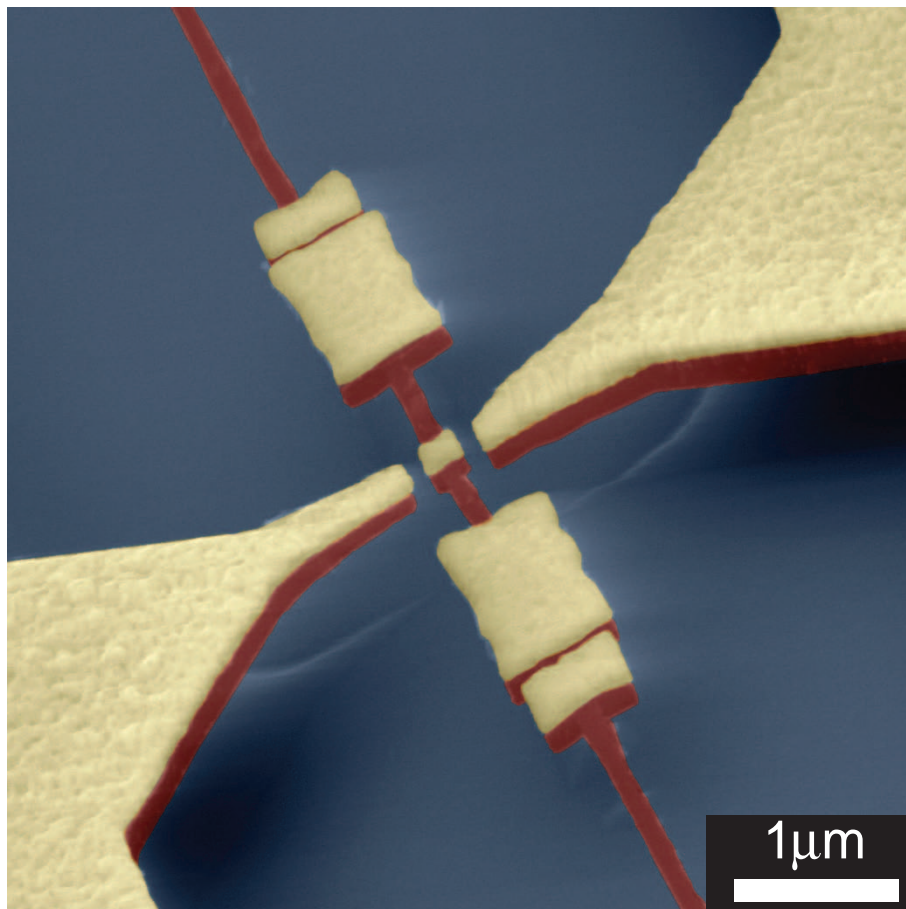

Nano-mechanischer Einzel-Elektronen-Transistor

Daniel König



München 2008

Nano-mechanischer Einzel-Elektronen-Transistor

Daniel König

Dissertation
an der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München



vorgelegt von
Daniel König
aus Göttingen

München, den 09.05.2008

Erstgutachter: Prof. Dr. Jörg Kotthaus

Zweitgutachter: Prof. Dr. Florian Marquardt

Tag der mündlichen Prüfung: 01.07.2008

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|------------|
| Einleitung | xii |
| 1 Theorie des MSETs | 1 |
| 1.1 Elektrisches Teilsystem des MSETs | 2 |
| 1.2 Mechanisches Teilsystem des MSETs | 8 |
| 1.2.1 Der MSET als Duffing-Schwinger | 8 |
| 1.2.1.1 Chaos und Subharmonizität des Duffing-Oszillators | 11 |
| 1.2.2 Der MSET als Duffing-Impakt-Oszillator | 12 |
| 2 Experiment, Messungen und Auswertung | 17 |
| 2.1 Elektrische Transportmessungen an MSETs | 17 |
| 2.1.1 Experimenteller Aufbau | 17 |
| 2.1.2 Messungen und Auswertung | 19 |
| 2.1.2.1 Ladungstransport bei Ultraschallantrieb | 19 |
| 2.1.2.2 Ladungstransport bei Gleichspannungsantrieb | 30 |
| 2.2 Charakterisierung des Piezoantriebssystems | 36 |
| 2.2.1 Experimenteller Aufbau | 36 |
| 2.2.2 Messungen und Auswertung | 38 |
| 2.2.2.1 Für die MSET-Anregung geeigneter Frequenzbereich | 38 |
| 2.2.2.2 Frequenzabhängigkeit der Anregungsamplitude | 41 |
| 2.2.2.3 Heizeffekt des Piezoantriebssystems | 42 |
| 2.3 Systemcharakterisierung durch Rasterelektronenmikroskopie | 45 |
| 2.3.1 Experimenteller Aufbau | 45 |
| 2.3.2 Messungen und Auswertung | 46 |
| 2.4 Systemcharakterisierung durch Rasterkraftmikroskopie | 48 |
| 2.4.1 Messungen und Auswertung | 48 |
| 2.5 Dissipation der MSETs | 51 |
| 3 Fabrikation | 55 |
| 3.1 Probedesign | 55 |
| 3.2 Probenmaterial | 59 |
| 3.3 Prozessierung | 61 |
| 3.3.1 Ausgangsmaterial und Substratvorbereitung | 61 |

