher Spannungsänderung. Dies lässt darauf schließen, dass trotz der Degradation der Emitterspitzen des M-FEAs bei etwa 1 µA noch Emitterspitzen mit höherem maximalem Aspektverhältniss vorhanden sind, als das für die S-FEAs der Fall ist.

In Abbildung 6.2 konnten die L-FEAs nicht bis zu einem Emissionsstrom von 10 µA betrieben werden. Im Gegensatz dazu zeigen die hier vermessenen L-FEAs maximale Emissionsströme von bis zu 40 µA. Diese starke Abweichung könnte durch eine unterschiedliche Dotierstoffkon-

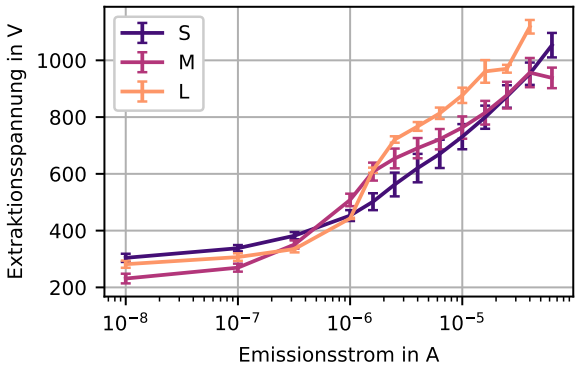


Abbildung 9.10: Die gemittelte nötige Extraktionsspannung, während der Konstantstrommessungen der stromabhängigen Degradationsmessung, ist für die drei FEA-Typen in Abhängigkeit vom Emissionsstrom dargestellt.

zentration hervorgerufen werden. Die für die Kennlinienmessungen (Abschnitt 6.2) verwendeten Emitter weisen einen spezifischen Widerstand von 0,01 Ω · cm bis 0,02 Ω · cm auf, die hier verwendeten dagegen 10 Ω · cm bis 20 Ω · cm. Daher wird der Einfluss der Dotierstoffkonzentration auf die Resultate der stromabhängigen Degradationsmessung im nächsten Kapitel untersucht.

Weiter denkbar wäre aber auch eine moderatere Konditionierung und somit eine Erhöhung der maximal zum Emissionsstrom beitragenden Spitzenanzahl durch die stromabhängige Degradationsmessung. Dies könnte ebenfalls zur steigenden Stromtragfähigkeit beitragen.

Der Vergleich der drei FEA-Typen liefert hier noch nicht wie gewünscht das Ergebnis, welcher FEA-Typ bei welchem Emissionsstrom am besten geeignet ist. Die hohen Feldverschiebungen der L- und M-FEAs bei Emissionsströmen um 1 µA lassen nur vermuten, dass bei diesen Strömen der Einsatz von S-FEAs vorteilhaft ist. Ebenso kann durch den steileren Anstieg bei höheren Strömen nur durch Extrapolation vermutet werden, dass die S-FEAs hier eine bessere Lebensdauer aufweisen. In beiden Fällen könnte wie bereits beschrieben durch eine längere Dauer der Konstantstrommessung doch noch ein besserer Vergleich ermöglicht werden. Um weitere, noch größere Emissionsströme zu ermöglichen, wäre eine Erhöhung des maximal anlegbaren Feldes sinnvoll. Mit dem Emittern mit den halbintegrierten Extraktionsgitter aus Unterabschnitt 3.2.2 und Unterabschnitt 3.2.3 und den dadurch bedingten Wegfall des Glimmerplättchens zur Isolation könnten diese höheren Felder realisiert werden. Für den Aufbau mit Glimmerplättchen werden, wegen der geringeren realisierbaren Abstände zwischen Extraktionsgitter und Emitterspitzen und den dadurch geringeren erforderlichen Extraktionsspannungen, die S-FEAs bevorzugt.

Der aufgezeigte Unterschied zwischen den Messungen der L-FEAs hier und im Kapitel 6 zeigt noch ein Problem der Messmethode auf. Demnach wird das Verhalten der Emitter von einem möglichen Konditionierungsschritt beeinflusst, weshalb sich die Ergebnisse nicht uneingeschränkt auf nicht konditionierte Emitter, oder auch auf solche die anders konditioniert wurden übertragen lässt. Dafür könnte weiterhin getestet werden, mit welchen Konditionierungsschritten ein Emitter zunächst betrieben werden muss, um eine maximale Lebensdauer zu erreichen. Weiterhin kann festgehalten werden, dass die Messmethode für den Vergleich verschiedenster Emittergeometrien sinnvoll ist, da es mit ihr möglich ist, sowohl Emitter die nur geringe Emissionsströme liefern können als auch solche die hohe Emissionsströme liefern können zu vermessen. Des Weiteren liefert die Messmethode Einblicke auf die unterschiedlichen Degradationsmechanismen und bei welchen Emissionsströmen sie jeweils auftreten.

9.3 Einfluss der Dotierstoffkonzentration auf Feldemitterbauteile

Wie in Abschnitt 6.2 beschrieben, ist bei den L-FEAs während der Kennlinienmessung eine erhebliche Degradation aufgetreten, weshalb der Maximalstrom von 10 µA teilweise nicht erreicht wurde. Dagegen erreichten die L-FEAs mit der stromabhängigen Degradationsmessung Maximalströme von bis zu 40 µA. Die Proben der beiden Messungen hatten unterschiedliche Dotierstoffkonzentrationen, welche für den unterschiedlichen maximalen Emissionsstrom verantwortlich sein könnten.

Um den Einfluss der Dotierstoffkonzentration zu untersuchen und um zu ermitteln, welche Dotierstoffkonzentration für die Lebensdauer von FEAs günstig ist, wurden je drei FEAs mit zwei verschiedenen Dotierstoffkonzentrationen mit der stromabhängigen Degradationsmessung vermessen. Hierfür wurden FEAs mit der Spitzenanzahl und dem Spitzenabstand von M-FEAs und der Spitzengröße von S-FEAs vermessen. Dazu werden zwischen den Säulen mit der Kantenlänge von ca. 27 µm beim Sägen mehrere Sägestraßen gezogen, sodass der Abstand von einer Säule zur nächsten 83 µm beträgt. Die Proben sind alle mit Phosphor n-dotiert, wobei der spezifische Widerstand einmal 0,3 - 0,5 Ω · cm und das andere Mal 10 - 20 Ω · cm beträgt.

In Abbildung 9.11 a) ist die gemittelte elektrische Feldverschiebung während der Konstantstrommessung für die beiden Dotierstoffkonzentrationen in Abhängigkeit vom Emissionsstrom dargestellt. Die FEAs mit der geringeren Dotierstoffkonzentration und somit dem höheren spezifischen Widerstand zeigen eine geringere elektrische Feldverschiebung. Der Mittelwert der Feldverschiebung während der Konstantstrommessung für alle Emissionsströme beläuft sich dabei für den spezifischen Widerstand von $0{,}3\,\Omega \cdot \mathrm{cm}$ bis $0{,}5\,\Omega \cdot \mathrm{cm}$ auf $(0{,}67 \pm 0{,}11)\,\mathrm{V/(\mu m \cdot h)}$ und für $10\,\Omega \cdot \mathrm{cm}$ bis $20\,\Omega \cdot \mathrm{cm}$ auf $(0{,}18 \pm 0{,}04)\,\mathrm{V/(\mu m \cdot h)}$. In Unterabschnitt 8.8.3 wurde beschrieben, dass die Degradation im Strombereich unter $1\,\mu\mathrm{A}$ hauptsächlich durch Adsorbatbelegung der Emissionsfläche resultiert. *Rothschild et al.* [81] zeigten, dass die Bedeckung mit chemisorbierten Ionen proportional zur Wurzel der Dotierstoffkonzentration ist, wobei die resultierende Bandverbiegung ebenfalls zunimmt. Diese Bandverbiegung führt zur Erhöhung der effektiven Austrittsarbeit und dadurch zur Verschlechterung der Emissionseigenschaften, wodurch die größeren Werte der elektrischen Feldverschiebung bedingt sein können. Gleichzeitig nimmt mit dem höheren Widerstand die Spitzentemperatur für einen gleichbleibenden Emissionsstrom zu, wodurch die Desorptionsrate für niedrig dotierte FEAs steigt. Dieser Effekt könnte wie bei der 200 °C Messung in Unterabschnitt 8.8.3 dafür sorgen, dass die Emitterspitzen teilweise von Adsorbaten befreit werden und die niedrigeren Feldverschiebungswerte bei den geringen Emissionsströmen erklären.

Wegen des höheren Widerstands liefern die einzelnen Spitzen bei gleicher Spannung weniger Emissionsstrom. Dadurch muss die Spannung für einen gleichbleibenden Emissionsstrom erhöht werden, was zur Aktivierung von zusätzlichen Spitzen führt, wodurch die Strombelastung pro Spitze und auch die strombedingte Adsorption zurückgeht. Beides führt zur beobachteten Reduktion der elektrischen Feldverschiebung, was sich auch in der reduzierten Feldverschiebung für Emissionsströme über $10\,\mu\mathrm{A}$ zeigt.

Die mit dem höheren Widerstand zusätzlich nötige Spannung für höhere Emissionsströme kann beim erstmaligen Betrieb der FEAs bei höheren Emissionsströmen in Abbildung 9.11 b) beobachtet werden. Hier ist die gemittelte elektrische Feldverschiebung während den Kennlinienmessungen zwischen den Konstantstrommessungen dargestellt. Die höheren Feldverschiebungen bei den niedriger dotierten FEAs mit dem höheren Widerstand können durch diesen Effekt erklärt werden. Somit weisen die FEAs mit einem spezifischen Widerstand von 0,3 - $0{,}5\,\Omega \cdot \mathrm{cm}$ eine mittlere Feldverschiebung von $(-0{,}08 \pm 0{,}14)\,\mathrm{V/\mu m}$ und die FEAs mit 10 - $20\,\Omega \cdot \mathrm{cm}$ eine mittlere Feldverschiebung von $(0{,}13 \pm 0{,}17)\,\mathrm{V/\mu m}$ während der Kennlinienmessung auf.

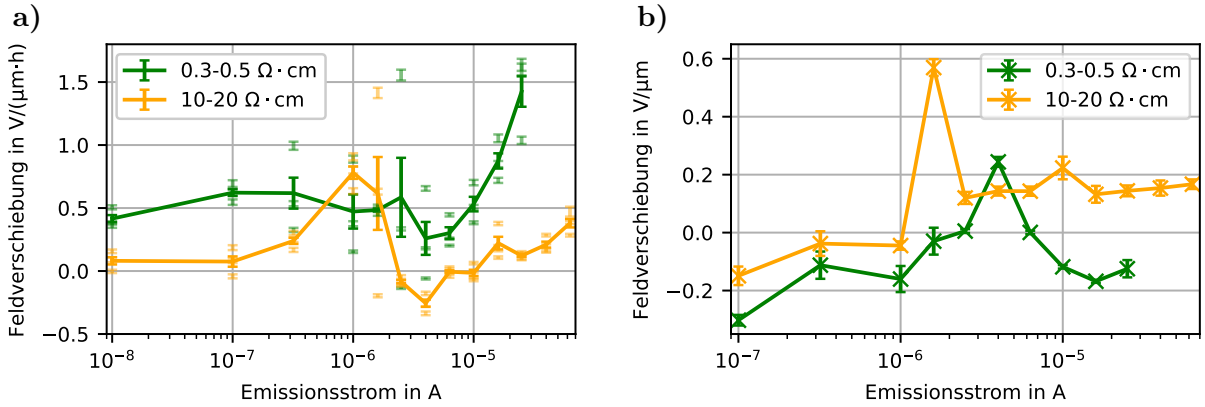


Abbildung 9.11: In a) ist die gemittelte Feldverschiebung für je drei FEAs mit verschiedener Dotierstoffkonzentration in Abhängigkeit vom Emissionsstrom dargestellt. Die Feldverschiebung entspricht der Steigung der an die Feldverläufe während der Konstantstrommessung angepassten Geraden. In b) ist die gemittelte Feldverschiebung während den Kennlinienmessungen zwischen den Konstantstrommessungen in Abhängigkeit vom Emissionsstrom abgebildet.

In Abbildung 9.12 ist die Betriebsfeldstärke für die beiden Dotierstoffkonzentrationen in Abhängigkeit vom Emissionsstrom dargestellt. Für die höher dotierten FEAs ist im Mittel eine um ca. 3 V/µm höhere Betriebsfeldstärke beobachtbar, die außer für den Emissionsstrombereich um 1,6 µA durchwegs schneller steigt als die der niedrig dotierten FEAs. Dass die Betriebsfeldstärken der niedrig dotierten FEAs in diesem Strombereich schneller zunehmen, ist schon in den beiden Feldverschiebungsplots (Abbildung 9.11) zu erkennen. Dies ist wieder mit der Degradierung der Emitterspitzen mit dem höchsten Aspektverhältnis zu erklären. Da die Betriebsfeldstärke bei den hochdotierten FEAs bereits früher die Spannungen erreicht, können hier bei geringeren Emissionsströmen schon mehr Emitterspitzen zum Emissionsstrom beitragen. Aus diesem Grund führt eine weitere Degradierung durch die bereits größere aktive Spitzenanzahl zu einer geringeren Feldverschiebung. Zusätzlich könnte die niedrigere Betriebsfeldstärke aber auch wieder durch die höhere Temperatur der Emitterspitzen bei gleichem Emissionsstrom erklärt werden. Durch die geringere Adsorbatbelegung bei höherer Temperatur würden geringere Felder zur Erzeugung des Emissionsstromes ausreichen.

Da sich eine Adsorbatbelegung der Oberfläche, wie schon in Abschnitt 2.5 beschrieben, auch auf die Feldüberhöhung auswirken kann, wird in Abbildung 9.13 die gemittelte Feldüberhöhung für beide Dotierstoffkonzentrationen untersucht. Die Werte sind dafür aus den Kennlinien vor und nach der Konstantstrommessung extrahiert, wobei die Werte aus den Kennlinien nach der Konstantstrommessung gepunktet dargestellt sind.

Da der Feldüberhöhungsfaktor bereits beim ersten Emissionsstrom von 10 nA für die höher dotierten Emitter wesentlich geringer ist, könnte es sein, dass sich bereits während der Lagerung mehr Adsorbate auf den FEAs ansammeln. Durch die folgenden beiden Stromerhöhungen könnten die während der Lagerung physisorbierten Adsorbate durch den Emissionsstrom teilweise reduziert werden, was den Anstieg des Feldüberhöhungsfaktors erklären könnte. Die folgende Verringerung des Feldüberhöhungsfaktors ist durch die Degradation der Emitterspitzen zu erklären. Anders als bei den verschiedenen Sägeemittertypen (siehe Abschnitt 9.2) kommen hier bei den einzelnen Emissionsströmen keine ähnlichen Feldüberhöhungen vor. Dies könnte wieder daran liegen, dass der Strom über das Array besser aufgeteilt wird. Somit können Emitter mit höherem Feldüberhöhungsfaktor länger im Verbund emittieren ohne geschädigt zu werden.

Um den Einfluss der Dotierstoffkonzentration genauer zu untersuchen, können weitere Messungen mit anderen Dotierstoffkonzentrationen durchgeführt werden.

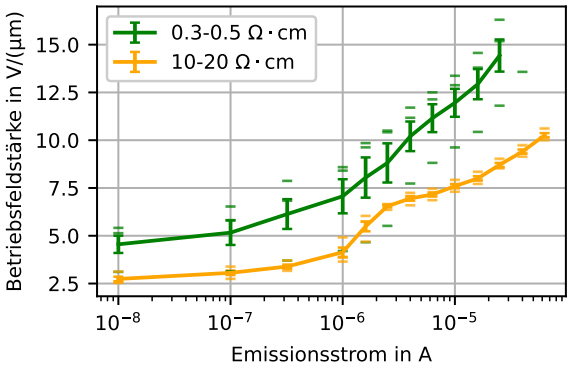


Abbildung 9.12: Gemittelte Betriebsfeldstärke von je drei FEAs für die beiden Dotierstoffkonzentrationen bei der stromabhängigen Degradationsmessung in Abhängigkeit vom Emissionsstrom. Die Betriebsfeldstärken entsprechen den y-Achsenabschnitten der linearen Anpassungen an die für den jeweiligen Emissionsstrom nötigen elektrischen Felder während der Konstantstrommessung.

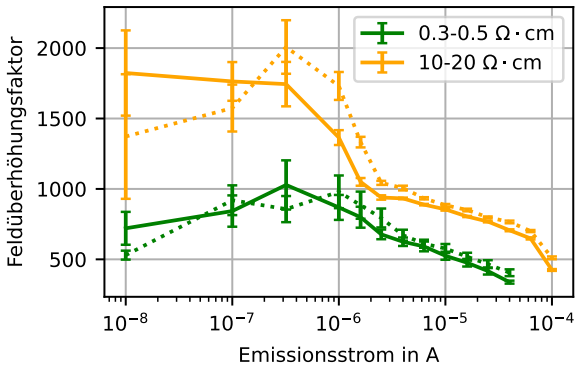


Abbildung 9.13: Gemittelte Feldüberhöhungsfaktoren von je drei FEAs für die beiden Dotierstoffkonzentrationen in Abhängigkeit vom Emissionsstrom. Die Werte die mit den gepunkteten Linien verbunden sind, wurden aus den Kennlinien vor der Konstantstrommessung, die durchgezogenen aus den Kennlinien nach der Konstantstrommessung extrahiert. Die lineare Anpassung zur Extraktion der Werte wurde in Millikan-Lauritsen Koordinaten durchgeführt.