| | | |
|-------|---|------------|
| 3.3.2 | Elektrische Zuleitungen: Optische Lithographie und Aufdampfen . . | 62 |
| 3.3.3 | MSET-Matrix Schritt 1: REM-Lithographie und Aufdampfen | 66 |
| 3.3.4 | MSET-Matrix Schritt 2: REM-Lithographie und Aufdampfen | 67 |
| 3.3.5 | MSET-Matrix Schritt 3: Reaktives Ionenätzen (RIE) | 69 |
| 3.3.6 | MSET-Matrix Schritt 4: Nassätzen | 71 |
| | Zusammenfassung | 74 |
| | Veröffentlichungen | 78 |
| | Danksagung | 101 |
| | Lebenslauf | 103 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|---|------|
| 1 | Metrologisches Dreieck | xiii |
| 2 | Schematische Darstellung des mechanischen Elektronentransportes | xv |
| 3 | Elektronenmikroskopaufnahme eines MSETs sowie einer MSET-Matrix | xvi |
| 1.1 | Schematische Darstellung der Einzel-Elektronen-Box | 3 |
| 1.2 | Parabolischer Verlauf der elektrostatischen Ladeenergie der Einzel-Elektronen-Box als Funktion der angelegten Spannung | 4 |
| 1.3 | Coulombtreppe der Einzel-Elektronen-Box | 4 |
| 1.4 | Darstellung der effektiven Kontaktzeit | 7 |
| 1.5 | Amplitudenlösungen des Duffingoszillators | 10 |
| 1.6 | Parameterkarte für die verkürzte Duffing-Gleichung | 12 |
| 1.7 | Darstellung unterschiedlicher Schwingungszustände eines MSETs | 14 |
| 2.1 | Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus für die elektrischen Transportmessungen | 18 |
| 2.2 | Durch Ultraschallantrieb realisierter mechanischer Elektronentransport einer MSET-Matrix | 20 |
| 2.3 | Zeitliche Stabilität des mechanischen Elektronentransportes | 21 |
| 2.4 | Elektronentransport als Funktion der Anregungsleistung, der Anregungsfrequenz und der <i>Source-Drain</i> -Spannung | 25 |
| 2.5 | Verschiedene Transportzustände als Funktion der Anregungsfrequenz, schematische Darstellung der Einzel-Elektronen-Box und des Plattenkondensator Modells sowie Simulation des Ladungstransports bei tiefen Temperaturen | 27 |
| 2.6 | Finite-Elemente-Simulation der Kapazität C_{off} | 29 |
| 2.7 | Simulation des <i>Source-Drain</i> -Stroms für verschiedene Temperaturen | 30 |
| 2.8 | Gleichspannungsunterstützter Ultraschallantrieb | 31 |
| 2.9 | Spannungsinduzierte Selbstanregung eines MSETs | 32 |
| 2.10 | Grafische Darstellung der Feldemissions- bzw. Tunnelbedingung | 34 |
| 2.11 | Messaufbau für die Analyse des Piezoantriebsystems | 37 |
| 2.12 | Reflektierte Laserleistung der Fabry-Perot-Kavität als Funktion des Spiegelabstandes | 37 |
| 2.13 | Frequenzabhängigkeit der Antriebsamplitude im Bereich von 2 bis 10 MHz | 39 |
| 2.14 | Antriebsamplitude im Bereich von 11,60 MHz bis 11,90 MHz | 39 |
| 2.15 | Antriebsamplitude im Bereich von 6,48 MHz bis 6,50 MHz | 42 |

| | | |
|------|--|----|
| 2.16 | Experimenteller Aufbau für die Messung des Piezoheizeffektes | 43 |
| 2.17 | Durch den Piezo bedingte Temperaturerhöhung als Funktion von f_{drive} und P_{drive} für einen Austauschgasdruck von 9×10^{-4} mbar | 43 |
| 2.18 | Durch den Piezo bedingte Temperaturerhöhung als Funktion von f_{drive} und P_{drive} für einen Austauschgasdruck von 3×10^{-2} mbar | 44 |
| 2.19 | REM-Aufnahme eines angetriebenen und nicht angetriebenen MSETs . . . | 46 |
| 2.20 | Verteilung der Eigenfrequenzabstände zwischen den benachbarten MSETs einer Matrix | 47 |
| 2.21 | AFM-Aufnahme eines MSETs | 49 |
| 2.22 | Rasterkraftspektroskopie der Silziumnitridsaite eines MSETs | 49 |
| 2.23 | Schematische Darstellung zur Berechnung der Saitenzugverspannung F_{tensile} | 50 |
| 2.24 | Statische und dynamische MSET-Auslenkung | 52 |
| 3.1 | Schematische Darstellung der MSET-Geometrie | 56 |
| 3.2 | Abbildung der optisch definierten elektrischen Zuleitungen und einer MSET-Matrix | 62 |
| 3.3 | Schematische Darstellung der Prozessschritte für das Aufbringen von Metallstrukturen durch optische beziehungsweise REM-Lithographie | 64 |
| 3.4 | Relevanz positiver/negativer Lackflanken bei der optischen Lithographie . . | 65 |
| 3.5 | 1. Herstellungsschritt der MSET-Matrix | 67 |
| 3.6 | Einschichtiges PMMA-Lacksystem vs. zweischichtiges PMMA-Lacksystem . | 68 |
| 3.7 | 2. Herstellungsschritt der MSET-Matrix | 68 |
| 3.8 | 3. Herstellungsschritt der MSET-Matrix: Reaktives Ionenätzen | 70 |
| 3.9 | Relevanz durch RIE verursachter positiver bzw. negativer Flanken | 71 |
| 3.10 | 4. Herstellungsschritt der MSET-Matrix: Nassätzschritt | 72 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | Typische Parameter der MSET-Systeme, wie sie durch verschiedene Analysemethoden in Kapitel 2 bestimmt wurden. | 11 |
| 2.1 | Parameter der Parametersätze 1 und 2. | 22 |
| 2.2 | Mit dem Elektronenmikroskop bestimmte Eigenfrequenzen der Strukturen einer gesamten MSET-Matrix | 47 |
| 2.3 | Durch Rasterkraftspektroskopie bestimmte Federkonstanten k_1 und k_3 . . . | 50 |
| 3.1 | Kartierung der Goldgewichte sowie deren Positionen für eine MSET-Matrix | 57 |
| 3.2 | Abmessungen der für eine MSET-Matrix verwendeten Gewichte | 58 |
| 3.3 | Zuordnungstabelle der Positionen der einzelnen Positionsnummern | 58 |
| 3.4 | Eigenschaften verschiedener NEMS-Materialien | 59 |
| 3.5 | Spezifikationen des verwendeten Ausgangsmaterials | 60 |
| 3.6 | Chemische und physikalischen Reinigung des Ausgangsmaterials | 61 |
| 3.7 | Parameter für das Aufbringen der durch optische Lithographie definierten elektrischen Zuleitungen | 63 |
| 3.8 | Parameter des 1. Herstellungsschritts der MSET-Matrix | 66 |
| 3.9 | Parameter des 2. Herstellungsschritts der MSET-Matrix | 69 |
| 3.10 | Parameter des 3. Herstellungsschritts der MSET-Matrix | 70 |
| 3.11 | Parameter des 4. Herstellungsschritts der MSET-Matrix | 72 |

Abkürzungsverzeichnis

| | | |
|--------------------------------|-------|---|
| AFM | | <u>A</u> tom <u>i</u> c- <u>F</u> orce- <u>M</u> icroscopy |
| Al | | Aluminium |
| Au | | Gold |
| ccm | | Kubikzentimeter |
| CF ₄ | | Freon |
| CPD | | <u>C</u> ritical- <u>P</u> oint- <u>D</u> rying |
| GaAs | | Galiumarsenid |
| H ₂ O ₂ | | Wasserstoffperoxid |
| HF | | Flusssäure |
| IPA | | <u>I</u> so- <u>P</u> ropyl- <u>A</u> lkohol |
| LPCVD | | <u>L</u> ow- <u>P</u> ressure- <u>C</u> hemical- <u>V</u> apour- <u>D</u> eposition |
| MIBK | | <u>M</u> ethyl- <u>I</u> so- <u>B</u> utyl- <u>K</u> eton |
| MSET | | <u>M</u> echanical- <u>S</u> ingle- <u>E</u> lectron- <u>T</u> ransistor |
| NEMS | | <u>N</u> ano- <u>E</u> lectro- <u>M</u> echanical- <u>S</u> ystems |
| NH ₄ F | | Ammoniumfluorid |
| PMMA | | <u>P</u> oly- <u>M</u> ethyl- <u>M</u> eth- <u>A</u> crylat |
| REM | | <u>R</u> aster- <u>E</u> lektronen- <u>M</u> ikroskop |
| RIE | | <u>R</u> eactive- <u>I</u> on- <u>E</u> tching |
| SAW | | <u>S</u> urface- <u>A</u> coustic- <u>W</u> ave |
| SET | | <u>S</u> ingle- <u>E</u> lectron- <u>T</u> unneling |
| Si | | Silizium |
| Si ₃ N ₄ | | Siliziumnitrid |
| SiC | | Siliziumcarbid |
| SiO ₂ | | Siliziumdioxid/Glas |
| Ti | | Titan |

Einleitung

Das Ampere war der erste Einheitenstandard, der 1906 auf der Grundlage von Naturkonstanten festgelegt wurde [1]. Es wurde definiert als der Strom, der die elektrolytische Abscheidung von 1,18800 mg/s Silber bewirkt. Auf Grund von praktischen Erwägungen wurde die Definition 1948 in die bis heute gültige Definition geändert: "The ampere is that constant current which, if maintained in two parallel conductors of infinite length, of negligible circular cross-section, and placed 1 meter apart in vacuum, would produce between these conductors a force equal to 2×10^{-7} newton per meter of length" [2]. In der Praxis wird diese Definition allerdings nicht mehr herangezogen, da sie auf eine Genauigkeit von 10^{-6} begrenzt ist. Heutzutage wird das Ampere mit Hilfe von Quantenstandards für die Spannung V und den Widerstand R erzeugt, die auf dem Josephson-Effekt [3] für die Spannung und dem Quanten-Hall-Effekt [4] für den Widerstand basieren. Somit besteht aus praktischer Sicht kein dringender Bedarf nach einem eigenen Quantenstandard für das Ampere. Dennoch ist ein Quantenstandard für das Ampere von großem Wert, da durch ihn das Metrologische Dreieck geschlossen werden kann, das in Abbildung 1 dargestellt ist und erstmals 1985 von Likharev und Zorin vorgeschlagen wurde [5]. Das Metrologische

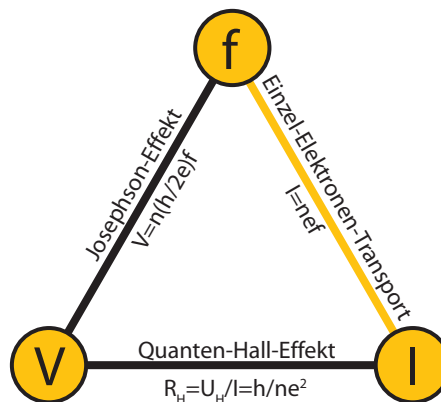


Abbildung 1: Die Eckpunkte des Metrologischen Dreiecks repräsentieren die Messvariablen Frequenz f , Spannung V und Strom I . Die Seiten des Dreiecks zeigen die Experimente an, die die Variablen miteinander verbinden.