Es kann festgehalten werden, dass eine geringere Dotierstoffkonzentration bei den hier vermessenen Proben sowohl eine bessere Emissionscharakteristik, als auch eine bessere Lebensdauer aufweist.

10 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird ein Herstellungsprozess für Feldemitterarrays (FEAs) mittels Wafersäge und nasschemischem Tetramethylammonium-Hydroxid (TMAH)-Ätzen entwickelt. Diese FEAs können kostengünstig hergestellt werden und könnten beispielsweise in einem evakuierten Package als Elektronenquelle zur Gasionisation in einem Ionenmobilitätsspektrometer radioaktive Ionisationsquellen ersetzen. Die FEAs werden sowohl mit Standardcharakterisierungsmethoden aus der Literatur als auch mit einer in dieser Arbeit entwickelten stromabhängigen Degradationsmessung untersucht. Zusätzlich wird mittels Abgleich zwischen experimentellen und Simulationsdaten der Einfluss der Oberflächengeneration auf die Stromsättigung bei p-dotierten Feldemittern untersucht.

Herstellung der TMAH-Sägeemitter

Mit einer Wafersäge wird zur Herstellung der FEAs zunächst ein Array aus Säulen mit Seitenwänden parallel zu den {100}-Ebenen gesägt. Die eigentliche Strukturierung der Emitterspitzen erfolgt anschließend durch nasschemisches Ätzen mittels TMAH. Die aktive Fläche der fabrizierten FEAs beträgt standardmäßig 4 mm x 4 mm, wobei durch verschiedene Sägestraßenabstände von 66,7 µm (S-FEAs), 110 µm (M-FEAs) und 250 µm (L-FEAs) FEAs mit 3600 (S-FEAs), 1296 (M-FEAs) bzw. 256 (L-FEAs) Emitterspitzen entstehen. Jede Emitterspitze ist in zwei Bereiche mit unterschiedlichen Flankenwinkeln unterteilt, wobei die Seitenflächen der oberen vierseitigen Spitze den {103}-Ebenen und die Seitenflächen des unteren 16-seitigen Kegels den {221}- und den {331}-Ebenen zugeordnet werden können. Erklärt werden kann dies damit, dass beim nasschemischen Ätzen an konkaven Ecken die langsam ätzenden Ebenen und an konvexen Ecken die schnell ätzenden Ebenen die resultierende Ätzfront dominieren. Für die drei verschiedenen FEA-Typen ergeben sich mittlere Emitterhöhen von $(27{,}4 \pm 2{,}4)$ µm (S-FEAs), $(63{,}2 \pm 1{,}9)$ µm (M-FEAs), (114 ± 6) µm (L-FEAs) sowie mittlere Spitzenradien von $(11\ ^{+\ 16}_{-\ 11})$ nm (S-FEAs), $(15\ ^{+\ 72}_{-\ 15})$ nm (M-FEAs) und $(14\ ^{+\ 92}_{-\ 14})$ nm (L-FEAs). Die Aspektverhältnisse ergeben sich zu $(2{,}4 \pm 0{,}7) \cdot 10^3$ (S-FEAs), $(4{,}4 \pm 2{,}0) \cdot 10^3$ (M-FEAs) und $(10 \pm 6) \cdot 10^3$ (L-FEAs).

Zur teilweisen Integration eines auf die FEAs angepassten und zu den Emitterspitzen ausgerichteten Extraktionsgitters wird der Siliziumwafer vor dem Sägeschritt auf einen Glas-Wafer gebondet. Die Gitter werden durch eine Kombination aus anisotropem Plasmaätzen sowie einer TMAH-Ätzung im Reinraum realisiert. Durch den Einsatz von geeignet positionierten vertikalen Ätzflanken wird das Gitter zum Glasträger und somit auf den Emitter justiert.

Finite-Element-Analyse und experimentelle Beeinflussung der Oberflächengenerationsrate

TMAH-Säge-Einzelemitter werden in COMSOL Multiphysics® in 3D und 2D-rotationssymmetrischen Modellen nachgebildet. Es wird jeweils der Winkel der Seitenfläche zur Grundfläche für die Konstruktion verwendet, weshalb die Kegel der 2D-Geometrie effektiv spitzer sind als die der 3D-Geometrie. Die Simulationen zeigen, dass bei 2D-Modellen ein Abstand zwischen der Spitze und äußerer Symmetrierandbedingung von min. 150 µm (ca. dreifache Emitterhöhe) und für die 3D-Geometrie min. 300 µm (ca. sechsfache Emitterhöhe) eingehalten werden muss, um Abschirmungseffekte auszuschließen. Wegen höheren Feldüberhöhungsfaktoren bei der 3D-Simulation sinkt der Quotient aus simuliertem Emissionsstrom für 3D- und 2D-Modelle mit zunehmendem elektrischen Feld, von ca. 100 bei 4 V/µm auf ca. 2,5 bei 12 V/µm, wobei der Emissionsstrom der 2D-Geometrie den der 3D-Geometrie für experimentell angewandte Fel-

der nicht übersteigt. Wann immer möglich, sollte wegen der Abweichung im Emissionsstrom mit einem 3D-Modell simuliert werden. Aus Gründen des Rechenaufwandes wurden die Halbleitersimulationen trotzdem mit 2D-Modellen durchgeführt. Der Vergleich zwischen Simulationen im Elektrostatik- und Halbleiter-Modul ergibt für alle elektrischen Felder einen höheren Emissionsstrom für das Elektrostatik-Modul. Für den relevanten Emissionsbereich liegen die simulierten Ströme jedoch immer in derselben Größenordnung, wodurch die Verwendung des Elektrostatik-Moduls für Simulationen von n-dotierten Emittern gerechtfertigt wird. Ein Vergleich von simulierten mit experimentellen Daten zeigt, dass n-dotierte TMAH-Einzelemitter im Elektrostatik-Modul mit 3D-Geometrie simuliert werden können. Mit der theoretisch maximalen Oberflächengenerationsrate von $3 \cdot 10^6\,\mathrm{cm/s}$ und einer angenommenen Temperatur von 70 °C kann die experimentell gemessene Stromsättigung eines p-dotierten Einzelemitters mit einer 2D-Geometrie im Halbleitermodul erklärt werden. Die Simulationen zeigen, dass bei p-dotierten Emitterspitzen mit zunehmendem elektrischen Feld eine Raumladungszone entsteht. In der Raumladungszone nimmt die Ladungsträgerkonzentration zunächst ab und ab dem elektrischen Feld, bei der die Ladungsträgerkonzentration ca. $2 \cdot 10^8\,\mathrm{cm^{-3}}$ unterschreitet, breitet sie sich weiter aus. Dadurch, dass sich die Raumladungszone auch an der Oberfläche der Emitterspitze ausbreitet, kann geschlussfolgert werden, dass die Oberflächengenerationsrate einen erheblichen Einfluss auf die Stromsättigung in p-dotierten Emitterspitzen hat. Der simulierte Spannungsabfall in der Raumladungszone ist bei der simulierten Geometrie und 800 V um ca. ein Viertel geringer als durch einen Kennlinienvergleich zwischen n- und p-dotiertem Silizium in der Literatur erwartet. Durch das eindringende elektrische Feld wird zusätzlich eine Veränderung der effektiven Emittergeometrie hervorgerufen, wodurch die Stromsättigung erklärt werden kann. Die in den Simulationen geänderte Oberflächengenerationsrate wird durch nasschemische Oberflächenbehandlung sowie verschiedene Lagerung und Temperaturbehandlung experimentell nachgewiesen und somit bestätigt. Hervorzuheben ist noch, dass die HF-Behandlung des p-dotieren Einzelemitters mit anschließender Lagerung in Stickstoff den Emissionsstrom für die gesamte Dauer der Kennlinien deutlich erhöht hat.

Elektrische Charakterisierung der TMAH-Sägeemitter

Die elektrische Charakterisierung der FE-Bauteile erfolgt wegen der nötigen hohen elektrischen Spannungen in eigens dafür entwickelten Vakuum-Messplätzen. Die Emitter werden dafür mit Glimmer zur Isolation und einem Extraktionsgitter bzw. einer Extraktionsplatte in einem dafür konstruierten Probenhalter in der Vakuumkammer platziert. Über eine externe Stromregelung wird während der Messungen wenn nötig der Emissionsstrom des Emitters geregelt. Vergleiche der elektrischen Eigenschaften von verschiedenen S-FEAs zeigen, dass eine reproduzierbare Herstellung möglich ist. So wird gemittelt über die einzelnen S-FEAs für einen Emissionsstrom von 10 µA ein elektrisches Feld von $(7{,}0 \pm 0{,}7)\,\mathrm{V/\mu m}$ benötigt. Weitere Vergleiche von mehreren Proben der drei verschiedenen FEA-Typen (S, M und L) zeigen eine zunehmende Streuung der Kennlinien mit abnehmender Spitzenanzahl. Bei den M-FEAs wird für einen Emissionsstrom von 10 µA ein elektrisches Feld von $(12 \pm 5)\,\mathrm{V/\mu m}$ benötigt. Durch eine abnehmende Emitterspitzenanzahl, die am Emissionsvorgang beteiligt ist, wird ebenfalls eine gesteigerte Degradation erklärt, die bei den L-FEAs bereits während der Kennlinienmessungen mit einem Maximalstrom von 10 µA auftritt.

Mittels teilweise integrierten und auf die FEAs angepassten Extraktionsgittern kann die zur Emission nötige Spannung bei 1 nA von 171 V auf 105 V reduziert und zusätzlich die Transmissionsrate von Elektronen durch das Extraktionsgitter bei etwa 70 % stabilisiert werden.

Für Degradationsmessungen bei einem konstanten Emissionsstrom von 10 µA für 10 h wird zum Vergleich der Emissionseigenschaften vor und nach der Konstantstrommessung eine Kennlinienmessung durchgeführt. Hierbei zeigen M-FEAs eine stärkere Degradation als S-FEAs. P-

dotierte FEAs zeigen im Vergleich zu n-dotierten FEAs ebenfalls eine geringere Degradation, jedoch eine höhere initiale Einsatzfeldstärke. Ein Vergleich von jeweils drei p-dotierten M- und S-FEAs zeigt für einen Emissionsstrom von etwa 10 µA für M-FEAs eine maximale Betriebszeit von $(40\ ^{+\ 50}_{-\ 40})$ h und für S-FEAs von (82 ± 19) h.

Die Durchführung einer Kennlinienmessung bei 130 °C nach der Lebensdauermessung zeigt eine teilweise Regeneration der Emissionseigenschaften in einer anschließenden Raumtemperaturmessung. In Rasterelektronenmikroskopaufnahmen sind ebenfalls teilweise irreversible Degradationsspuren zu sehen. Bei p-dotierten FEAs zeigen dieselben Messungen einen Wegfall der Stromsättigung im geheizten Betrieb sowie eine erhöhte Degradation bei der abschließenden Kennlinie bei Raumtemperatur. Dies könnte zumindest in Teilen durch eine Verringerung der Adsorbatbelegung sowie eine einhergehende Reduktion der Oberflächengeneration hervorgerufen werden. Es ist allerdings auch eine Degradation der Kennlinie im nicht-gesättigten Bereich zu beobachten, welche auf eine Verringerung des Feldüberhöhungsfaktors zurückzuführen ist. Um den Einfluss des Heizschritts auf die Lebensdauer der FEAs zu untersuchen, wurden mit n-dotierten FEAs mehrfach hintereinander Konstantstrommessung und Heizschritt durchgeführt. Diese Messungen zeigen jedoch keinen signifikanten Einfluss des Heizschrittes auf die Lebensdauer. Eine Behandlung der Oberfläche mit Fluorwasserstoff, RCA-Reinigungsschritt, Sauerstoffplasma sowie einem Piranha Reinigungsschritt beeinflussen die Emissionseigenschaften nicht. Dies lässt darauf schließen, dass die Änderung der Emissionseigenschaften nicht von organischen Verunreinigungen hervorgerufen werden. Durch eine Oxidation der Oberfläche soll der Einfluss der Adsorbate auf die Emissionseigenschaften reduziert werden. Die Oxidbeschichtung führt allerdings nur zur Reduktion des maximalen Emissionsstroms und zur Steigerung der Degradation um einen Faktor von 19,2. Dies wird durch eine vermehrte Degradation von einzelnen Emitterspitzen durch Schmelzen verursacht.

Entwicklung und Anwendung der stromabhängigen Messmethode

Wegen der selbst für Einzelemitter vom maximalen Emissionsstrom abhängigen Emissionscharakteristik wird eine stromabhängige Messmethode zum systematischen Feldemittervergleich entwickelt. Für eine ähnliche Belastung unterschiedlichster Emitter während der Kennlinienmessung wird eine Kennlinienmessmethode entwickelt, bei der der Emissionsstrom geregelt und die Spannung gemessen wird. Um Arrayeinflüsse analysieren zu können, werden zunächst Langzeitmessungen mit Einzelemittern durchgeführt. Dabei werden die Emitter wiederholt für 1 h bei einem Emissionsstrom von 100 nA betrieben und jeweils davor und danach mit der neuen Kennlinienmessung charakterisiert. Dabei ist während der 1 h Messungen eine starke Fluktuation des elektrischen Feldes zwischen 6,0 V/µm und 26,8 V/µm und ein Anstieg mit fortlaufender Messdauer zu beobachten. Die gemittelte Feldverschiebung von drei Einzelemittern streut während der Messdauer zwischen $(4{,}3 \pm 0{,}5)\,\mathrm{V/(\mu m \cdot h)}$ und $(-1{,}2 \pm 0{,}7)\,\mathrm{V/(\mu m \cdot h)}$ und somit stärker als die von den FEAs gemessene. Wegen der großen Unsicherheiten der Feldverschiebung wird zusätzlich die Betriebsfeldstärke untersucht, wobei ein sättigender Verlauf festgestellt wird. Bei der Vermessung der Einzelemitter zeigt sich vor allem eine statistische Variation der auftretenden Prozesse, weshalb die Vermessung von Einzelemittern für eine statistische Aussage nicht zielführend ist.

Weiter wird untersucht, welche Degradationsmechanismen bei Langzeitmessungen von FEAs auftreten. Dafür werden jeweils mit mehreren baugleichen FEAs Langzeitmessungen bei Emissionsströmen von 100 nA, 1 µA und bei 10 µA durchgeführt. Es wird eine abnehmende Fluktuation des elektrischen Feldes und eine anfänglich erhöhte Degradation mit zunehmendem Emissionsstrom sowohl bei einzelnen Messungen als auch bei gemittelten Messwerten beobachtet. Die Fluktuation der elektrischen Feldverschiebung ist bei n-dotierten FEAs trotz einer geringeren Feldverschiebung von $(0{,}02 \pm 0{,}20)\,\mathrm{V/(\mu m \cdot h)}$ stärker ausgeprägt als bei p-dotierten FEAs mit

einer Feldverschiebung von $(0{,}055 \pm 0{,}033)\,\mathrm{V/(\mu m \cdot h)}$), was auch an der Unsicherheit erkennbar ist. Die anfänglich erhöhte Degradation kann durch Zerstörung von Emitterspitzen mit hohen Aspektverhältnissen die geringere Fluktuation durch mehr aktive Emitterspitzen erklärt werden. Trotz einer Sättigung der Feldverschiebung während der Konstantstrommessung ist eine Zunahme der Betriebsfeldstärke zu beobachten, d. h. die Veränderung tritt während der Kennlinien-Messung auf. So erfolgt während der Kennlinienmessungen je nach Emissionsstrom eine Degradation bzw. eine Regeneration, was auf sich ändernde Adsorptions- und Desorptionsraten zurückzuführen ist.

Da eine einzelne Langzeitmessung keine Aussage über die Lebensdauer der einzelnen Emitter bei verschiedenen Strömen zulässt, wird eine stromabhängige Degradationsmessung entwickelt. Diese besteht aus sich wiederholenden Messzyklen, wobei ein Messzyklus aus einer Kennlinienmessung vor einer Konstantstrommessung, einer Konstantstrommessung, einer anschließenden Kennlinienmessung und einer finalen Stromerhöhung besteht. Diese Schritte werden bis zum Erreichen der Maximalspannung des Messaufbaus wiederholt.

Um zu untersuchen, wie hoch der Maximalstrom aus einzelnen Emitterspitzen sein kann, wird die Messmethode zunächst anhand von Einzelemittermessungen analysiert. Hier zeigt sich ein maximaler Emissionsstrom von 1 µA und eine mit dem Emissionsstrom zunehmende Feldverschiebung. Durch die statistische Variation der auftretenden Prozesse ist auch hier die Vermessung von Einzelemittern für eine statistische Aussage nicht zielführend.