Dreieck verbindet die Variablen Spannung V , Frequenz f , und Strom I über verschiedene Quantenphänomene. Durch Schließen des Dreiecks wäre es möglich, die Exaktheit des

Josephson- und Quanten-Hall-Effektes zu überprüfen bzw. das Plancksche Wirkungsquantum h und die Elementarladung e genauer zu bestimmen. Der dafür erforderliche Stromstandard muss zum einen eine Genauigkeit von 10^{-8} aufweisen. Zum anderen muss er in der Lage sein, einen Strom von mindestens 1 nA bis 10 nA zu erzeugen, da die zusammen mit einer Quanten-Hall-Anordnung erzeugte Spannung ansonsten zu gering ist.

Einzel-Elektronen-Tunnel (SET)-Bauelemente können den Transport einzelner Ladungsträger kontrollieren und deren Bewegung mit hoher Genauigkeit detektieren. Ihre Bedeutung für metrologische Anwendungen wurde in den 80er Jahren erkannt. Bereits Anfang der 90er Jahre waren solche Bauelemente in der Lage, einzelne Ladungsträger von einer Elektrode zur anderen zu transferieren und Ladungen zu detektieren, die im zeitlichen Mittel kleiner als die Elementarladung e sind. SET-Bauelemente sind somit Kandidaten, die Lücke im Metrologischen Dreieck zu schließen. Darüber hinaus sind sie auch in Bereichen der absoluten Temperaturmessung [6] sowie bei hochempfindlichen Sensoranwendungen [7] für Auslenkung [8], Masse [9], Ladung [10] oder Spin [11] von Bedeutung, deren Messgenauigkeit bis an die Heisenbergsche Unschärfegrenze heranreicht [12]. SET-Bauelemente existieren in einer Vielzahl von Ausprägungen [13]. Zu ihnen gehören das SET-Drehkreuz (engl. *SET turnstile*) [14], das Hybrid SET-Drehkreuz [15], die SET-Pumpe (engl. *SET pump*) [16], die R-SET-Pumpe [17], die supraleitende SET-Pumpe [18], der SET-SAW-Stromstandard (*SETSAW current standard*) [19, 20] und der mechanische Einzel-Elektronen-Transistor (MSET).

Der MSET ist Gegenstand dieser Arbeit und wurde erstmals von Gorelik 1998 vorgeschlagen [21]. Er besteht aus einer Metallinsel, die sich periodisch zwischen einer *Source*- und einer *Drain*-Elektrode hin und her bewegen kann, wie Abbildung 2 illustriert. Ist die Goldinsel hinreichend klein, so kann jeweils nur ein Ladungsträger auf die Insel tunneln, da einem weiteren Ladungsträger die nötige Energie fehlt, die elektrostatische Abstoßung der schon auf der Insel befindlichen Ladung zu überwinden. Man spricht in diesem Fall von **Coulombblockade**. Mit einem MSET im **Coulombblockaderegime** ist es damit prinzipiell möglich, einzelne Ladungsträger mechanisch sequenziell zu transportieren. Ist der Abstand zwischen der *Source*- und *Drain*-Elektrode ausreichend groß, so werden im Gegensatz zu vielen anderen SET-Bauelementen Kottunnel-Prozesse, bei denen ein Elektron kohärent von der *Source*-Elektrode über die Insel zur *Drain*-Elektrode tunnelt [22, 23], exponentiell unterdrückt. Ein Elektron kann nur sequenziell von einem Kontakt zum anderen gelangen, indem es während einer Schwingungsperiode an einem Kontakt auf die Insel und am anderen Kontakt wieder herunter tunnelt. Die Unterdrückung von Kottunnel-Prozessen ist eine Besonderheit des MSETs, die ihn von vielen anderen SET-Bauelementen unterscheidet und für die Erzeugung hochpräziser Ströme interessant macht.

Durch die großen technologischen Fortschritte im Bereich der Nanotechnologie [24] wurde es möglich, MSETs mit Fertigungsprozessen wie Lithographie- und Ätztechniken aus der Halbleiterindustrie herzustellen. Diese nano-elektro-mechanischen Systeme (NEMS) [25] wurden bisher aus mechanischen Elementen wie Siliziumcantilevern [26] und Siliziumsäulen [27, 28] realisiert, auf denen sich eine Goldinsel mit einem Durchmesser von etwa 100 nm befindet, die Elektronen zwischen zwei Kontakten hin und her transportieren kann. Trotz großer Fortschritte in diesem Bereich ist bisher noch kein kontrollierter

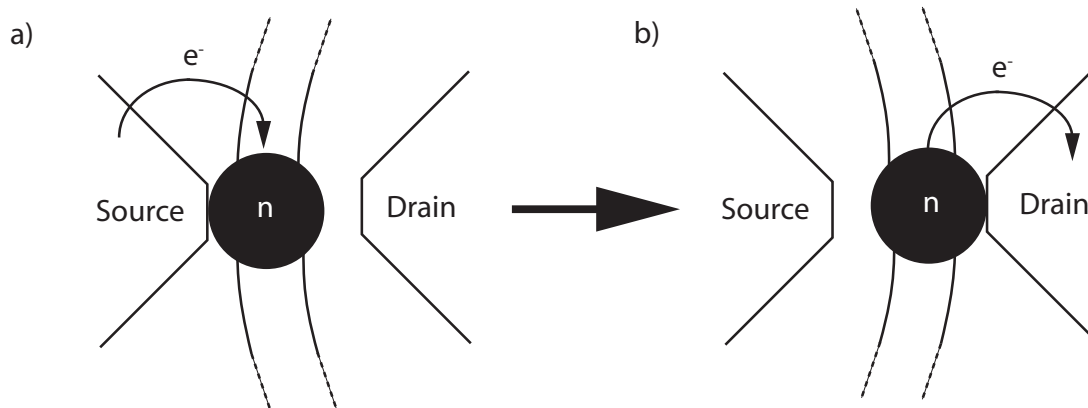


Abbildung 2: Illustration des mechanischen Elektronentransportes des MSETs. Die sich auf einer schwingenden Saite befindliche Goldinsel lädt ein Elektron **a)** am *Source*-Kontakt auf und **b)** am *Drain*-Kontakt wieder ab.

Einzelelektronentransport im **Coulombblockaderegime** realisiert worden. Zum einen ist die Fertigung der freitragenden Strukturen sehr aufwendig. Unzureichende Reproduzierbarkeit in der Prozessierung erfordert nicht selten einen hohen Zeitaufwand, um Proben herzustellen. Selbst bei erfolgreicher Fertigung ist nicht garantiert, dass ein System sich in gewünschter Weise verhält. Die Ursachen dafür lassen sich wiederum nur mit einer großen Anzahl funktionierender Proben analysieren. Zum anderen werden bisherige Systeme in der Regel mit elektrischen Wechselfeldern angeregt, die den Ladungstransport über die Goldinsel in unerwünschter Weise stören [26, 27].

In dieser Arbeit werden verschiedene Lösungen für die genannten Probleme entwickelt und vorgestellt. Die nanomechanischen Einzel-Elektronen-Transistoren, die das Kernsystem dieser Arbeit darstellen, bestehen aus einer zweiseitig eingespannten, freitragenden Siliziumnitridsaite. Die Saite ist $14\ \mu\text{m}$ lang, $70\ \text{nm}$ breit und $100\ \text{nm}$ hoch. Im Zentrum der Saite befindet sich eine Goldinsel mit einer Höhe von $60\ \text{nm}$, einer Breite von $140\ \text{nm}$ und einer Länge von $170\ \text{nm}$, siehe Abbildung 3 a) und b). Die Goldstrukturen, die sich zu beiden Seiten der Goldinsel auf der Siliziumnitridsaite befinden sind Gewichte, um die Eigenfrequenzen der Systeme in einen für den verwendeten Piezoantrieb zugänglichen Frequenzbereich zu bringen. Wird die Saite zur Schwingung angeregt, so kann die Insel Elektronen zwischen der *Source*- und *Drain*-Elektrode transportieren, die sich in $80\ \text{nm}$ Abstand zu beiden Seiten der Insel befinden, siehe Abbildung 3 a) und b). Von den hier untersuchten MSETs werden in einem Prozessdurchlauf bis zu mehreren hundert Stück gefertigt. Die einzelnen Systeme werden zwischen Interdigitalelektroden elektrisch parallel verschaltet, wie in Abbildung 3 c) für 44 MSETs dargestellt. Durch unterschiedliche Dimensionierung der Goldgewichte hat jeder Einzel-Elektronen-Transistor in der Matrix seine individuelle Eigenfrequenz. Dies erlaubt eine hochgradig parallele Fertigung von individuell adressierbaren Einzel-Elektronen-Transistoren, da jedes System gezielt über seine Eigenfrequenz angeregt werden kann. Für die Fertigung wird LPCVD-Siliziumnitrid mit einer intrinsischen Zugverspannung von $1,39\ \text{GPa}$ verwendet. Die hohe chemische und mechani-

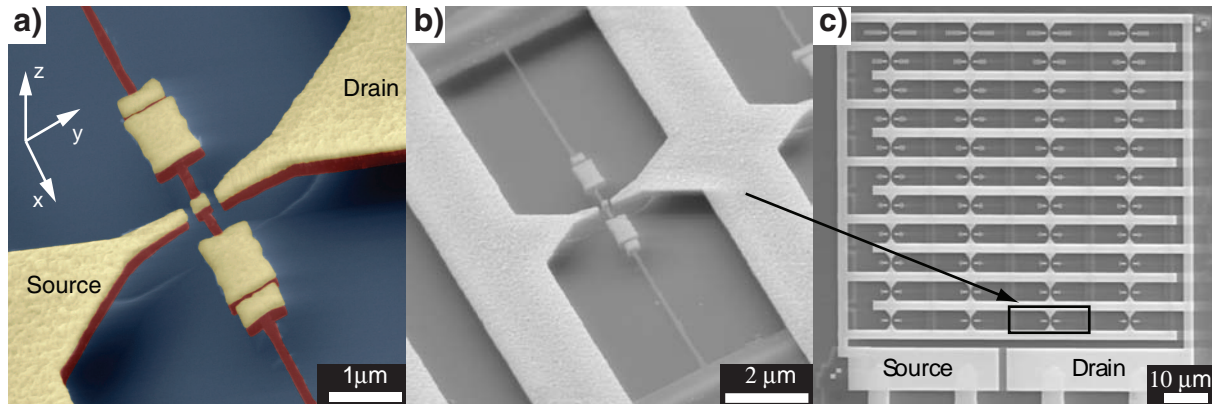


Abbildung 3: **a)** Eine eingefärbte Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme eines Einzel-Elektronen-Transistors. Eine Goldinsel (gelb) befindet sich im Zentrum einer zweiseitig eingespannten freitragenden Saite aus zugverspanntem Siliziumnitrid (rot). Wird die Insel zur Schwingung angeregt, so kann sie Elektronen zwischen der *Source*- und der *Drain*-Elektrode transportieren. **b)** Eine REM-Aufnahme des gesamten Einzel-Elektronen-Transistors zusammen mit den Aufhängepunkten der Siliziumnitridsaite. **c)** Eine REM-Aufnahme von einer fehlerfreien Matrix mit 44 Einzel-Elektronen-Transistoren, die elektrisch parallel zwischen zwei Interdigitalelektroden verschaltet sind.