Bei stromabhängigen Messungen von FEAs wird durch eine Abnahme der Spannungsfluktuation mit steigendem Emissionsstrom auf eine Degradation oder Zerstörung der Emitterspitzen mit den höchsten Aspektverhältnissen geschlossen. Vor allem bei einem Emissionsstrom um 1 µA nimmt so die Anzahl der am Emissionsprozess beteiligten Emitterspitzen mit steigendem Emissionsstrom zu. Der erreichbare Maximalstrom nimmt bei einer wiederholten Messung desselben FEAs ab, was ebenfalls mit der Degradation bzw. Zerstörung von Emitterspitzen mit hohem Aspektverhältnis, hervorgerufen durch hohe Stromdichten, erklärt werden kann. Durch die hohen lokalen Stromdichten und daraus resultierenden hohen Temperaturen werden bei hohen Emissionsströmen zusätzlich Adsorbate an den aktiven Emitterspitzen desorbiert. Somit können auch im zweiten Messdurchgang Adsorbate für die Feldverschiebung bei Emissionsströmen kleiner als 1 µA verantwortlich gemacht werden. Messungen mit FEAs bei höheren Temperaturen (200 °C) bestätigen die Abhängigkeit der Degradation bei Emissionsströmen kleiner 1 µA von Adsorbaten. Wegen der adsorbatfreien Oberfläche der geheizten FEAs bei geringen Emissionsströmen können Chemisorbate bei höheren Emissionsströmen für eine Degradation der Emissionseigenschaften sorgen. Ein geheizter Betrieb der vermessenen FEAs führt mit der stromabhängigen Messmethode bis zu einem Emissionsstrom von etwa 10 µA zu einer geringeren nötigen Betriebsfeldstärke und bis zu einem Strom von ca. 3 µA zu einer geringeren Feldverschiebung. Da bei höheren Emissionsströmen die Oberflächen durch die joule'sche Erwärmung bereits von Adsorbaten befreit sind, wird in diesem Strombereich eine stärkere Degradation durch den zusätzlichen Temperatureintrag beobachtet.

Die FEAs werden mit der stromabhängigen Degradationsmessung im Druckbereich von $1 \cdot 10^{-6}$ bis $1 \cdot 10^{-3}$ mbar charakterisiert. Bei Drücken über $2 \cdot 10^{-4}$ mbar treten Spannungsfluktuationen auf, die mit steigendem Druck häufiger werden und stärker ausfallen. Mit zunehmendem Druck, vor allem beim Überschreiten von $1 \cdot 10^{-4}$ mbar, nimmt der maximale Emissionsstrom ab, dahingegen ist bei einem Restgasdruck von $1 \cdot 10^{-6}$ mbar sowie bei dem kleinsten untersuchten Emissionsstrom von 10 nA kaum eine Wechselwirkung der FEAs mit dem Restgas messbar. So liegt der max. Emissionsstrom bei $1 \cdot 10^{-6}$ mbar noch bei 63 µA und bei $1 \cdot 10^{-3}$ mbar nur noch bei 0,5 µA.

Die drei verschiedenen FEA-Typen (S, M und L) werden anhand der stromabhängigen Degradationsmessung verglichen. Dabei weisen die M- und L-FEAs eine stärkere Variation der

Degradation bei den verschiedenen Emissionsströmen auf, als die S-FEAs. Die extern angelegten Betriebsfeldstärken sind bei den L-FEAs wegen der höchsten Aspektverhältnisse und daraus resultierenden Betafaktoren am geringsten, bei den S-FEAs am höchsten. Wegen der geringeren Abstände zur Waferoberfläche liegen die nötigen Extraktionsspannungen jedoch für S- und M-FEAs bei ähnlichen, geringeren Werten als für die L-FEAs benötigt werden.

Als letzter Punkt wird mit der stromabhängigen Degradationsmessung der Einfluss der Dotierstoffkonzentration auf die Lebensdauer von FEAs untersucht. Erhöht man den spezifischen Widerstand von 0,3 - 0,5 $\Omega \cdot$ cm auf 10 - 20 $\Omega \cdot$ cm verringert das die Feldverschiebung während der Konstantstrommessung von $(0{,}67 \pm 0{,}11)\,\mathrm{V/(\mu m \cdot h)}$ auf $(0{,}18 \pm 0{,}04)\,\mathrm{V/(\mu m \cdot h)}$, erhöht aber die Feldverschiebung während den Kennlinienmessungen von$(-0{,}08 \pm 0{,}14)\,\mathrm{V/\mu m}$ auf $(0{,}13 \pm 0{,}17)\,\mathrm{V/\mu m}$. Die Betriebsfeldstärke der niedrig dotierten Proben liegt im Mittel ca. $3\,\mathrm{V/\mu m}$ unter der der höher dotierten FEAs wodurch mit den niedrig dotierten FEAs, höhere Emissionsströme erreicht werden.

11 Ausblick

Während einer Vielzahl von FEA-Messungen wurde die Degradation bzw. das Zerstören der Emitterspitzen mit den höchsten Aspektverhältnissen und die daraus resultierende steigende Anzahl der am Emissionsstrom beteiligten Emitterspitzen als Emissionscharakteristik verändernder Prozess genannt. Durch eine ortsaufgelöste elektrische Messung der FEAs, z. B. mittels CMOS-Kamera, könnte dieser Prozess eindeutig nachgewiesen werden. Zusätzlich könnte mit der ortsaufgelösten elektrischen Messung bei FEAs mit unterschiedlichen Dotierstoffen bzw. Dotierstoffkonzentrationen und möglicher Oberflächenbeschichtung untersucht werden, ob die unterschiedliche Emissionscharakteristik bzw. das unterschiedliche Degradationsverhalten aus der erhöhten Anzahl der am Emissionsstrom beteiligten Emitterspitzen resultiert.

Moderne REMs erlauben die Ansteuerung durch externe Software, wodurch die Spitzenaufnahme und Vermessung jeder einzelnen Spitzengeometrie automatisiert werden könnte. Dadurch wäre es möglich, jede Emitterspitze eines jeden fabrizierten FEAs vor der elektrischen Charakterisierung geometrisch zu vermessen. Dies könnte Schwankungen im Herstellungsprozess aufdecken, wodurch die Homogenität des Herstellungsprozesses weiter verbessert werden könnte. Des Weiteren könnte dadurch die Aspektverhältnisverteilung jedes FEAs vermessen und deren Einfluss auf die Emissionseigenschaften genauer analysiert werden. Verbunden mit der ortsaufgelösten Feldemissionsmessung könnte z. B. direkt nachvollzogen werden, welche Emitterspitzen mit welchem Aspektverhältnis zum Emissionsstrom beitragen. Zusätzlich können durch die Kombination mit Emitterspitzengeometriemessung vor und nach der ortsaufgelösten elektrischen Charakterisierung die Ausfallmechanismen und auch die Degradationsmechanismen der einzelnen Emitterspitzen genauer untersucht werden.

Mit einer Vermessung, jeder Geometrie und der anschließenden ortsaufgelösten Emissionsstrommessung können parallel Einzelemittermessungen durchgeführt werden. Durch die große Anzahl an Einzelemittermessungen können dadurch statistische Effekte egalisiert und somit Prozesse, die nicht wie bei sonstigen FEA-Messungen durch Arrayeffekte überlagert werden, untersucht werden. Denkbar für diese Messung wäre eine Emissionsstromregelung für jede einzelne Emitterspitze beispielsweise dadurch realisiert, dass jede Emitterspitze auf dem Drain eines bereits im Substrat integrierten MOSFETs strukturiert wird. Das Gate jedes einzelnen MOSFETs könnte über einen ebenfalls integrierten Operationsverstärker geregelt werden. Somit könnte auch die stromabhängige Degradationsmessung für Einzelemitter parallelisiert werden.

Um den Vergleich bzw. die Unterschiede zwischen den einzelnen Emittern in der stromabhängigen Degradationsmessung besser analysieren zu können, könnte das maximale elektrische Feld erhöht werden. Durch die halbintegrierten Gitter und den daraus resultierenden Wegfall der Glimmerplättchen, die die Spannungsfestigkeit limitiert haben, wurde hier schon ein erster Schritt unternommen. Durch eine Erweiterung des Messstandes mit neuem Netzteil und neuer Vakuumdurchführung könnte hier eine Charakterisierung bis zum Totalausfall der FEAs zusätzliche Erkenntnisse liefern.

Die angenommene Temperaturerhöhung im Simulationsmodell für p-dotierte Emitterspitzen liefert zwar die experimentell nachgewiesenen Stromsättigungswerte, allerdings könnte die Temperaturverteilung in der Emitterspitze von der angenommenen homogenen Verteilung abweichen. Dadurch würde sich vor allem die räumliche Ladungsträgerdichte verändern. Mit vollständigeren Simulationsmodellen könnten sowohl die Ladungsträgergenerationseffekte im Bulk und an der Oberfläche als auch die Temperaturverteilung in der Emitterspitze simuliert werden. Dadurch

könnten weitere Erkenntnisse über das Verhalten der Feldemission aus p-dotierten Emitterspitzen gewonnen werden.

Abbildungsverzeichnis

2.1 Banddiagramm eines idealen Metall-Vakuumkontaktes bei $T = 0\,\mathrm{K}$ 4
2.2 Feldüberhöhung an einer Emittergeometrie 6

3.1 Funktionsprinzip einer Wafersäge 11
3.2 Schema-Bild eines Rasterelektronenmikroskops 12
3.3 REM-Aufnahme des Siliziumchips nach dem Sägeprozess 13
3.4 REM-Aufnahme des Emitterchips nach dem Ätzschritt mit TMAH 14
3.5 Einzelne Sägeemitterspitze in Drauf- und Seitenansicht 15
3.6 Schemazeichnung von justiertem Gitter und auf Glas gebondetem Emitterarray . 16
3.7 Schematischer Herstellungsprozess eines justierbaren Extraktionsgitters 17
3.8 Schematische Darstellung einer Emitterspitze 18
3.9 Winkel-Bestimmung an einer Emitterspitze 19
3.10 Schematische Darstellung einer Emitterspitze mit Ebenenbenennung 20
3.11 Ebenenbestimmung am Randbereich einer Emitterstruktur 21
3.12 Bestimmung der Geometrieparameter an einer Typ M Emitterspitze 23
3.13 Höhenhistogramm der verschiedenen Emittertypen 24
3.14 Spitzenradienhistogramm der verschiedenen Emittertypen 25
3.15 Aspektverhältnishistogramm der verschiedenen Emittertypen 25

4.1 Geöffnete Vakuumkammer des Messplatzes 27
4.2 Schematischer Aufbau des Probenhalters mit Emissionsstromregelung 28
4.3 Kennlinienmessung mit Einschalteffekt 29

5.1 Geometriemessung eines Einzelemitters zur Erstellung eines Simulationsmodells . 32
5.2 Modellzeichnung der Geometrie für die 3D-Simulation 32
5.3 Modellzeichnung der Geometrie für die 2D-Simulation 33
5.4 Normierter Emissionsstrom für 2D- und 3D-Simulation abhängig vom Extraktorabstand 35
5.5 Simulierte Kennlinien einer 2D- und einer 3D-Geometrie im Vergleich sowie das Verhältnis daraus 35
5.6 Simulierte Strom-Spannungs Kennlinie im Elektrostatik und Halbleiter Modul und das Verhältnis daraus 37
5.7 Vergleich von simulierter und gemessener Kennlinie eines n-dotierten Einzelemitters 38
5.8 Vergleich von simulierten und gemessener Kennlinie eines p-dotierten Einzelemitters 39
5.9 Simulierte Ladungsträgerkonzentration für verschiedene Spannungen in Abhängigkeit vom Abstand von der Spitze im p-dotierten Substrat 41
5.10 Räumliche Aufteilung der simulierten Ladungsträgerkonzentration an der Emitterspitze im p-dotierten Substrat für verschiedene Spannungen 42
5.11 Simulierte Emissionsstromdaten einer p-dotierten Emitterspitze aus Halbleiter- und Elektrostatik-Modul 43
5.12 Simuliertes Potential an der Spitze eines p-dotierten Einzelemitters bei drei verschiedenen Spannungen 43
5.13 Simulierte normierte Stromdichte entlang der Oberfläche des Emitters in Abhängigkeit vom Abstand zur Spitze für drei verschiedene Spannungen 44

5.14 Simulierter und effektiver Feldüberhöhungsfaktor 45
5.15 Kennlinie eines p-dotierten Einzelemitters aufgenommen vor und nach einer HF-Behandlung mit Lagerung in DI-Wasser 46
5.16 Kennlinie eines p-dotierten Einzelemitters aufgenommen vor und nach einer HF-Behandlung mit Lagerung in Stickstoff 47
5.17 Geheizte und anschließende Kennlinien bei RT eines p-dotierten Einzelemitters . 48
5.18 Bei verschiedenen erhöhten Temperaturen gemessene Kennlinien und anschließende Kennlinien bei RT eines p-dotierten Einzelemitters 50
5.19 Wiederholte Kennlinienmessung bei erhöhten Temperaturen eines p-dotierten Einzelemitters 51

6.1 Kennlinienvergleich für drei n-dotierte S-FEAs 53
6.2 Kennlinienvergleich für jeweils drei verschiedene n-dotierte FEAs 54
6.3 Histogramm der Aspektverhältnisse der drei Emittertypen 55
6.4 REM Aufnahme von elektrisch vermessenen L- und S-FEAs 56
6.5 Kennlinien- und Effizienzvergleich von FEAs mit ausgerichtetem und nicht ausgerichtetem Extraktionsgitter 57

7.1 Kennlinie eines S-FEAs vor und nach der Konstantstrommessung sowie der Emissionsstrom während der Konstantstrommessung 60
7.2 Mittelwerte der Strom-Feld-Kennlinie für n- und p-dotierte S- und M-Typ FEAs vor und nach einer 10 h Konstantstrommessung bei 10 µA 61
7.3 Strom-Feld-Kennlinien einer Langzeit Konstantstrommessung eines p-dotierten S-FEA und die elektrische Feldverschiebung für zwei p-dotierte M-FEAs und für drei p-dotierte S-FEAs 63
7.4 Kennlinien eines n-dotierten S-FEAs vor und nach der Konstantstrommessung bei RT, anschließend bei 200 °C und dann noch einmal bei RT 64
7.5 REM Aufnahmen von geheizt und ungeheizt betriebenen n-dotierten FEAs . . . 65
7.6 Kennlinien eines p-dotierten S-FEAs vor und nach der Konstantstrommessung bei RT, anschließend bei 200 °C und dann noch einmal bei RT 66
7.7 REM Aufnahmen von geheizt und ungeheizt betriebenen n-dotierten FEAs . . . 67
7.8 Schematischer Ablauf der Messroutine mit geheizter Kennlinienmessung zur Regeneration der FEAs 68
7.9 Akkumulierte Feldverschiebung für verschiedene Emissionsströme und Konstantstrommessdauern, mit Ausheizen und ohne 69
7.10 Kennlinien und die akkumulierte Feldverschiebung eines n-dotierten S-FEAs vor und nach mehreren Konstantstrommessungen bei RT, mit Kennlinien bei 170 °C sowie Messungen nach einem HF-Dip 71
7.11 Kennlinien und die akkumulierte Feldverschiebung eines n-dotierten S-FEAs vor und nach mehreren Konstantstrommessungen sowie Messungen nach einem RCA-Reinigungsschritt 72
7.12 Kennlinien und die akkumulierte Feldverschiebung eines n-dotierten S-FEAs vor und nach mehreren Konstantstrommessungen bei RT, mit Messungen nach einer Sauerstoffplasmabehandlung, einem Piranha-Reinigungsschritt sowie einem HF-Dip 74
7.13 Kennlinien von FEAs mit thermischem Oxid, vor und nach einer Konstantstrommessung sowie geheizt 75
7.14 Kennlinien und die akkumulierte Feldverschiebung von einem FEA bei dem das thermische Oxid entfernt wurde 76
7.15 REM Aufnahme eines oxidierten FEAs nach der elektrischen Charakterisierung . 77