sche Widerstandsfähigkeit des Materials führt zu einer nahezu ausschussfreien Fertigung von MSET-Strukturen. Damit wird es möglich, die Entwicklungszyklen und die Optimierung von neuen Probenarchitekturen deutlich zu beschleunigen. Darüber hinaus können Messungen an einer großen Anzahl verschiedener MSETs miteinander verglichen und damit die Aussagekraft von Messergebnissen und Schlussfolgerungen erheblich erhöht werden. Um unerwünschte Wechselwirkungen der MSETs mit elektrischen Störfeldern völlig auszuschließen, werden die Systeme in einen Faradaykäfig eingebaut. Die Anregung der MSETs erfolgt mit Ultraschallwellen mittels eines hier neu entwickelten Piezo-Antriebskonzeptes, das von der Ludwig-Maximilians-Universität beim Deutschen Patent- und Markenamt als Patent eingereicht wurde. Da Ultraschallwellen keinen elektrischen Charakter besitzen, wird eine elektrische Wechselwirkung zwischen Antrieb und Ladungstransport vollständig ausgeschlossen.

Mit der in dieser Arbeit auf Reproduzierbarkeit und Zuverlässigkeit optimierten und hochgradig parallelen Fertigung wird in Verbindung mit dem beschriebenen Ultraschallwellenantrieb mechanischer Elektronentransport demonstriert. Die Messungen stimmen hervorragend mit dem in dieser Arbeit beschriebenen theoretischen Modell überein. Dies erlaubt den Zugang zu Simulationen, die für die hier vorgestellten Systeme einen kontrollierten Einzelelektronentransport im **Coulombblockaderegime** bei einer Temperatur von 0,2 K voraussagen. Darüber hinaus ist es gelungen, die Systemparameter der MSETs durch Elektronenmikroskop-Analyse, Rasterkraftmikroskop-Analyse und elektrische Transportmessungen in einem Umfang zu bestimmen, der den Zugang zu einer vollständigen

numerischen Systemsimulation öffnet. Zusammenfassend werden mit dieser Arbeit bisherige fundamentale Limitierungen aufgehoben und damit der Weg zu nanomechanischem Elektronentransport im **Coulombblockaderegime** geebnet.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in drei Teile. In **Kapitel 1** werden die theoretischen Grundlagen des MSET behandelt. Dabei wird versucht, ein möglichst zusammenhängendes Verständnis für das System zu vermitteln. In **Kapitel 2** werden die wesentlichen Messergebnisse zusammengefasst und diskutiert. Im Anschluss wird in **Kapitel 3** auf die Fabrikation eingegangen. Die im Rahmen dieser Arbeit angefertigten Veröffentlichungen finden sich im Anhang.

Kapitel 1

Theorie des MSETs

In der Einleitung wurde motiviert, warum der nano-mechanische Einzel-Elektronen-Transistor von Interesse und Gegenstand dieser Arbeit ist. Das Probedesign der hier entwickelten, hergestellten und verwendeten MSETs sowie ihr grundlegendes Funktionsprinzip wurden ebenfalls beschrieben. In dem folgenden Kapitel werden die theoretischen Grundlagen behandelt, die ein möglichst umfassendes Gesamtverständnis für das System vermitteln sollen.

Die in dieser Arbeit untersuchten MSETs besitzen die drei folgenden möglichen elektrischen Transportzustände: **Kein Transport, mechanisch und kapazitiv begrenzter Transport** und ausschließlich **kapazitiv begrenzter Transport**. **Kein Transport** ist der Zustand, in dem die Goldinsel keine Ladung zwischen den Kontakten *Source* und *Drain* transportiert, da sie nicht ausreichend oder gar nicht zu Schwingungen angeregt wird. Im Fall des **mechanisch und kapazitiv begrenzten Transportes** schwingt die Insel in subharmonischer oder in chaotischer Weise zwischen den Kontakten hin und her. Damit ist die Frequenz, mit der die Insel Elektronen zwischen *Source* und *Drain* transportiert, immer kleiner als beim optimalen **1-periodischen Schwingungszustand, für den die Schwingungsperiode $T_{\text{drive}} = 1/f_{\text{drive}}$ ist**. Es wird aus diesem Grunde von **mechanisch begrenztem Transport** gesprochen. Da die RC-Zeit¹ τ des Systems ausreichend kurz ist, lädt sich die Insel an den Kontakten, ihrer Kapazität und der angelegten *Source-Drain*-Spannung V_{sd} entsprechend, vollständig auf. Dies wird durch den Zusatz der **kapazitiven Begrenzung** beschrieben. Im optimalen Fall des ausschließlich **kapazitiv begrenzten Transportes** schwingt die Insel in regulärer 1-periodischer Weise zwischen *Source* und *Drain* hin und her, so dass der Ladungstransport maximal ist und bei gegebener *Source-Drain*-Spannung V_{sd} nur durch die Inselkapazität limitiert wird. Für das weitere Verständnis, der in dieser Arbeit untersuchten und entwickelten MSETs, ist die Unterteilung in ein elektrisches und in ein mechanisches Teilsystem hilfreich. Im speziellen Fall des **kapazitiv begrenzten Transportes** kann der MSET ausschließlich durch das elek-

¹Die RC-Zeit ist die charakteristische Ladezeit einer Kapazität C , die seriell über einen Widerstand R an eine Spannungsquelle angeschlossen ist. Mit ihr ist der prozentuale Ladezustand des Kondensators nach Anschließen der Spannungsquelle durch die zeitliche Funktionalität $1 - e^{-t/RC}$ gegeben, die sich aus der Lösung der Differentialgleichung des Systems ergibt.

trische Teilsystem beschrieben werden, das im Folgenden zuerst behandelt wird. Für das Verständnis des allgemeinen Falls, in dem die Goldinsel auch subharmonisches und chaotisches Schwingungsverhalten zeigt, ist eine Erweiterung um das mechanische Teilsystem notwendig, das im Anschluss an das elektrische Teilsystem Betrachtung findet.