8.1 Kennlinien eines Einzelemitter zu verschiedenen Maximalströmen 79
8.2 Feldüberhöhungsfaktoren und effektive Emissionsflächen eines Einzelemitters bei verschiedenen max. Emissionsströmen 80
8.3 Erweiterte Stromregelung für die stromabhängige Degradationsmessung 81
8.4 Stromabhängige Kennlinienmessung während einer stromabhängigen Degradationsmessung mit allen Messpunkten und gemittelt 82
8.5 Gemittelte Kennlinien während einer Langzeitmessung und der Verlauf der Extraktionsspannung während der Langzeitmessung eines Einzelemitters 83
8.6 Für drei Einzelemitter gemittelte Feldverschiebung und die zugehörige gemittelte Betriebsfeldstärke während einer Langzeitmessung 84
8.7 Geschmolzene Spitze eines Einzelemitters 86
8.8 Gemittelte Kennlinien während einer Langzeitmessung und der Verlauf der Extraktionsspannung während der Langzeitmessung, von n-dotierten M-FEAs für drei verschiedene Emissionsströme 88
8.9 Langzeitmessung der Feldverschiebung und der Feldüberhöhungsfaktoren von M-FEAs für drei verschiedene Emissionsströme 90
8.10 Langzeitmessung der Betriebsfeldstärke und die akkumulierte Feldverschiebung von M-FEAs für drei verschiedene Emissionsströme 92
8.11 Akkumulierte Feldverschiebung hervorgerufen durch die Kennlinienmessung und die komplette akkumulierte Feldverschiebung für drei Emissionsströme 93
8.12 Schematische Darstellung der stromabhängigen Degradationsmessung 96
8.13 Stromabhängige Extraktionsspannungsverläufe und Kennlinien aus einer stromabhängigen Degradationsmessung 97
8.14 Feldverschiebung und Betriebsfeldstärke bei der Konstantstrommessung während der stromabhängigen Degradationsmessung für drei FEAs gemittelt 99
8.15 Feldverschiebung während der Kennlinienmessung der stromabhängigen Degradationsmessung für drei FEAs gemittelt 99
8.16 Stromabhängige elektrische Feldverschiebung für drei und sechs FEAs für zwei verschiedene Drücke 100
8.17 Emissionsstromabhängiger Verlauf der Spannung während einer 5 h und einer 10 min Konstantstrommessung 102
8.18 Stromabhängige Feldverschiebung aus der Konstantstrommessung verglichen mit der aus den Kennlinien für 10 min, 1 h und 5 h 103
8.19 Feldverschiebung bei der Konstantstrommessung und bei den Kennlinien in Abhängigkeit vom Emissionsstrom für verschieden große Stromschritte. 104
8.20 Betriebsfeldstärke in Abhängigkeit vom Emissionsstrom für verschieden große Stromschritte. 105
8.21 Gemittelte Kennlinien und die Verläufe der Extraktionsspannung eines Einzelemitters während der stromabhängigen Degradationsmessung 106
8.22 Elektrische Feldverschiebung von drei Einzelemittern hervorgerufen durch die Konstantstrommessung und die Kennlinienmessung bei der stromabhängigen Degradationsmessung 107
8.23 Betriebsfeldstärke von drei Einzelemittern bei der stromabhängigen Degradationsmessung 108
8.24 Gemittelte Feldüberhöhungsfaktoren und effektive Emissionsflächen von Einzelemittern bei der stromabhängigen Degradationsmessung 109
8.25 Emissionsstromabhängige Fluktuation der stromabhängigen Degradationsmessung mit Standardwerten 110

8.26 Fluktuation des elektrischen Feldes von S-, M- und L-FEAs sowie von Einzelemittern während der Konstantstrommessungen der stromabhängigen Degradationsmessung . . . 111
8.27 Elektrische Feldverschiebung und Betriebsfeldstärke bei Wiederholung der Stromabhängigen Degradationsmessung . . . 112
8.28 Fluktuation des elektrischen Feldes bei Wiederholung der stromabhängigen Degradationsmessung . . . 114
8.29 Feldüberhöhungsfaktor und effektive Emissionsfläche bei Wiederholung der Stromabhängigen Degradationsmessung . . . 115
8.30 Extraktionsspannungen während der Konstantstrommessungen der stromabhängigen Degradationsmessung bei 200 °C . . . 116
8.31 Elektrische Feldverschiebung bei M-FEAs hervorgerufen durch die Konstantstrommessung und die Kennlinienmessung bei der stromabhängigen Degradationsmessung 116
8.32 Fluktuation des elektrischen Feldes der stromabhängigen Degradationsmessung bei RT und bei 200 °C . . . 117
8.33 Betriebsfeldstärke der stromabhängigen Degradationsmessung bei RT und 200 °C 118
8.34 Feldüberhöhungsfaktoren und effektive Emissionsflächen bei der stromabhängigen Degradationsmessung bei RT und 200 °C . . . 119

9.1 Verlauf der Extraktionsspannung während der Konstantstrommessungen bei zwei verschiedenen Drücken . . . 122
9.2 Druckabhängiger Maximalstrom der stromabhängigen Degradationsmessung . . . 123
9.3 Elektrische Feldverschiebung und Betriebsfeldstärke der stromabhängigen Degradationsmessung bei verschiedenen Drücken . . . 124
9.4 Feldüberhöhungsfaktoren während der stromabhängigen Degradationsmessungen bei verschiedenen Drücken . . . 125
9.5 Druckabhängige elektrische Feldverschiebung während der stromabhängigen Degradationsmessung . . . 126
9.6 Fluktuation der Extraktionsspannung in Abhängigkeit von der Feldverschiebung während der stromabhängigen Degradationsmessung bei verschiedenen Drücken . 127
9.7 Elektrische Feldverschiebung bei den verschiedenen FEA Typen hervorgerufen durch die Konstantstrommessung und die Kennlinienmessung während der stromabhängigen Degradationsmessungen . . . 128
9.8 Betriebsfeldstärken für die drei FEA Typen bei der stromabhängigen Degradationsmessung . . . 130
9.9 Feldüberhöhungsfaktoren für die drei FEA Typen bei der stromabhängigen Degradationsmessung . . . 131
9.10 Extraktionsspannung für die drei FEA-Typen bei der stromabhängigen Degradationsmessung . . . 132
9.11 Elektrische Feldverschiebung bei den verschieden dotierten FEAs hervorgerufen durch die Konstantstrommessung und die Kennlinienmessung während der stromabhängigen Degradationsmessungen . . . 134
9.12 Betriebsfeldstärke bei der stromabhängigen Degradationsmessung für verschiedene Dotierstoffkonzentrationen . . . 135
9.13 Feldüberhöhungsfaktoren bei der stromabhängigen Degradationsmessung für verschiedene Dotierstoffkonzentrationen . . . 136

Literaturverzeichnis

[1] Bugaev, A. S., Eroshkin, P. A., Romanko, V. A., und Sheshin, E. P. *Low-power X-ray tubes (the current state). Physics-Uspekhi*, 56(7):691–703, 2013. ISSN 1063-7869. doi:10.3367/ufne.0183.201307c.0727. URL https://iopscience.iop.org/article/10.3367/UFNe.0183.201307c.0727.

[2] Whaley, D. R., Duggal, R., Armstrong, C. M., Bellew, C. L., Holland, C. E., und Spindt, C. A. *100 W Operation of a Cold Cathode TWT. IEEE Transactions on Electron Devices*, 56(5):896–905, 2009. ISSN 00189383. doi:10.1109/TED.2009.2015614. URL http://ieeexplore.ieee.org/document/4804811/.

[3] Basu, A., Swanwick, M. E., Fomani, A. A., und Velásquez-García, L. F. *A portable x-ray source with a nanostructured Pt-coated silicon field emission cathode for absorption imaging of low-Z materials. Journal of Physics D: Applied Physics*, 48(22):225501, 2015. ISSN 0022-3727. doi:10.1088/0022-3727/48/22/225501. URL http://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/48/22/225501https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/48/22/225501.

[4] Shao, X., Srinivasan, A., Ang, W. K., und Khursheed, A. *A high-brightness large-diameter graphene coated point cathode field emission electron source. Nature Communications*, 9(1):1–8, 2018. ISSN 2041-1723. doi:10.1038/s41467-018-03721-y. URL http://dx.doi.org/10.1038/s41467-018-03721-yhttp://www.nature.com/articles/s41467-018-03721-y.

[5] Diop, B. und Binh, V. T. *Quasi-monochromatic field-emission x-ray source. Review of Scientific Instruments*, 83(9):094704, 2012. ISSN 0034-6748. doi:10.1063/1.4752406. URL http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4752406.

[6] Serbun, P., Porshyn, V., Müller, G., und Lützenkirchen-Hecht, D. *Advanced field emission measurement techniques for research on modern cold cathode materials and their applications for transmission-type x-ray sources. Review of Scientific Instruments*, 91(8):083906, 2020. ISSN 10897623. doi:10.1063/5.0018225. URL https://doi.org/10.1063/5.0018225http://aip.scitation.org/doi/10.1063/5.0018225.

[7] Fransen, M. J., van Rooy, T. L., und Kruit, P. *Field emission energy distributions from individual multiwalled carbon nanotubes. Applied Surface Science*, 146(1-4):312–327, 1999. ISSN 01694332. doi:10.1016/S0169-4332(99)00056-2. URL https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0169433299000562.

[8] Bachmann, M., Düsberg, F., Langer, C., Herdl, F., Bergbreiter, L., Dams, F., Miyakawa, N., Eggert, T., Pahlke, A., Edler, S., Prommesberger, C., Ławrowski, R., Hausladen, M., und Schreiner, R. *Vacuum-sealed field emission electron gun. Journal of Vacuum Science & Technology B*, 38(2):023203, 2020. ISSN 2166-2746. doi:10.1116/1.5139316. URL http://avs.scitation.org/doi/10.1116/1.5139316.

[9] Kang, J. T., Lee, H. R., Jeong, J. W., Kim, J. W., Park, S., Shin, M. S., Yeon, J. H., Jeon, H., Kim, S. H., Choi, Y. C., und Song, Y. H. *Fast and Stable Operation of Carbon Nanotube Field-Emission X-Ray Tubes Achieved Using an Advanced Active-Current Control. IEEE*

Electron Device Letters, 36(11):1209–1211, 2015. ISSN 07413106. doi:10.1109/LED.2015.2478157.

[10] Cheng, S., Hill, F. A., Heubel, E. V., und Velasquez-Garcia, L. F. *Low-Bremsstrahlung X-Ray Source Using a Low-Voltage High-Current-Density Nanostructured Field Emission Cathode and a Transmission Anode for Markerless Soft Tissue Imaging. Journal of Microelectromechanical Systems*, 24(2):373–383, 2015. ISSN 1057-7157. doi:10.1109/JMEMS.2014.2332176. URL `http://ieeexplore.ieee.org/document/6861950/`.

[11] Mavalankar, A., Cameron, J., und Travish, G. *Operating high-current field emitters in a commercial X-ray source. 2017 30th International Vacuum Nanoelectronics Conference, IVNC 2017*, (July):300–301, 2017. doi:10.1109/IVNC.2017.8051654.

[12] Heo, S. H., Kim, H. J., Ha, J. M., und Cho, S. O. *A vacuum-sealed miniature X-ray tube based on carbon nanotube field emitters. Nanoscale Research Letters*, 7(1):1–12, 2012. ISSN 19317573. doi:10.1186/1556-276X-7-258. URL `NanoscaleResearchLetters`.

[13] Bunert, E., Kirk, A. T., Käbein, O., und Zimmermann, S. *Comparison of spatial ion distributions from different ionization sources. International Journal for Ion Mobility Spectrometry*, 22(1):21–29, 2018. ISSN 18654584. doi:10.1007/s12127-018-0241-3.

[14] Bunert, E., Heptner, A., Reinecke, T., Kirk, A. T., und Zimmermann, S. *Shutterless ion mobility spectrometer with fast pulsed electron source. Review of Scientific Instruments*, 88(2):024102, 2017. ISSN 0034-6748. doi:10.1063/1.4976021. URL `http://dx.doi.org/10.1063/1.4976021http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4976021`.

[15] Wendt, C., Bunert, E., Bachmann, M., Düsberg, F., Edler, S., Langer, C., Lawrowski, R., Hausladen, M., Schreiner, R., und Zimmermann, S. *New Non-Radioactive Field Emission based Electron Source for Electron Capture Detectors. 14. Dresdner Sensor-Symposium 2019*, Seiten 40–43, 2019. doi:10.5162/14dss2019/. URL `https://www.ama-science.org/proceedings/details/3511`.

[16] Busta, H. H., Pogemiller, J. E., und Zimmerman, B. J. *The field emitter triode as pressure/displacement sensor. Proceedings of IEEE 6th International Vacuum Microelectronics Conference, IVMC 1993*, Seiten 92–93, 1993. doi:10.1109/IVMC.1993.700294.

[17] Baker, F. A. und Giorgi, T. A. *Sorption and desorption of gas in a hot-cathode ionization gauge. British Journal of Applied Physics*, 11(9):433–436, 1960. ISSN 05083443. doi:10.1088/0508-3443/11/9/305.

[18] Han, J. S., Yun, K. N., Lee, S. H., Go, H. B., Lee, C. J., und Song, Y. H. *Field emission properties of triode structure CNT film emitter. 2017 30th International Vacuum Nanoelectronics Conference, IVNC 2017*, (July):164–165, 2017. doi:10.1109/IVNC.2017.8051593.

[19] Manohara, H. M., Bronikowski, M. J., Hoenk, M., Hunt, B. D., und Siegel, P. H. *High-current-density field emitters based on arrays of carbon nanotube bundles. Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, 23(1):157, 2005. ISSN 0734211X. doi:10.1116/1.1850103. URL `https://pubs.aip.org/avs/jvb/article/23/1/157-161/469704`.

[20] Murakami, H., Hirakawa, M., Tanaka, C., und Yamakawa, H. *Field emission from well-aligned, patterned, carbon nanotube emitters. Applied Physics Letters*, 76(13):1776–1778, 2000. ISSN 0003-6951. doi:10.1063/1.126164. URL `https://pubs.aip.org/aip/apl/article/76/13/1776-1778/518499`.

[21] Cheng, Y. und Zhou, O. *Electron field emission from carbon nanotubes. Comptes Rendus Physique*, 4(9):1021–1033, 2003. ISSN 16310705. doi:10.1016/S1631-0705(03)00103-8. URL `https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1631070503001038`.

[22] Zhang, J., Yang, G., Cheng, Y., Gao, B., Qiu, Q., Lee, Y. Z., Lu, J. P., und Zhou, O. *Stationary scanning x-ray source based on carbon nanotube field emitters. Applied Physics Letters*, 86(18):184104, 2005. ISSN 0003-6951. doi:10.1063/1.1923750. URL `https://pubs.aip.org/aip/apl/article/385456`.

[23] Karaulac, N., Rughoobur, G., und Akinwande, A. I. *Highly uniform silicon field emitter arrays fabricated using a trilevel resist process. Journal of Vacuum Science & Technology B*, 38(2):023201, 2020. ISSN 2166-2746. doi:10.1116/1.5131656.

[24] Kim, J. W., Jeong, J. W., Kang, J. T., Choi, S., Ahn, S., und Song, Y. H. *Highly reliable field electron emitters produced from reproducible damage-free carbon nanotube composite pastes with optimal inorganic fillers. Nanotechnology*, 25(6), 2014. ISSN 09574484. doi:10.1088/0957-4484/25/6/065201.

[25] Prommesberger, C., Bachmann, M., Dusberg, F., Langer, C., Lawrowski, R., Hofmann, M., Pahlke, A., und Schreiner, R. *Regulation of the Transmitted Electron Flux in a Field-Emission Electron Source Demonstrated on Si Nanowhisker Cathodes. IEEE Transactions on Electron Devices*, 64(12):5128–5133, 2017. ISSN 00189383. doi:10.1109/TED.2017.2763239.

[26] Langer, C., Lawrowski, R., Prommesberger, C., Dams, F., Serbun, P., Bachmann, M., Muller, G., und Schreiner, R. *High aspect ratio silicon tip cathodes for application in field emission electron sources.* In *2014 27th International Vacuum Nanoelectronics Conference (IVNC)*, Seiten 222–223. IEEE, 2014. ISBN 978-1-4799-5308-0. doi:10.1109/IVNC.2014.6894824. URL `http://ieeexplore.ieee.org/document/6894824/`.

[27] Langer, C., Prommesberger, C., Ławrowski, R., Schreiner, R., Serbun, P., Müller, G., Düsberg, F., Hofmann, M., Bachmann, M., und Pahlke, A. *Field emission properties of p-type black silicon on pillar structures. Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena*, 34(2):02G107, 2016. ISSN 2166-2746. doi:10.1116/1.4943919. URL `http://dx.doi.org/10.1116/1.4943919`.

[28] Serbun, P., Bornmann, B., Navitski, A., Müller, G., Prommesberger, C., Langer, C., Dams, F., und Schreiner, R. *Stable field emission of single B-doped Si tips and linear current scaling of uniform tip arrays for integrated vacuum microelectronic devices. Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena*, 31(2):02B101, 2013. ISSN 2166-2746. doi:10.1116/1.4765088. URL `http://avs.scitation.org/doi/10.1116/1.4765088`.

[29] Baskin, L. M., Lvov, O. I., und Fursey, G. N. *On the theory of field emission from p-type semiconductors. Physica Status Solidi (a)*, 42(2):757–767, 1977. ISSN 1521396X. doi:10.1002/pssa.2210420242.

[30] Stratton, R. *Theory of Field Emission from Semiconductors. Physical Review*, 125(1):67–82, 1962. ISSN 0031-899X. doi:10.1103/PhysRev.125.67. URL `https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.125.67`.

[31] Christov, S. G. *Unified Theory of Thermionic and Field Emission from Semiconductors. Physica Status Solidi (B)*, 21(1):159–173, 1967. ISSN 15213951. doi:10.1002/pssb.19670210114.

[32] Fischer, R. *Zur Feldemission aus Silizium. physica status solidi (b)*, 3(7):K252–K255, 1963. ISSN 03701972. doi:10.1002/pssb.19630030713. URL `https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/pssb.19630030713`.

[33] *COMSOL Multiphysics® v. 5.6. www.comsol.com. COMSOL AB, Stockholm, Sweden.*

[34] Schrödinger, E. *Quantisierung als Eingenwertproblem. Annalen der Physik.*, 79:361–376, 1926.

[35] Wentzel, G. *Eine Verallgemeinerung der Quantenbedingungen für die Zwecke der Wellenmechanik. Zeitschrift für Physik*, 38(6-7):518–529, 1926. ISSN 14346001. doi:10.1007/BF01397171.

[36] Kramers, H. A. *Wellenmechanik und halbzahlige Quantisierung. Zeitschrift für Physik*, 39(10-11):828–840, 1926. ISSN 14346001. doi:10.1007/BF01451751.

[37] FOWLER, R. H. und NORDHEIM, L. *Electron emission in intense electric fields. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 119(781):173–181, 1928. ISSN 0950-1207. doi:10.1098/rspa.1928.0091. URL `https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rspa.1928.0091`.

[38] Nordheim, L. W. *The effect of the image force on the emission and reflexion of electrons by metals. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 121(788):626–639, 1928. ISSN 0950-1207. doi:10.1098/rspa.1928.0222. URL `https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rspa.1928.0222`.

[39] NORDHEIM, L. *The effect of the image force on the emission and reflexion of electrons by metals. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 121(788):626–639, 1928. ISSN 0950-1207. doi:10.1098/rspa.1928.0222. URL `https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rspa.1928.0222`.

[40] Zhu, W. W. W. *Vacuum Microelectronics*. Wiley-Interscience, S.l., 1st ed. Auflage, 2001. ISBN 0-471-32244-X. doi:10.1002/0471224332. URL `http://site.ebrary.com/lib/alltitles/docDetail.action?docID=10304633`.

[41] Schottky, W. *Über kalte und warme Elektronenentladungen. Zeitschrift für Physik*, 14(1):63–106, 1923. ISSN 1434-6001. doi:10.1007/BF01340034. URL `http://link.springer.com/10.1007/BF01340034`.

[42] Modinos, A. *Field, Thermionic, and Secondary Electron Emission Spectroscopy*. Springer US, New York, 1984. ISBN 978-1-4757-1450-0. doi:10.1007/978-1-4757-1448-7. URL `http://link.springer.com/10.1007/978-1-4757-1448-7`.

[43] Murphy, E. L. und Good, R. H. *Thermionic Emission, Field Emission, and the Transition Region. Physical Review*, 102(6):1464–1473, 1956. ISSN 0031-899X. doi:10.1103/PhysRev.102.1464. URL `https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.102.1464`.

[44] Forbes, R. G. *Simple good approximations for the special elliptic functions in standard Fowler-Nordheim tunneling theory for a Schottky-Nordheim barrier. Applied Physics Letters*, 89(11):10–13, 2006. ISSN 00036951. doi:10.1063/1.2354582.

[45] Forbes, R. G. und Jensen, K. L. *New results in the theory of Fowler–Nordheim plots and the modelling of hemi-ellipsoidal emitters. Ultramicroscopy*, 89(1-3):17–22, 2001. ISSN 03043991. doi:10.1016/S0304-3991(01)00101-2. URL https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0304399101001012.

[46] Forbes, R. G. *The Murphy-Good plot: A better method of analysing field emission data. Royal Society Open Science*, 6(12), 2019. ISSN 20545703. doi:10.1098/rsos.190912.

[47] Spindt, C. A., Brodie, I., Humphrey, L., und Westerberg, E. R. *Physical properties of thin-film field emission cathodes with molybdenum cones. Journal of Applied Physics*, 47(12):5248–5263, 1976. ISSN 00218979. doi:10.1063/1.322600.

[48] Forbes, R. G. *Use of Millikan-Lauritsen plots, rather than Fowler-Nordheim plots, to analyze field emission current-voltage data. Journal of Applied Physics*, 105(11), 2009. ISSN 00218979. doi:10.1063/1.3140602.

[49] Forbes, R. G., Edgcombe, C. J., und Valdrè, U. *Some comments on models for field enhancement. Ultramicroscopy*, 95(SUPPL.):57–65, 2003. ISSN 03043991. doi:10.1016/S0304-3991(02)00297-8.

[50] Langer, C., Prommesberger, C., Dams, F., und Schreiner, R. *Theoretical investigations into the field enhancement factor of silicon structures. Technical Digest - 25th International Vacuum Nanoelectronics Conference, IVNC 2012*, 500:148–149, 2012. doi:10.1109/IVNC.2012.6316886.

[51] Biswas, D. *Field-emission from parabolic tips: Current distributions, the net current, and effective emission area. Physics of Plasmas*, 25(4):043105, 2018. ISSN 1070-664X. doi:10.1063/1.5024005. URL http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.5024005.

[52] Zhu, W. W. *Vacuum Microelectronics*. John Wiley & Sons, Inc., New York, USA, 1st ed. Auflage, 2001. ISBN 047132244X. doi:10.1002/0471224332. URL http://site.ebrary.com/lib/alltitles/docDetail.action?docID=10304633http://doi.wiley.com/10.1002/0471224332.

[53] Tsong, T. *Field penetration and band bending near semiconductor surfaces in high electric fields. Surface Science*, 81(1):28–42, 1979. ISSN 00396028. doi:10.1016/0039-6028(79)90503-X. URL https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/003960287990503X.

[54] Fischer, R. und Neumann, H. *Feldemission aus Halbleitern. Fortschritte der Physik*, 14(1-12):603–692, 1966. ISSN 00158208. doi:10.1002/prop.19660140115. URL http://doi.wiley.com/10.1002/prop.19660140115https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/prop.19660140115.

[55] Stratton, R. *Field Emission from Semiconductors. Proceedings of the Physical Society. Section B*, 68(10):746–757, 1955. ISSN 0370-1301. doi:10.1088/0370-1301/68/10/307. URL https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0370-1301/68/10/307.

[56] Baskin, L. M., Lvov, O. I., und Fursey, G. N. *General features of field emission from semiconductors. Physica Status Solidi (B)*, 47(1):49–62, 1971. ISSN 15213951. doi:10.1002/pssb.2220470105.

[57] Dunlap, W. C. und Watters, R. L. *Direct Measurement of the Dielectric Constants of Silicon and Germanium. Physical Review*, 92(6):1396–1397, 1953. ISSN 0031-899X. doi:10.1103/PhysRev.92.1396. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.92.1396.

[58] Dhar, S. und Marshak, A. H. *Static dielectric constant of heavily doped semiconductors. Solid-State Electronics*, 28(8):763–766, 1985. ISSN 00381101. doi:10.1016/0038-1101(85)90061-9. URL https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0038110185900619.

[59] Fursey, G. *Field Emission in Vacuum Microelectronics*. Microdevices. Springer US, Boston, MA, 2005. ISBN 978-0-306-47450-7. doi:10.1007/b139052. URL http://link.springer.com/10.1007/b139052.

[60] Breuer, J., Bachmann, M., Düsberg, F., Pahlke, A., Edler, S., Langer, C., Prommesberger, C., Ławrowski, R., Schreiner, R., Serbun, P., und Lützenkirchen-Hecht, D. *Extraction of the current distribution out of saturated integral measurement data of p-type silicon field emitter arrays. Journal of Vacuum Science & Technology B*, 36(5):051805, 2018. ISSN 2166-2746. doi:10.1116/1.5035189. URL https://doi.org/10.1116/1.5035189http://avs.scitation.org/doi/10.1116/1.5035189.

[61] Sze. *Physics of Semiconductor Devices*, Band 10 von *Environmental Science and Engineering*. Springer International Publishing, Cham, 2014. ISBN 978-3-319-03001-2. doi:10.1007/978-3-319-03002-9. URL http://link.springer.com/10.1007/978-3-319-03002-9.

[62] Bachmann, M., Dams, F., Düsberg, F., Hofmann, M., Pahlke, A., Langer, C., Ławrowski, R., Prommesberger, C., Schreiner, R., Serbun, P., Lützenkirchen-Hecht, D., und Müller, G. *Extraction of the characteristics of current-limiting elements from field emission measurement data. Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena*, 35(2):02C103, 2017. ISSN 2166-2746. doi:10.1116/1.4971768. URL http://dx.doi.org/10.1116/1.4971768.

[63] Arthur, J. R. *Photosensitive Field Emission from p -Type Germanium. Journal of Applied Physics*, 36(10):3221–3227, 1965. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.1702953. URL http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1702953.

[64] Kanemaru, S., Hirano, T., Tanoue, H., und Itoh, J. *Control of emission currents from silicon field emitter arrays using a built-in MOSFET. Applied Surface Science*, 111:218–223, 1997. ISSN 01694332. doi:10.1016/S0169-4332(96)00719-2.

[65] Constapel, R. und Korec, J. *Forward blocking characteristics of SOI power devices at high temperatures. IEEE International Symposium on Power Semiconductor Devices & ICs*, (94):117–121, 1994. doi:10.1109/ispsd.1994.583669.

[66] Liu, K. X., Chiang, C.-J., und Heritage, J. P. *Photoresponse of gated p-silicon field emitter array and correlation with theoretical models. Journal of Applied Physics*, 99(3):034502, 2006. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.2168031. URL http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.2168031.

[67] Modinos, A. *Department of Electrical Engineering, The University Salford, M-5 4 WT, England of Salford,. Surface Science*, 42:205–227, 1974.

[68] Stratton, R. *Energy Distributions of Field Emitted Electrons. Physical Review*, 135(3A):A794–A805, 1964. ISSN 0031-899X. doi:10.1103/PhysRev.135.A794. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.135.A794.

[69] Millikan, R. A. und Lauritsen, C. C. *Relations of Field-Currents to Thermionic-Currents. Proceedings of the National Academy of Sciences*, 14(1):45–49, 1928. ISSN 0027-8424. doi:10.1073/pnas.14.1.45.

[70] Yang, G., Chin, K., und Marcus, R. *Electron field emission through a very thin oxide layer. IEEE Transactions on Electron Devices*, 38(10):2373–2376, 1991. ISSN 00189383. doi:10.1109/16.88528. URL `http://ieeexplore.ieee.org/document/88528/`.

[71] Huang, Q. A. *Field emission from the surface quantum well of silicon. Applied Surface Science*, 93(1):77–83, 1996. ISSN 01694332. doi:10.1016/0169-4332(95)00188-3.

[72] Bayliss, K. H. und Latham, R. V. *An analysis of field-induced hot-electron emission from metal-insulator microstructures on broad-area high-voltage electrodes. Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, 403(1825):285–311, 1986. ISSN 2053-9169. doi:10.1098/rspa.1986.0013. URL `https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rspa.1986.0013`.

[73] Duke, C. B. und Alferieff, M. E. *Field emission through atoms adsorbed on a metal surface. The Journal of Chemical Physics*, 46(3):923–937, 1967. ISSN 00219606. doi:10.1063/1.1840828.

[74] Shaw, J. *Effects of surface oxides on field emission from silicon. Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, 18(4):1817, 2000. ISSN 0734211X. doi:10.1116/1.1306301.

[75] Edler, S., Bachmann, M., Breuer, J., Dams, F., Düsberg, F., Hofmann, M., Jakšič, J., Pahlke, A., Langer, C., Ławrowski, R., Prommesberger, C., und Schreiner, R. *Influence of adsorbates on the performance of a field emitter array in a high voltage triode setup. Journal of Applied Physics*, 122(12):124503, 2017. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.4987134. URL `http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4987134`.

[76] Todokoro, H., Saitou, N., und Yamamoto, S. *Role of Ion Bombardment in Field Emission Current Instability. Japanese Journal of Applied Physics*, 21(Part 1, No. 10):1513–1516, 1982. ISSN 0021-4922. doi:10.1143/JJAP.21.1513. URL `https://iopscience.iop.org/article/10.1143/JJAP.21.1513`.

[77] Bruch, L. W. *Theory of physisorption interactions. Surface Science*, 125(1):194–217, 1983. ISSN 00396028. doi:10.1016/0039-6028(83)90453-3.

[78] Fangohr, H., Chernyshenko, D. S., Franchin, M., Fischbacher, T., und Meier, G. *Joule heating in nanowires. Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 84(5):1–12, 2011. ISSN 10980121. doi:10.1103/PhysRevB.84.054437.

[79] Winters, F. und Horne, E. *The chemisorption of nitrogen at activated sites on a polycrystalline tungsten surface. Surface Science*, 24:587–611, 1971.

[80] Wolkenstein, T. und Peshev, O. *The electron factor in the kinetics of chemisorption on semiconductors. Journal of Catalysis*, 4(2):301–309, 1965. ISSN 10902694. doi:10.1016/0021-9517(65)90021-7.

[81] Rothschild, A., Komem, Y., und Ashkenasy, N. *Quantitative evaluation of chemisorption processes on semiconductors. Journal of Applied Physics*, 92(12):7090–7097, 2002. ISSN 00218979. doi:10.1063/1.1519946.

[82] Weisz, P. B. *Electronic Barrier Layer Phenomena in Chemisorption and Catalysis. The Journal of Chemical Physics*, 20(9):1483–1484, 1952. ISSN 0021-9606. doi:10.1063/1.1700785. URL https://pubs.aip.org/aip/jcp/article/20/9/1483-1484/202460.

[83] Readhead, P. *Thermal desorption of gases. Vacuum*, 12(5):274, 1962. ISSN 0042207X. doi:10.1016/0042-207x(62)90543-2.

[84] Dyke, W. P., Trolan, J. K., Dolan, W. W., und Barnes, G. *The field emitter: Fabrication, electron microscopy, and electric field calculations. Journal of Applied Physics*, 24(5):570–576, 1953. ISSN 00218979. doi:10.1063/1.1721330.

[85] Langer, C., Bomke, V., Hausladen, M., Ławrowski, R., Prommesberger, C., Bachmann, M., und Schreiner, R. *Silicon chip field emission electron source fabricated by laser micromachining. Journal of Vacuum Science & Technology B*, 38(1):013202, 2020. ISSN 2166-2746. doi:10.1116/1.5134872. URL http://avs.scitation.org/doi/10.1116/1.5134872.

[86] Kusch, A., Wurz, M., Bunert, E., und Zimmermann, S. *Silicon field emitter arrays produced via wafer dicing. 2017 30th International Vacuum Nanoelectronics Conference, IVNC 2017*, (July):132–133, 2017. doi:10.1109/IVNC.2017.8051577.

[87] Edler, S., Schels, A., Biba, J., Hansch, W., Bachmann, M., Düsberg, F., Werber, M., Langer, C., Meyer, M., von Bergen, D., und Pahlke, A. *Silicon field emitters fabricated by dicing-saw and wet-chemical-etching. Journal of Vacuum Science & Technology B*, 39(1):013201, 2021. ISSN 2166-2746. doi:10.1116/6.0000466. URL https://doi.org/10.1116/6.0000466.

[88] Schels, A. *Maskenlose Strukturierung von Feldemitter-Arrays mittels Wafer-Säge und TMAH.* Projektstudie, Hochschule München, 2020.

[89] Schels, A. *Fabrikation, Charakterisierung und Optimierung von feldemissionsbasierten Elektronenquellen.* Masterarbeit, Hochschule München, 2020.

[90] Kern, W. *The Evolution of Silicon Wafer Cleaning Technology. Journal of The Electrochemical Society*, 137(6):1887–1892, 1990. ISSN 0013-4651. doi:10.1149/1.2086825. URL https://iopscience.iop.org/article/10.1149/1.2086825.

[91] Wilke, N., Reed, M. L., und Morrissey, A. *The evolution from convex corner undercut towards microneedle formation: theory and experimental verification. Journal of Micromechanics and Microengineering*, 16(4):808–814, 2006. ISSN 0960-1317. doi:10.1088/0960-1317/16/4/018. URL https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0960-1317/16/4/018.

[92] Hanneborg, A., Nese, M., und Ohlckers, P. *Silicon-to-silicon anodic bonding with a borosilicate glass layer. Journal of Micromechanics and Microengineering*, 1(3):139–144, 1991. ISSN 0960-1317. doi:10.1088/0960-1317/1/3/002. URL https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0960-1317/1/3/002.

[93] Laerme, F., Schilp, A., Funk, K., und Offenberg, M. *Bosch deep silicon etching: improving uniformity and etch rate for advanced MEMS applications. Technical Digest. IEEE International MEMS 99 Conference. Twelfth IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (Cat. No.99CH36291)*, Seiten 211–216, 1999. ISSN 1084-6999. doi:10.1109/MEMSYS.1999.746812. URL http://ieeexplore.ieee.org/document/746812/.

[94] Steinbruchel, C., Lehmann, H. W., und Frick, K. *Mechanism of Dry Etching of Silicon Dioxide: a Case of Direct Reactive Ion Etching. MRS Proceedings*, 38:157, 1984. ISSN 0272-9172. doi:10.1557/PROC-38-157. URL http://link.springer.com/10.1557/PROC-38-157.

[95] Thuselt, F. *Physik der Halbleiterbauelemente.* Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2011. ISBN 978-3-642-20031-1. doi:10.1007/978-3-642-20032-8. URL http://link.springer.com/10.1007/978-3-642-20032-8.

[96] Pal, P. und Sato, K. *A comprehensive review on convex and concave corners in silicon bulk micromachining based on anisotropic wet chemical etching. Micro and Nano Systems Letters*, 3(1):6, 2015. ISSN 2213-9621. doi:10.1186/s40486-015-0012-4. URL http://www.mnsl-journal.com/content/3/1/6.