1.1 Elektrisches Teilsystem des MSETs

Das elektrische Teilsystem behandelt die für den Ladungstransport wesentlichen Zeitabschnitte, in denen sich die Goldinsel am *Source*- oder *Drain*-Kontakt elektrisch auflädt. Zu allen anderen Zeitpunkten, in denen sich die Insel mechanisch von einem Kontakt zum anderen bewegt, befindet sie sich in einem festen Ladezustand, so dass sie aus Sicht des elektrischen Teilsystem nicht relevant sind. In den Zeitabschnitten der Ladeprozesse kann der MSET durch das im Folgenden vorgestellte Modell der **Einzel-Elektronen-Box** beschrieben werden. Die Einzel-Elektronen-Box ist schematisch in Abbildung 1.1 dargestellt. Sie besteht aus einer Metallinsel, die zu einer Seite über einen Tunnelkontakt mit der Kapazität C_{on} und zur anderen Seite mit einer Kapazität C_{off} kapazitiv an eine *Source-Drain*-Spannungsquelle mit der Spannung V_{sd} angekoppelt ist. Dies gilt ebenso für die Goldinsel der hier untersuchten MSETs im Moment der für den Elektronentransport relevanten Ladevorgänge. Die Einzel-Elektronen-Box kann somit als Ersatzschaltbild für das System während der Ladeprozesse am *Source*- und *Drain*-Kontakt herangezogen werden, wie Abbildung 1.1 a) und b) veranschaulicht.

Für die weitere Analyse wird die elektrostatische Ladeenergie E_{ch} des Modellsystems nach Dittrich [29] hergeleitet, die von der Anzahl der Zusatzladungsträger n auf der Insel sowie der angelegten *Source-Drain*-Spannung V_{sd} abhängt. Für $V_{\text{sd}} = 0$ befindet sich das System im niedrigsten Energiezustand. Die Elektronen auf der Insel kompensieren genau die Ladung der positiv geladenen Atomkerne und es befinden sich $n = 0$ Zusatzelektronen auf der Insel. Wird eine Spannung V_{sd} angelegt, so laden sich die Kapazitäten C_{on} und C_{off} auf. Die Oberflächenladungen auf der linken sowie der rechten Seite der Kapazität C_{on} sind gleich groß und haben unterschiedliche Vorzeichen. Das Gleiche gilt für die Kapazität C_{off} . Da Oberflächenladungen durch kontinuierliches Verschieben der Ladungsträger gegenüber den Atomkernen zustande kommen, sind sie in der Regel nicht quantisiert. Für die in Abbildung 1.1 dargestellte Situation können beim Anlegen einer Spannung V_{sd} einzelne Elektronen auf die Insel oder von der Insel herunter tunneln, so dass die Anzahl n der Zusatzelektronen positive sowie negative ganzzahlige Werte annehmen kann. Die Zusatzladung der Insel teilt sich in diesem Fall in Q_{on} und Q_{off} auf: $-ne = Q_{\text{on}} + Q_{\text{off}}$. Nach der Kirchhoffschen Regel ergibt sich der Spannungsabfall über die Kapazitäten durch: $V_{\text{sd}} = Q_{\text{on}}/C_{\text{on}} - Q_{\text{off}}/C_{\text{off}}$. Darüber hinaus ist die elektrostatische Ladeenergie bestimmt durch $E_{\text{ch}} = Q_{\text{on}}^2/2C_{\text{on}} + Q_{\text{off}}^2/2C_{\text{off}}$. Durch Umformen und Ersetzen von Q_{on} und Q_{off} durch n und V_{sd} ergibt sich bis auf einen Beitrag, der nicht von n abhängt, der folgende Ausdruck für die elektrostatische Ladeenergie:

$$E_{\text{ch}}(n, V_{\text{sd}}) = \frac{(ne - V_{\text{sd}}C_{\text{off}})^2}{2C_{\Sigma}}, \quad (1.1)$$