[97] Smiljanić, M., Lazić, Ž., Radjenović, B., Radmilović-Radjenović, M., und Jović, V. *Evolution of Si Crystallographic Planes-Etching of Square and Circle Patterns in 25 wt % TMAH. Micromachines*, 10(2):102, 2019. ISSN 2072-666X. doi:10.3390/mi10020102. URL http://www.mdpi.com/2072-666X/10/2/102.

[98] Sato, K., Shikida, M., Yamashiro, T., Asaumi, K., Iriye, Y., und Yamamoto, M. *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. ISSN 09244247. doi:10.1016/S0924-4247(98)00271-4. URL https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0924424798002714.

[99] Pal, P. und Singh, S. S. *A New Model for the Etching Characteristics of Corners Formed by Si {111} Planes on Si {110} Wafer Surface. Engineering*, 05(11):1–8, 2013. ISSN 1947-3931. doi:10.4236/eng.2013.511A001. URL http://www.scirp.org/journal/doi.aspx?DOI=10.4236/eng.2013.511A001.

[100] Pal, P. und Singh, S. S. *A simple and robust model to explain convex corner undercutting in wet bulk micromachining. Micro and Nano Systems Letters*, 1(1):1–6, 2013. ISSN 22139621. doi:10.1186/2213-9621-1-1.

[101] Wu, X.-P. und Ko, W. H. *Compensating corner undercutting in anisotropic etching of (100) silicon. Sensors and Actuators*, 18(2):207–215, 1989. ISSN 02506874. doi:10.1016/0250-6874(89)87019-2. URL https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0250687489870192.

[102] Tokoro, K., Uchikawa, D., Shikida, M., und Sato, K. *Anisotropic etching properties of silicon in KOH and TMAH solutions.* In *MHA'98. Proceedings of the 1998 International Symposium on Micromechatronics and Human Science. - Creation of New Industry - (Cat. No.98TH8388)*, December 1998, Seiten 65–70. IEEE, 1998. ISBN 0-7803-5130-4. doi:10.1109/MHS.1998.745752. URL http://ieeexplore.ieee.org/document/745752/.

[103] Franssila, S. *Introduction to Microfabrication.* John Wiley & Sons, Ltd, Chichester, UK, 2010. ISBN 9781119990413. doi:10.1002/9781119990413. URL http://doi.wiley.com/10.1002/9781119990413.

[104] Strandman, C., Rosengren, L., Elderstig, H., und Backlund, Y. *Fabrication of 45° mirrors together with well-defined v-grooves using wet anisotropic etching of silicon. Journal of Microelectromechanical Systems*, 4(4):213–219, 1995. ISSN 10577157. doi:10.1109/84.475548. URL http://ieeexplore.ieee.org/document/475548/.

[105] Pal, P., Sato, K., Shikida, M., und Gosálvez, M. A. *Study of corner compensating structures and fabrication of various shapes of MEMS structures in pure and surfactant added TMAH. Sensors and Actuators A: Physical*, 154(2):192–203, 2009. ISSN 09244247. doi:10.1016/j.sna.2008.09.002. URL `https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0924424708004652`.

[106] Smiljanić, M. M., Jović, V., und Lazić, Ž. *Maskless convex corner compensation technique on a (1 0 0) silicon substrate in a 25 wt% TMAH water solution. Journal of Micromechanics and Microengineering*, 22(11):115011, 2012. ISSN 0960-1317. doi:10.1088/0960-1317/22/11/115011. URL `http://stacks.iop.org/0960-1317/22/i=11/a=115011?key=crossref.361f6e94a37afe0e807e08cd9e320adc`.

[107] Chung, I. J., Murfett, D. B., Hariz, A., und Haskard, M. R. *Fabrication of high aspect ratio silicon micro-tips for field emission devices. Journal of Materials Science*, 32(18):4999–5003, 1997. ISSN 00222461. doi:10.1023/A:1018692711614.

[108] Bagolini, A., Faes, A., und Decarli, M. *Influence of etching potential on convex corner anisotropic etching in TMAH solution. Journal of Microelectromechanical Systems*, 19(5):1254–1259, 2010. ISSN 10577157. doi:10.1109/JMEMS.2010.2067436.

[109] Zubel, I., Barycka, I., Kotowska, K., und Kramkowska, M. X. *Silicon anisotropic etching in alkaline solutions IV the effect of organic and inorganic agents on silicon anisotropic etching process. Sensors and Actuators, A: Physical*, 87(3):163–171, 2001. ISSN 09244247. doi:10.1016/S0924-4247(00)00481-7.

[110] Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., und Flannery, B. P. *Numerical recipes: the art of scientific computing*. Cambridge University Press, Cambridge, 3. edition Auflage, 2007. ISBN 9780521884075.

[111] Guerrera, S. A., Velasquez-Garcia, L. F., und Akinwande, A. I. *Scaling of high-aspect-ratio current limiters for the individual ballasting of large arrays of field emitters. IEEE Transactions on Electron Devices*, 59(9):2524–2530, 2012. ISSN 00189383. doi:10.1109/TED.2012.2204262.

[112] Martin, E. E., Trolan, J. K., und Dyke, W. P. *Stable, High Density Field Emission Cold Cathode. Journal of Applied Physics*, 31(5):782–789, 1960. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.1735699. URL `http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1735699`.

[113] Serbun, P., Porshyn, V., Müller, G., und Lützenkirchen-Hecht, D. *Response to "Comment on 'Advanced field emission measurement techniques for research on modern cold cathode materials and their applications for transmission-type x-ray sources'" [Rev. Sci. Instrum. 91, 107101 (2020)]. Review of Scientific Instruments*, 91(10):107102, 2020. ISSN 0034-6748. doi:10.1063/5.0026863. URL `https://doi.org/10.1063/5.0026863http://aip.scitation.org/doi/10.1063/5.0026863`.

[114] Ludwick, J., Zhu, W., und Cahay, M. *Improved Multiscale Model of Heat Exchange at the Apex of Carbon Nanotube Fiber Cathodes*. In *2018 31st International Vacuum Nanoelectronics Conference (IVNC)*, Seiten 1–2. IEEE, 2018. ISBN 978-1-5386-5715-7. doi:10.1109/IVNC.2018.8520110. URL `https://ieeexplore.ieee.org/document/8520110/`.

[115] Serbun, P., Porshyn, V., Muller, G., Lutzenkirchen-Heicht, D., Prommesberger, C., Langer, C., Lawrowski, R., und Schreiner, R. *Field emission behavior of single n- and p-type black*

Si pillar structures. In *2018 31st International Vacuum Nanoelectronics Conference (IVNC)*, Seiten 1–2. IEEE, 2018. ISBN 978-1-5386-5715-7. doi:10.1109/IVNC.2018.8520292. URL https://ieeexplore.ieee.org/document/8520292/.

[116] Giubileo, F., Bartolomeo, A. D., Scarfato, A., Iemmo, L., Bobba, F., Passacantando, M., Santucci, S., und Cucolo, A. *Local probing of the field emission stability of vertically aligned multi-walled carbon nanotubes*. *Carbon*, 47(4):1074–1080, 2009. ISSN 00086223. doi:10.1016/j.carbon.2008.12.035. URL https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0008622308007112.

[117] Yeong, K. S., Maung, K. H., und Thong, J. T. L. *The effects of gas exposure and UV illumination on field emission from individual ZnO nanowires*. *Nanotechnology*, 18(18):185608, 2007. ISSN 0957-4484. doi:10.1088/0957-4484/18/18/185608. URL https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0957-4484/18/18/185608.

[118] Arif, M., Heo, K., Lee, B. Y., Lee, J., Seo, D. H., Seo, S., Jian, J., und Hong, S. *Metallic nanowire–graphene hybrid nanostructures for highly flexible field emission devices*. *Nanotechnology*, 22(35):355709, 2011. ISSN 0957-4484. doi:10.1088/0957-4484/22/35/355709. URL https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0957-4484/22/35/355709.

[119] Daradkeh, S. I. und Mousa, M. S. *Switch-on Phenomena and Field Emission from Single-Walled Carbon Nanotubes Embedded in Glass*. *Applied Microscopy*, 47(3):86–94, 2017. ISSN 2287-5123. doi:10.9729/AM.2017.47.3.86. URL http://www.appmicro.org/journal/view.html?doi=10.9729/AM.2017.47.3.86.

[120] Mousa, M. S. *Field electron emission studies on zinc oxide coated tungsten microemitters*. *Surface Science*, 266(1-3):110–120, 1992. ISSN 00396028. doi:10.1016/0039-6028(92)91006-W.

[121] Morita, M., Ohmi, T., Hasegawa, E., Kawakami, M., und Ohwada, M. *Growth of native oxide on a silicon surface*. *Journal of Applied Physics*, 68(3):1272–1281, 1990. ISSN 00218979. doi:10.1063/1.347181.

[122] Morita, M., Ohmi, T., Hasegawa, E., Kawakami, M., und Suma, K. *Control factor of native oxide growth on silicon in air or in ultrapure water*. *Applied Physics Letters*, 55(6):562–564, 1989. ISSN 00036951. doi:10.1063/1.102435.

[123] Forbes, R. G. und Deane, J. H. *Reformulation of the standard theory of Fowler-Nordheim tunnelling and cold field electron emission*. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 463(2087):2907–2927, 2007. ISSN 14712946. doi:10.1098/rspa.2007.0030.

[124] Biswas, D. und Rudra, R. *Shielding effects in random large area field emitters, the field enhancement factor distribution, and current calculation*. *Physics of Plasmas*, 25(8):083105, 2018. ISSN 1070-664X. doi:10.1063/1.5041019. URL http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.5041019.

[125] Wang, X. Q., Wang, M., Ge, H. L., Chen, Q., und Xu, Y. B. *Modeling and simulation for the field emission of carbon nanotubes array*. *Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures*, 30(1-2):101–106, 2005. ISSN 13869477. doi:10.1016/j.physe.2005.07.012.

[126] Cai, D. und Liu, L. *The screening effects of carbon nanotube arrays and its field emission optimum density*. *AIP Advances*, 3(12):122103, 2013. ISSN 2158-3226. doi:10.1063/1.4841275. URL http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4841275.

[127] Nilsson, L., Groening, O., Emmenegger, C., Kuettel, O., Schaller, E., Schlapbach, L., Kind, H., Bonard, J.-M., und Kern, K. *Scanning field emission from patterned carbon nanotube films. Applied Physics Letters*, 76(15):2071–2073, 2000. ISSN 0003-6951. doi: 10.1063/1.126258. URL http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.126258.

[128] Bieker, J., Forbes, R. G., Wilfert, S., und Schlaak, H. F. *Simulation-Based Model of Randomly Distributed Large-Area Field Electron Emitters. IEEE Journal of the Electron Devices Society*, 7(June):997–1006, 2019. ISSN 2168-6734. doi:10.1109/JEDS.2019.2940086. URL https://ieeexplore.ieee.org/document/8827488/.

[129] Herrmannsfeldt, W., Becker, R., Brodie, I., Rosengreen, A., und Spindt, C. *High-resolution simulation of field emission. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 298(1-3):39–44, 1990. ISSN 01689002. doi:10.1016/0168-9002(90)90595-W. URL https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/016890029090595W.

[130] Hong, D. *Simulations of fabricated field emitter structures. Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, 12(2):764, 1994. ISSN 0734211X. doi:10.1116/1.587387. URL http://scitation.aip.org/content/avs/journal/jvstb/12/2/10.1116/1.587387.

[131] Han, S., Lee, M. H., und Ihm, J. *Dynamical simulation of field emission in nanostructures. Physical Review B*, 65(8):085405, 2002. ISSN 0163-1829. doi:10.1103/PhysRevB.65.085405. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.65.085405.

[132] Chumak, M. A., Filippov, S. V., Kolosko, A. G., und Popov, E. O. *Estimation of the area of field emission of a carbon nanotube using modelling in COMSOL Multiphysics. Journal of Physics: Conference Series*, 1038(1):012121, 2018. ISSN 1742-6588. doi: 10.1088/1742-6596/1038/1/012121. URL https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/1038/1/012121.

[133] Hirano, T., Kanemaru, S., und Itoh, J. *Emission current saturation of the p -type silicon gated field emitter array. Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, 14(5):3357–3360, 1996. ISSN 1071-1023. doi:10.1116/1.588535. URL https://pubs.aip.org/jvb/article/14/5/3357/418275/Emission-current-saturation-of-the-p-type-silicon.

[134] Cuevas, A., Basore, P. A., Giroult-Matlakowski, G., und Dubois, C. *Surface recombination velocity of highly doped n -type silicon. Journal of Applied Physics*, 80(6):3370–3375, 1996. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.363250. URL http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.363250.

[135] Mingels, S., Porshyn, V., Bornmann, B., Lützenkirchen-Hecht, D., und Müller, G. *Sensitive fast electron spectrometer in adjustable triode configuration with pulsed tunable laser for research on photo-induced field emission cathodes. Review of Scientific Instruments*, 86(4), 2015. ISSN 10897623. doi:10.1063/1.4919011. URL http://dx.doi.org/10.1063/1.4919011.

[136] Charbonnier, F. M., Strayer, R. W., Swanson, L. W., und Martin, E. E. *Nottingham effect in field and T-F emission: Heating and cooling domains, and inversion temperature. Physical Review Letters*, 13(13):397–401, 1964. ISSN 00319007. doi:10.1103/PhysRevLett.13.397.

[137] Fursey, G. N. und Egorov, N. V. *Field Emission from p-Type Si. Physica Status Solidi (B)*, 32(1):23–29, 1969. ISSN 15213951. doi:10.1002/pssb.19690320103. URL https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/pssb.19690320103.

[138] KONISHI, T., UESUGI, K., KAWANO, S., YAO, T., OHSHIMA, H., ITO, H., und HATTORI, T. *Characterization of HF-Treated Si Surfaces by Photoluminescence Spectroscopy and Scanning Tunneling Microscopy.* In *Extended Abstracts of the 1992 International Conference on Solid State Devices and Materials*, Seiten 129–131. The Japan Society of Applied Physics, 1992. doi:10.7567/SSDM.1992.PA1-8. URL https://confit.atlas.jp/guide/organizer/ssdm/ssdm1992/subject/PA1-8/detail.

[139] Baek, D., Rouvimov, S., Kim, B., Jo, T.-C., und Schroder, D. K. *Surface recombination velocity of silicon wafers by photoluminescence. Applied Physics Letters*, 86(11):112110, 2005. ISSN 0003-6951. doi:10.1063/1.1884258. URL http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1884258.

[140] Dimaria, D. J. und Cartier, E. *Mechanism for stress-induced leakage currents in thin silicon dioxide films. Journal of Applied Physics*, 78(6):3883–3894, 1995. ISSN 00218979. doi:10.1063/1.359905.

[141] Alpert, D., Lee, D., Lyman, E. M., und Tomaschke, H. E. *Effect of Gas Pressure on Electrical Breakdown and Field Emission. Journal of Applied Physics*, 38(2):880–881, 1967. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.1709429. URL http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1709429.

[142] Prommesberger, C., Langer, C., Ławrowski, R., und Schreiner, R. *Investigations on the long-term performance of gated p-type silicon tip arrays with reproducible and stable field emission behavior. Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena*, 35(1):012201, 2017. ISSN 2166-2746. doi:10.1116/1.4972519. URL http://dx.doi.org/10.1116/1.4972519.

[143] Karain, W. I., Knight, L. V., Allred, D. D., und Reyes-Mena, A. *Emitted current instability from silicon field emission emitters due to sputtering by residual gas ions. Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 12(4):2581–2585, 1994. ISSN 0734-2101. doi:10.1116/1.579061.

[144] Egorov, N. und Sheshin, E. *Field Emission Electronics*, Band 60 von *Springer Series in Advanced Microelectronics*. Springer International Publishing, Cham, 2017. ISBN 978-3-319-56560-6. doi:10.1007/978-3-319-56561-3. URL http://link.springer.com/10.1007/978-3-319-56561-3.

[145] Alton, G. *Semi-empimcal mathematical relationships for electropositive adsorbate induced work function changes. Surface Science*, 175(1):226–240, 1986. ISSN 00396028. doi:10.1016/0039-6028(86)90094-4. URL https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0039602886900944.

[146] Itoh, J. *Development and applications of field emitter arrays in Japan. Applied Surface Science*, 111:194–203, 1997. ISSN 01694332. doi:10.1016/S0169-4332(96)00845-8. URL https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0169433296008458.

[147] Brodie, I. und Spindt, C. *The application of thin-film field-emission cathodes to electronic tubes. Applications of Surface Science*, 2(2):149–163, 1979. ISSN 03785963. doi:10.1016/0378-5963(79)90031-X. URL https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/037859637990031X.

[148] Bachmann, M., Dams, F., Düsberg, F., Hofmann, M., Pahlke, A., Langer, C., Ławrowski, R., Prommesberger, C., und Schreiner, R. *Stability investigation of high aspect ratio n-type silicon field emitter arrays. IVNC 2015 - Technical Digest: 28th International Vacuum Nanoelectronics Conference*, Seiten 204–205, 2015. doi:10.1109/IVNC.2015.7225584.

[149] Sun, Y., Shin, D. H., Yun, K. N., Hwang, Y. M., Song, Y., Leti, G., Jeon, S.-G., Kim, J.-I., Saito, Y., und Lee, C. J. *Field emission behavior of carbon nanotube field emitters after high temperature thermal annealing. AIP Advances*, 4(7):077110, 2014. ISSN 2158-3226. doi:10.1063/1.4889896. URL http://dx.doi.org/10.1063/1.4889896http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4889896.

[150] Sapkota, K. R., Leonard, F., Talin, A. A., Gunning, B. P., Kazanowska, B. A., Jones, K. S., und Wang, G. T. *Ultralow Voltage GaN Vacuum Nanodiodes in Air. Nano Letters*, 21(5):1928–1934, 2021. ISSN 15306992. doi:10.1021/acs.nanolett.0c03959.

[151] Dams, F., Navitski, A., Prommesberger, C., Serbun, P., Langer, C., Müller, G., und Schreiner, R. *Homogeneous field emission cathodes with precisely adjustable geometry fabricated by silicon technology. IEEE Transactions on Electron Devices*, 59(10):2832–2837, 2012. ISSN 00189383. doi:10.1109/TED.2012.2206598.

[152] Bachmann, M., Dams, F., Dusberg, F., Hofmann, M., Pahlke, A., Langer, C., Lawrowski, R., Prommesberger, C., und Schreiner, R. *Control of the electron source current. 2017 30th International Vacuum Nanoelectronics Conference, IVNC 2017*, (July):66–67, 2017. doi:10.1109/IVNC.2017.8051550.

[153] Murata, H., Shinya, H., Ikeda, T., Taguchi, K., Rokuta, E., Shimoyama, H., Nagao, M., und Murakami, K. *Improvement of a number of active tips and emission measurements from individual tips in volcanostructured Spindt-type field emitter arrays.* In *2018 31st International Vacuum Nanoelectronics Conference (IVNC)*, Seiten 1–2. IEEE, 2018. ISBN 978-1-5386-5715-7. doi:10.1109/IVNC.2018.8520154. URL https://ieeexplore.ieee.org/document/8520154/.

[154] Schels, A., Edler, S., Herdl, F., Hansch, W., Bachmann, M., Ritter, D., Dudeck, M., Düsberg, F., Meyer, M., Pahlke, A., Hausladen, M., Buchner, P., und Schreiner, R. *In situ quantitative field emission imaging using a low-cost CMOS imaging sensor . Journal of Vacuum Science & Technology B*, 40(1):014202, 2022. ISSN 2166-2746. doi:10.1116/6.0001551.

[155] Purcell, S. T. *Nanoprotrusion model for field emission from integrated microtips. Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, 15(5):1666, 1997. ISSN 0734211X. doi:10.1116/1.589352. URL http://scitation.aip.org/content/avs/journal/jvstb/15/5/10.1116/1.589352.

[156] Chatterton, P. A. *A theoretical study of field emission initiated vacuum breakdown. Proceedings of the Physical Society*, 88(1):231–245, 1966. ISSN 0370-1328. doi:10.1088/0370-1328/88/1/326. URL https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0370-1328/88/1/326.

[157] De Renzi, V., Rousseau, R., Marchetto, D., Biagi, R., Scandolo, S., und del Pennino, U. *Metal Work-Function Changes Induced by Organic Adsorbates: A Combined Experimental and Theoretical Study. Physical Review Letters*, 95(4):046804, 2005. ISSN 0031-9007. doi:10.1103/PhysRevLett.95.046804. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.95.046804.

[158] He, H., Zhang, J., Yang, J., und Yang, F. *Silicon tip sharpening based on thermal oxidation technology. Microsystem Technologies*, 23(6):1799–1803, 2017. ISSN 0946-7076. doi:10.1007/s00542-016-2941-0. URL `http://link.springer.com/10.1007/s00542-016-2941-0`.

[159] Hunt, C., Trujillo, J., und Orvis, W. *Structure and electrical characteristics of silicon field emission microelectronic devices. IEEE Transactions on Electron Devices*, 38(10):2309–2313, 1991. ISSN 00189383. doi:10.1109/16.88515. URL `http://ieeexplore.ieee.org/document/88515/`.

[160] Marcus, R. B., Ravi, T. S., Gmitter, T., Chin, K., Liu, D., Orvis, W. J., Ciarlo, D. R., Hunt, C. E., und Trujillo, J. *Formation of silicon tips with <1 nm radius. Applied Physics Letters*, 56(3):236–238, 1990. ISSN 0003-6951. doi:10.1063/1.102841. URL `http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.102841`.

[161] Carlberg, P., Graczyk, M., Sarwe, E. L., Maximov, I., Beck, M., und Montelius, L. *Lift-off process for nanoimprint lithography. Microelectronic Engineering*, 67-68:203–207, 2003. ISSN 01679317. doi:10.1016/S0167-9317(03)00072-8.

[162] Wang, Y., Kumar, R., Zhou, X., Pan, J., und Chai, J. *Effect of oxygen plasma treatment on low dielectric constant carbon-doped silicon oxide thin films. Thin Solid Films*, 473(1):132–136, 2005. ISSN 00406090. doi:10.1016/j.tsf.2004.07.076. URL `https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0040609004010429`.

[163] Yam, C.-M., Xiao, Z., Gu, J., Boutet, S., und Cai, C. *Modification of Silicon AFM Cantilever Tips with an Oligo(ethylene glycol) Derivative for Resisting Proteins and Maintaining a Small Tip Size for High-Resolution Imaging. Journal of the American Chemical Society*, 125(25):7498–7499, 2003. ISSN 0002-7863. doi:10.1021/ja0350435. URL `https://pubs.acs.org/doi/10.1021/ja0350435`.

[164] Sirghi, L., Kylián, O., Gilliland, D., Ceccone, G., und Rossi, F. *Cleaning and Hydrophilization of Atomic Force Microscopy Silicon Probes. The Journal of Physical Chemistry B*, 110(51):25975–25981, 2006. ISSN 1520-6106. doi:10.1021/jp063327g. URL `https://pubs.acs.org/doi/10.1021/jp063327g`.

[165] Brodie, I. und Spindt, C. *Vacuum Microelectronics.* In *Advances in Electronics and Electron Physics*, Band 83, Seiten 1–106. 1992. ISBN 0120147254. doi:10.1016/S0065-2539(08)60006-2. URL `https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0065253908600062`.

[166] Knotek, M. L. *Stimulated desorption. Reports on Progress in Physics*, 47(11):1499–1561, 1984. ISSN 0034-4885. doi:10.1088/0034-4885/47/11/002. URL `https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0034-4885/47/11/002`.

[167] Jensen, K. L. *Exchange-correlation, dipole, and image charge potentials for electron sources: Temperature and field variation of the barrier height. Journal of Applied Physics*, 85(5):2667–2680, 1999. ISSN 00218979. doi:10.1063/1.369584.

[168] Yu, M. L., Lang, N. D., Hussey, B. W., Chang, T. H. P., und Mackie, W. A. *New Evidence for Localized Electronic States on Atomically Sharp Field Emitters. Physical Review Letters*, 77(8):1636–1639, 1996. ISSN 0031-9007. doi:10.1103/PhysRevLett.77.1636. URL `https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.77.1636`.

[169] Charbonnier, F. *Arcing and voltage breakdown in vacuum microelectronics microwave devices using field emitter arrays: Causes, possible solutions, and recent progress. Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, 16(2):880, 1998. ISSN 0734211X. doi:10.1116/1.589924. URL http://scitation.aip.org/content/avs/journal/jvstb/16/2/10.1116/1.589924.

[170] Wang, R., Kreuzer, H., und Forbes, R. G. *Field adsorption of helium and neon on metals: an integrated theory. Surface Science*, 350(1-3):183–205, 1996. ISSN 00396028. doi:10.1016/0039-6028(96)80062-8. URL https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0039602889901970https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0039602896800628.

[171] Jensen, K. L., Lau, Y. Y., Feldman, D. W., und O'Shea, P. G. *Electron emission contributions to dark current and its relation to microscopic field enhancement and heating in accelerator structures. Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, 11(8):1–17, 2008. ISSN 10984402. doi:10.1103/PhysRevSTAB.11.081001.

[172] Swanson, L. W. und Schwind, G. A. *Electron emission from a liquid metal. Journal of Applied Physics*, 49(11):5655–5662, 1978. ISSN 00218979. doi:10.1063/1.324488.

[173] Levine, J. D. *Field emission from microtip test arrays using resistor stabilization. Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, 13(2):474, 1995. ISSN 0734211X. doi:10.1116/1.588336. URL http://scitation.aip.org/content/avs/journal/jvstb/13/2/10.1116/1.588336.

[174] Thong, J. T., Oon, C. H., Eng, W. K., Zhang, W. D., und Gan, L. M. *High-current field emission from a vertically aligned carbon nanotube field emitter array. Applied Physics Letters*, 79(17):2811–2813, 2001. ISSN 00036951. doi:10.1063/1.1412590.

[175] Herdl, F. *Novel current dependent performance test for field emitter by Florian Herdl.* Masterarbeit, University of applied sciences Munich, 2021.

[176] Lawrowski, R., Bachmann, M., und Schreiner, R. *Field Emission Arrays from Graphite Fabricated by Laser Micromachining.* In *2021 34th International Vacuum Nanoelectronics Conference (IVNC)*, Band 023203, Seiten 1–2. IEEE, 2021. ISBN 978-1-6654-2589-6. doi:10.1109/IVNC52431.2021.9600736. URL https://ieeexplore.ieee.org/document/9600736/.

[177] Serbun, P., Porshyn, V., Müller, G., Mingels, S., Lützenkirchen-Heicht, D., Bachmann, M., Düsberg, F., Dams, F., Hofmann, M., Pahlke, A., Prommesberger, C., Langer, C., Ławrowski, R., und Schreiner, R. *Field emission behavior of Au-tip-coated p-type Si pillar structures. 2016 29th International Vacuum Nanoelectronics Conference, IVNC 2016*, Seiten 11–12, 2016. doi:10.1109/IVNC.2016.7551516.

[178] Ławrowski, R., Pirker, L., Kaneko, K., Kokubo, H., Bachmann, M., Ikuno, T., Remskar, M., und Schreiner, R. *Field emission from nanotubes and flakes of transition metal dichalcogenides. Journal of Vacuum Science & Technology B*, 38(3):032801, 2020. ISSN 2166-2746. doi:10.1116/1.5140474. URL http://avs.scitation.org/doi/10.1116/1.5140474.

[179] He, J., Cutler, P. H., und Miskovsky, N. M. *Generalization of Fowler–Nordheim field emission theory for nonplanar metal emitters. Applied Physics Letters*, 59(13):1644–1646, 1991. ISSN 0003-6951. doi:10.1063/1.106257. URL http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.106257.

[180] Schwoebel, P. R., Spindt, C. A., Holland, C. E., und Panitz, J. A. *Field emission current cleaning and annealing of microfabricated cold cathodes. Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, 19(3):980, 2001. ISSN 0734211X. doi:10.1116/1.1349206. URL http://scitation.aip.org/content/avs/journal/jvstb/19/3/10.1116/1.1349206.

[181] Schwoebel, P. R. *Surface-science aspects of vacuum microelectronics. Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, 13(4):1391, 1995. ISSN 0734211X. doi:10.1116/1.588219. URL http://scitation.aip.org/content/avs/journal/jvstb/13/4/10.1116/1.588219.

[182] Allen, F. *Field emission from silicon and germanium; field desorption and surface migration. Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 19(1-2):87–99, 1961. ISSN 00223697. doi:10.1016/0022-3697(61)90061-0. URL https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0022369761900610.

[183] Jensen, K. L., Mukhopadhyay-Phillips, P., Zaidman, E. G., Nguyen, K., Kodis, M. A., Malsawma, L., und Hor, C. *Electron emission from a single spindt-type field emitter: Comparison of theory with experiment. Applied Surface Science*, 111:204–212, 1997. ISSN 01694332. doi:10.1016/S0169-4332(96)00726-X. URL https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S016943329600726X.

[184] Bhattacharya, R., Karaulac, N., Chern, W., Akinwande, A. I., und Browning, J. *Temperature effects on gated silicon field emission array performance. Journal of Vacuum Science & Technology B*, 39(2):023201, 2021. ISSN 2166-2746. doi:10.1116/6.0000753. URL https://avs.scitation.org/doi/10.1116/6.0000753.

[185] Almaksour, K., Kirkpatrick, M. J., Dessante, P., Odic, E., Simonin, A., de Esch, H. P. L., Lepetit, B., Alamarguy, D., Bayle, F., und Teste, P. *Experimental study of the reduction of field emission by gas injection in vacuum for accelerator applications. Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, 17(10):103502, 2014. ISSN 1098-4402. doi:10.1103/PhysRevSTAB.17.103502. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSTAB.17.103502.

[186] Aslam, M. *Triode characteristics and vacuum considerations of evaporated silicon microdevices. Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, 11(2):422, 1993. ISSN 0734211X. doi:10.1116/1.586875. URL http://scitation.aip.org/content/avs/journal/jvstb/11/2/10.1116/1.586875.

[187] Busta, H. H. *Vacuum microelectronics-1992. Journal of Micromechanics and Microengineering*, 2(2), 1992. URL https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0960-1317/2/2/001/meta?casa{%}7B{_}{%}7Dtoken=m5zUr9Lbf8cAAAAA:IaZtX8jeniUHBBI4nsgL3pLYUgh8FLsvn3l1FLmDPgunOsysjBOz6iCCgZ99gZ2wgXP{%}7B{_}{%}7DL2Fg

[188] Dillon, J. A. und Farnsworth, H. E. *Work Function and Sorption Properties of Silicon Crystals. Journal of Applied Physics*, 29(8):1195–1202, 1958. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.1723401. URL http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1723401.

[189] BRODIE, I. *Bombardment of field-emission cathodes by positive ions formed in the interelectrode region. International Journal of Electronics*, 38(4):541–550, 1975. ISSN 0020-7217. doi:10.1080/00207217508920424. URL http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/00207217508920424.

[190] Spindt, C., Holland, C., Rosengreen, A., und Brodie, I. *Field-emitter arrays for vacuum microelectronics. IEEE Transactions on Electron Devices*, 38(10):2355–2363, 1991. ISSN 00189383. doi:10.1109/16.88525. URL http://ieeexplore.ieee.org/document/88525/.

[191] Busta, H. H., Pogemiller, J. E., und Zimmerman, B. J. *Emission Characteristics of Silicon Vacuum Triodes with Four Different Gate Geometries. IEEE Transactions on Electron Devices*, 40(8):1530–1536, 1993. ISSN 15579646. doi:10.1109/16.223715.

[192] Wutz, M., Adam, H., Walcher, W., und Jousten, K. *Handbuch Vakuumtechnik*. Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, 2000. ISBN 978-3-322-99948-1. doi:10.1007/978-3-322-99947-4. URL http://link.springer.com/10.1007/978-3-322-99947-4.

Publikationen

Publikationen in referierten Journalen

- S. Edler, A. Schels, F. Herdl, W. Hansch, M. Bachmann, M .Dudeck, F. Düsberg, A. Pahlke, M. Hausladen, P. Buchner und R. Schreiner, Origin of the current saturation level of p-doped silicon field emitters, J. Vac. Sci. Technol. B 40, 013203 (2022), doi: 10.1116/6.0001554

- S. Edler, J. Biba, A. Schels, W. Hansch, M. Bachmann, F. Düsberg, M. Werber, C. Langer und A. Pahlke, Silicon field emitters fabricated by dicing-saw and wet-chemical-etching, J. Vac. Sci. Technol. B 39, 013201 (2021), doi: 10.1116/6.0000466

- S. Edler, M. Bachmann, J. Breuer, F. Dams, F. Düsberg, M. Hofmann, J. Jakšič, A. Pahlke, C. Langer, R. Ławrowski, C. Prommesberger und R. Schreiner, Influence of adsorbates on the performance of a field emitter array in a high voltage triode setup, J. Appl. Phys. 122, 124503 (2017), doi: 10.1063/1.4987134

- A. Schels, F. Herdl, M. Hausladen, D. Wohlfartsstätter, S. Edler, M. Bachmann, A. Pahlke, R. Schreiner und W. Hansch, Quantitative Field Emission Imaging for Studying the Doping-Dependent Emission Behavior of Silicon Field Emitter Arrays, Micromachines 14, no. 11: 2008 (2023) https://doi.org/10.3390/mi14112008

- M. Bachmann, F. Düsberg, A. Pahlke, S. Edler, A. Schels, F. Herdl, M. Hausladen, P. Buchner und R. Schreiner, The “LED-version” of the electron gun, Vakuum in Forschung Und Praxis 35(3), 32–37 (2023), doi: 10.1002/vipr.202300801

- M. Bachmann, F. Düsberg, A. Pahlke, S. Edler, A. Schels, F. Herdl, R. Ławrowski und R. Schreiner, High current silicon nanowire field emitter arrays, J. Vac. Sci. Technol. B 40, 010605 (2022), doi: 10.1116/6.0001639

- A. Schels, S. Edler, F. Herdl, W. Hansch, M. Bachmann, D. Ritter, M. Dudeck, F. Düsberg, M. Meyer, A. Pahlke, M. Hausladen und R. Schreiner, In-situ quantitative field emission imaging using a low-cost CMOS imaging sensor, J. Vac. Sci. Technol. B 40, 014202 (2022), doi: 10.1116/6.0001551

- M. Bachmann, F.Düsberg, C. Langer, F. Herdl, L. Bergbreiter, F. Dams, N. Miyakawa, T. Eggert, A. Pahlke, S. Edler, C. Prommesberger, R. Ławrowski, M. Hausladen und R. Schreiner, Vacuum-sealed field emission electron gun, J. Vac. Sci. Technol. B 38, 023203 (2020), doi: 10.1116/1.5139316

- J. Breuer, M. Bachmann, F. Düsberg, A. Pahlke, S. Edler, C. Langer, C. Prommesberger, R. Ławrowski, R. Schreiner, P. Serbun und D. Lützenkirchen-Hecht, Extraction of the current distribution out of saturated integral measurement data of p-type silicon field emitter arrays, J. Vac. Sci. Technol. B 36, 051805 (2018), doi: 10.1116/1.5035189

Publikationen auf Konferenzen

- S. Edler, A. Schels, F. Herdl, W. Hansch, M. Bachmann, D. Wohlfartsstätter, F. Düsberg, A. Pahlke, M. Hausladen, P. Buchner, R. Schreiner, Current dependent field emission performance test using a CMOS imaging sensor, The 8th ITG International Vacuum Electronics Workshop (IVEW) 2022

- S. Edler, J. Biba, W. Hansch, M. Bachmann, F. Düsberg, C. Langer, A. Schels, M. Werber und A. Pahlke, Silicon Field Emitters fabricated by Dicing-Saw and TMAH-Etch, Proceedings of the 33th International Vacuum Nanoelectronics Conference, 75 (2020), 10.1109/IVNC49440.2020.9203262

- S. Edler, M. Bachmann, J. Biba, F. Düsberg, C. Langer, A. Schels, M. Werber, A. Pahlke und W. Hansch, Silicon field emitters fabricated by saw-dicing and TMAH etching, 7th International Vacuum Electronics Workshop (IVEW 2020) and 13th International Vacuum Electron Sources Conference (IVeSC 2020)

- S. Edler, W. Hansch, M. Bachmann, F. Düsberg, M. Hofmann, J. Jakšič, J. Breuer, F. Dams, A. Pahlke, C. Langer, R. Ławrowski, C. Prommesberger und R. Schreiner, Influence of adsorbates on the performance of a field emitter array in a high voltage triode setup, Proceedings of the 32nd International Vacuum Nanoelectronics Conference, 118 (2018),10.1109/IVNC.2018.8520214

- A. Schels et al., "Beta Factor Mapping of Individual Emitting Tips During Integral Operation of Field Emission Arrays,"2023 IEEE 36th International Vacuum Nanoelectronics Conference (IVNC), Cambridge, MA, USA, 2023, pp. 224-226, doi: 10.1109/IVNC57695.2023.10188957

- M. Hausladen, P. Buchner, A. Schels, S. Edler, M. Bachmann and R. Schreiner, Än Integrated Field Emission Electron Source on a Chip Fabricated by Laser-Micromachining and Mems Technology,"2023 IEEE 36th International Vacuum Nanoelectronics Conference (IVNC), Cambridge, MA, USA, 2023, pp. 115-116, doi: 10.1109/IVNC57695.2023.10189001

- P. Buchner, M. Hausladen, A. Schels, F. Herdl, S. Edler, M. Bachmann and R. Schreiner, An Integrated Silicon Nanowire Field Emission Electron Source on a Chip with High Electron Transmission, Proceedings of the 36th International Vacuum Nanoelectronics Conference (IVNC), Cambridge, MA, USA, 2023, pp. 6-8, doi: 10.1109/IVNC57695.2023.10188878.

- F. Herdl, M. Kueddelsmann, A. Schels, M. Bachmann, S. Edler, D. Wohlfartsstätter, F. Düsberg, A. Prugger, M. Dillig, F. Dams, R. Schreiner, C Coileáin, S. Zimmermann, A. Pahlke, and G. Duesberg, Characterization and Operation of Graphene-Oxide-Semiconductor Emitters at Atmospheric Pressure Levels, 2023 IEEE 36th International Vacuum Nanoelectronics Conference (IVNC), Cambridge, MA, USA, 2023, pp. 14-16, doi: 10.1109/IVNC57695.2023.10188974

- A. Schels, S. Edler, F. Herdl, W. Hansch, M. Bachmann, D. Wohlfartsstätter, F. Düsberg, A. Pahlke, M. Hausladen, R. Schreiner, Comparison of p- and n-doped silicon field emitter arrays using quantitative field emission imaging, 2022 IEEE 35th International Vacuum Nanoelectronics Conference (IVNC), Seoul, 2023

- A. Schels, S. Edler, F. Herdl, M. Bachmann, D. Ritter, F. Düsberg, A. Pahlke and W. Hansch, Spatially resolved and quantifiable field emission measurements using a CMOS imaging sensor, Teh 65th International Conference on Electron, Ion and Photon Beam Technology and Nanofabrication (EIPBN), 2022

- F. Herdl, A. Schels, L. Höltgen, M. Bachmann, S. Edler, A. Mai, D. Wohlfartsstätter, F. Düsberg, F. Dams, A. Pahlke, M. Kueddelsmann, S. Zimmermann, R. Muñoz, M. García-Hernández and G. Duesberg, Electron capture ionization from planar field emitter, International Society for Ion Mobility Spectrometry (ISIMS), 2022

- M. J. Kueddelsmann, F. Herdl, A. Schels, S. Edler, L.Hoeltgen, G.S. Duesberg, M. Bachmann, A. Mai, D. Wohlfartsstätter, F. Düsberg, F. Dams, A. Pahlke and S. Zimmermann, Using a planar field emitter as ion source for an ion mobility spectrometer in negative polarity, International Society for Ion Mobility Spectrometry (ISIMS), 2022

- F. Herdl, M. Bachmann, D. Wohlfartstätter, F. Düsberg, M. Dudeck, M. Eder, M. Meyer, A. Pahlke, S. Edler, A. Schels, W. Hansch und R. Schreiner, A novel current dependent field emission performance test, Proceedings of the 34th International Vacuum Nanoelectronics Conference, 95 (2021)

- A. Schels, S. Edler, W. Hansch, M. Bachmann, F. Herdl, F. Düsberg, M. Eder, M. Meyer, M. Dudeck und R. Schreiner, Current dependent performance test used on different types of silicon field emitter arrays, Proceedings of the 34th International Vacuum Nanoelectronics Conference, 173 (2021)

- P. Buchner, V. Bomke, M. Hausladen, S. Edler, M. Bachmann und R. Schreiner, Investigation on the Emission Behavior of p-doped Silicon Field Emission Arrays with Individually Controllable Single Tips, Proceedings of the 34th International Vacuum Nanoelectronics Conference, 78 (2021)

- A. Schels, S. Edler, J. Biba, W. Hansch, M. Bachmann, F. Düsberg, C. Langer, M. Meyer, M. Eder, F. Herdl, M. Dudeck, H. Geesmann und A. Pahlke, Silicon Field Emitter fabrication by TMAH Etching of con-vex/concave corners, 9th International Workshop on Mechanisms of Vacuum Arcs (VeVArc 2021)

- M. Bachmann, F. Düsberg, S. Edler, C. Langer, F. Herdl, L. Bergbreiter, F. Dams. N. Miyakawa, T. Eggert, A. Pahlke, C. Prommesberger, R. Ławrowski, M. Hausladen und R. Schreiner, Vacuum-sealed field emission electron gun, Proceedings of the 33rd International Vacuum Nanoelectronics Conference (2019)

- M. Bachmann, F. Düsberg, S. Edler, C. Langer, F. Dams. N. Miyakawa, A. Pahlke, C. Prommesberger, R. Ławrowski, M. Hausladen, R. Schreiner, E. Bunert, C. Wendt und S. Zimmermann, Non-radioactive electron source based on a field emitter array, International Society for Ion Mobility Spectrometry Conference (2019)

- C. Wendt, E. Bunert, M. Bachmann, F. Düsberg, S. Edler, C. Langer, R. Ławrowski, M. Hausladen, R. Schreiner und S. Zimmermann, Application of a New Non-Radioactive Field Emission based Electron Source in Ion Mobility Spectrometry, International Society for Ion Mobility Spectrometry Conference (2019)

- C. Wendt, E. Bunert, S. Zimmermann, M. Bachmann, F. Düsberg, S. Edler, C. Langer, M. Hausladen und R. Schreiner, Application of a New Non-Radioactive Field Emission based Electron Source in Electron Capture Detectors, 14th Dresdner Sensor-Symposium, 40 (2019), 10.5162/14dss2019/

Betreute Arbeiten

- J. Bartsch, Automatisierte Feldemitterarrayvermessung am Rasterelektronenmikroskop, Bachelorarbeit Hochschule München, März 2023
- D. Wohlfartsstätter, Entwicklung einer Ansteuerelektronik für eine Feldemitter-Röntgenröhre, Projektstudie Hochschule München, Dezember 2022
- D. Driendl, Konstruktion einer Röntgenröhre auf Basis von Feldemittern, Bachelorarbeit Hochschule München, September 2022
- D. Ritter, Entwicklung einer Messmethodik zur ortsaufgelösten Emissionsanalyse von Silizium-Feldemitterarrays, Masterarbeit Hochschule München, April 2022
- D. Ritter, Measurement Setup for Field Emission Imaging using a CMSOS Sensor, Projektstudie Hochschule München, Januar 2022
- M. Dudeck, Simulation und Messung von Silizium-Feldemittern, Masterarbeit Hochschule München, Juni 2021.
- F. Herdl, Novel current dependent performance test for field emitter arrays, Masterarbeit Hochschule München, Juni 2021
- F. Herdl, Untersuchung eines Trioden-Aufbaus als Ionisationsvakuummeter mit einer Silizium-Kaltkathode als Elektronenquelle, Projektstudie Hochschule München, November 2020
- M. Dudeck, Simulation von Sägeemitterspitzen mit COMSOL, Projektstudie Hochschule München, Oktober 2020
- A. Schels, Fabrikation, Charakterisierung und Optimierung von feldemissionsbasierten Elektronenquellen, Juni 2020
- A. Schels, Maskenlose Strukturierung von Feldemitter-Arrays mittels Wafer-Säge und TMAH, Projektstudie Hochschule München, März 2020
- M. Weismüller, Fabrikation von black silicon Feldemitterstrukturen, Masterarbeit Hochschule München, Juli 2019
- L. Bergbreiter, Optimierung der Lebensdauer von Feldemitterarrays, Masterarbeit Hochschule München, Dezember 2018

Danksagung

Zuletzt möchte ich mich noch bei all denen bedanken, die zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt **Prof. Dr. Walter Hansch** für das in mich gesetzte Vertrauen bei der selbstständigen Bearbeitung meines Themas. Ohne die fachlichen Diskussionen und die Motivation zum korrekten physikalischen Verständnis der einzelnen Schritte wäre die Arbeit in diesem Umfang nicht möglich gewesen.

Prof. Dr. Georg Düsberg möchte ich für die unkomplizierte und kurzfristige Übernahme der Betreuung meiner Arbeit in den aller letzten Zügen danken.

Außerdem gilt mein Dank der **KETEK GmbH** hier im Speziellen **Silvia Wallner**, **Dr. Reinhard Fojt**, **Dr. Jürgen Knobloch** und **Dr. Andreas Pahlke** für die Finanzierung meiner Stelle, wodurch diese Arbeit erst ermöglicht wurde. Auch für das dadurch in mich gesetzte Vertrauen und die Unterstützung möchte ich mich recht herzlich bedanken.

Ein großes Dankeschön möchte ich an **Dr. Michael Bachmann** richten. Die vielen Stunden und Tage der fachlichen Diskussion und die nur so sprudelnden Ideen haben diese Arbeit maßgeblich mit gestaltet und zu deren Gelingen beigetragen.

Danke sage ich **Dr. Martin Hofmann**, der auch in dieser Arbeit wieder den ein oder anderen Rotstift geopfert hat, somit in großen Stücken am Gelingen mitgewirkt hat und der mich durch unsere wöchentliche Laufrunde nicht nur theoretisch auf Trab gehalten hat.

Bei **Felix Düsberg** bedanke ich mich für die fachlichen Diskussionen und dafür, dass er gerade wenn es in Richtung Schaltungen ging, immer einen hilfreichen Tipp parat hatte.

Zusätzlich möchte ich mich bei allen Mitarbeitern der **Ketek GmbH** für das familiäre und wunderbare Arbeitsklima bedanken und dafür, dass man auch mal nach Feierabend die ein oder andere gemütliche und lustige Stunde miteinander verbringen kann.

Ich möchte **Dr. Josef Biba** danken, der es nie müde wurde, mir meine *drei Fragen* pro Tag zu den wildesten Halbleiterprozessen zu beantworten und mich bei deren Durchführung im Reinraum unterstützt hat.

Auch bei **Eva Schober**, **Silke Boche**, **Dr. Ursula Gossner** und **Andreas Rippler** möchte ich mich für die Hilfe in und um den Reinraum bedanken. Bei **Peter Frank** für die Klärung von mechanischen Problemen in der Werkstatt und auf der Skipiste. Bei **Dr. Torsten Sulima**, **Dr. Tanja Stimpel-Lindner** sowie **Isolde Belz**, die gerade bei allen Fragen rund um das Organisatorische und Bürokratische immer einen nützlichen Tipp parat hatten.

Ebenfalls muss ich mich bei **Andreas Schels** und **Florian Herdl** bedanken, die schon während ihres Studentendaseins zu meiner Arbeit beigetragen haben. Zusätzlich habt ihr mich beide nach eurer Masterarbeit noch in Teilen meiner Dissertation beerbt und ich weiß, die Themengebiete, die von mir nicht mehr bearbeitet wurden, sind bei euch beiden gut aufgehoben. Danke, sage ich auch zu allen anderen Studenten, mit denen ich die Freude hatte zu arbeiten, **Lukas Bergbreiter**, **Marco Weismüller**, **Markus Dudeck**, **Daniela Ritter**, **Damian Driendl**, **Dominik Wohlfartsstätter**, **Julian Bartsch**, **Manuel Meyer**, **Jonas Kubitschek**, **Alexander Pollok**, **Fredrik Morawietz**, **Sara Fries**, **Felix Prengel**, **Magdalena Eder**, **David von Bergen**, **Henning Geesmann**, **Marinus Werber** und **Gabriela Genao**. Ohne eure vielen Ideen, die ihr mit eingebracht habt und eure Hände, die diese dann auch umgesetzt haben, wäre die Arbeit in diesem Umfang nicht möglich gewesen.

Bedanken möchte ich mich auch bei unseren Projektpartnern in Regensburg. Allen voran **Prof. Rupert Schreiner**, der durch die Vielzahl an Ideen, die während den gemeinsamen

Meetings entstanden sind, ebenfalls zum Gelingen der Arbeit beigetragen hat. Ebenso möchte ich mich bei seinen Mitarbeitern **Dr. Christian Prommesberger**, **Dr. Robert Ławrowski**, **Christoph Langer**, **Matthias Hausladen** und **Philipp Buchner** für die angenehme Zusammenarbeit in den gemeinsam bearbeiteten Projekten bedanken und dafür, dass ihr mir bei der ein oder anderen Gelegenheit eure wunderschöne Stadt Regensburg nähergebracht habt.

Ich möchte mich bei meinem Bürokollegen **Dr. Alexander Hirler**, sowie meinen Mitstreitern auf dem Weg zur Dissertation **Dr. Rita Tilmann**, **Laura von Lüders**, **Dr. Maximilian Prechtl**, **Michael Henfling** und **Oliver Hartwig** recht herzlich bedanken. Ihr habt die Zeit, die wir vor Corona gemeinsam hatten, zu einer sehr angenehmen gemacht, auch oder gerade dann, wenn es abends mal wieder länger dauerte.

Großer Dank geht auch an all meine **Freunde**, die mehr zu dieser Arbeit beigetragen haben, als sie vermutlich denken. Ohne die Gedanken zwischendurch auf etwas anderes zu richten und abgelenkt zu werden, um dann wieder neue Energie zu haben, hätte diese Arbeit so nicht fertiggestellt werden können.

Besonders bedanken möchte ich mich auch bei meinen Eltern **Michaela** und **Franz Edler**, die mir immer uneingeschränkte Unterstützung und Ermutigung nicht nur während dieser Arbeit, sondern auch während des gesamten Studiums und meiner Ausbildung zuteilwerden ließen. Nicht vergessen sind auch meine beiden Brüder **Jonas** und **Lukas**, die mich schon seit sie auf der Welt sind und auch während dieser Arbeit immer angespornt haben, weiter zu machen und das Beste aus mir herauszuholen. Zusätzlich möchte ich mich bei meiner Frau **Jasmin Edler** recht herzlich bedanken, ohne deinen Halt, deine Kraft und auch deinen enormen Anschub in den letzten Zügen, der mit deiner Schwangerschaft noch einmal zugenommen hat, hätte ich diese Arbeit nicht so beenden können.