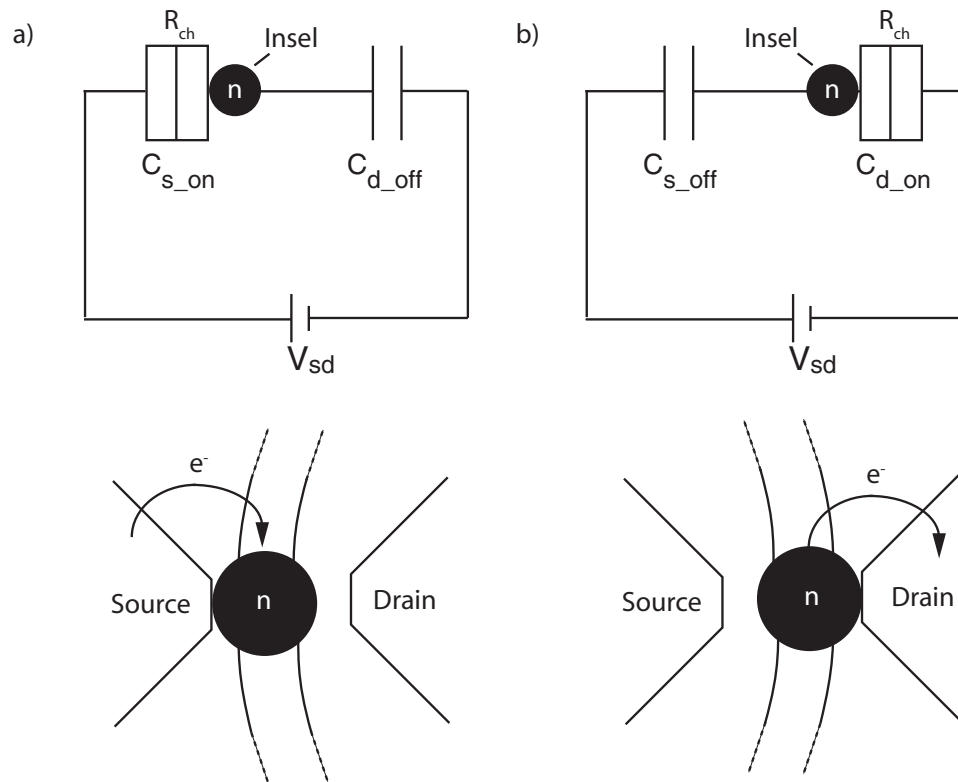


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Einzel-Elektronen-Box, die das Ersatzschaltbild im Moment für den Ladeprozess des MSETs **a)** am *Source*-Kontakt sowie in **b)** am *Drain*-Kontakt darstellt.

wobei $C_{\Sigma} \equiv C_{\text{on}} + C_{\text{off}}$ die Gesamtkapazität der Insel ist. Im Folgenden werden die systemtypischen Werte $C_{\Sigma} \simeq 1 \times 10^{-15} \text{ F}$, $C_{\text{on}} = 928 \text{ aF}$ und $C_{\text{off}} = 5,8 \text{ aF}$ verwendet, wie sie experimentell bestimmt wurden (siehe Abschnitt 2.1.2.1). Die elektrostatische Ladeenergie folgt als Funktion von V_{sd} einem parabelförmigen Verlauf und ist in Abbildung 1.2 für die verschiedenen Ladezustände n dargestellt. Mit zunehmender *Source-Drain*-Spannung V_{sd} nimmt die Anzahl der Elektronen des niedrigsten Zustands zu. Für eine Temperatur von 0 Kelvin passiert dies in diskreten Schritten von n nach $n + 1$ an den Entartungspunkten $Q_{\text{off}}/e = n + 1/2$ (siehe schwarze Kreise in Abbildung 1.2). Dies führt zu einem stufenförmigen Verlauf des Ladezustands als Funktion von V_{sd} , der als Coulombtreppe bekannt und in Abbildung 1.3 für 0 Kelvin dargestellt ist. In den Bereichen zwischen den Entartungspunkten, den so genannten Coulombplateaus, reicht die elektrostatische Energie eV_{sd} der Elektronen aus den elektrischen Zuleitungen nicht aus, die Abstoßungsenergie der Inselladung zu überwinden, so dass sich die Insel in einem wohldefinierten Ladezustand n befindet. Man spricht in diesem Fall von **Coulombblockade**.

Für die Betrachtung der Einzel-Elektronen-Box wird nun die **Additionsenergie** eingeführt. Die **Additionsenergie** ist die Energie, die bei einer gegebenen *Source-Drain*-

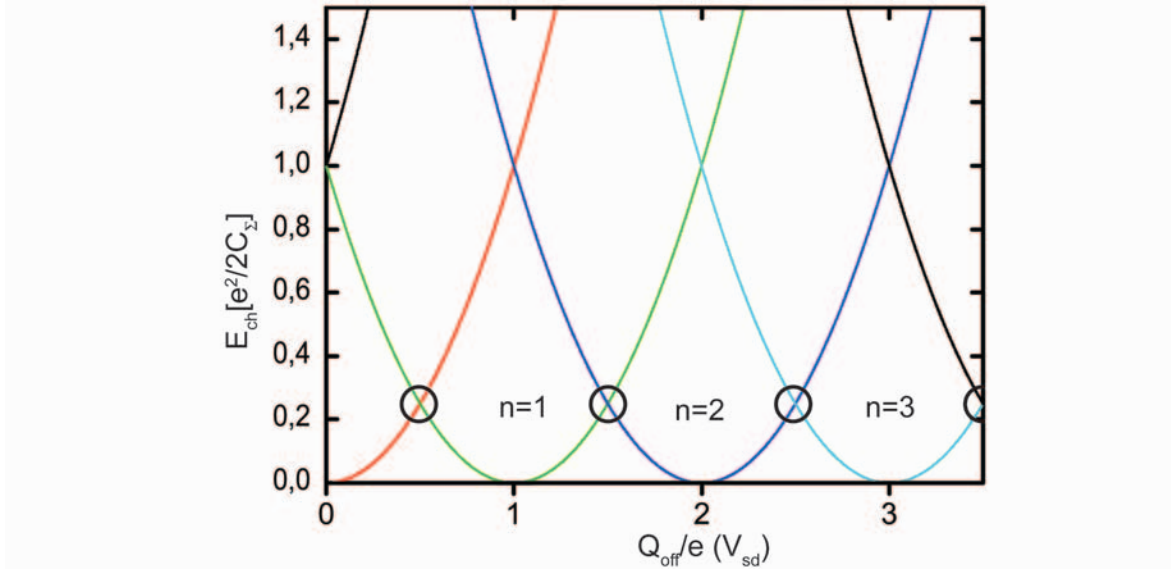


Abbildung 1.2: Parabolischer Verlauf der elektrostatischen Ladeenergie E_{ch} für verschiedene Zusatzladungen n der Goldinsel.

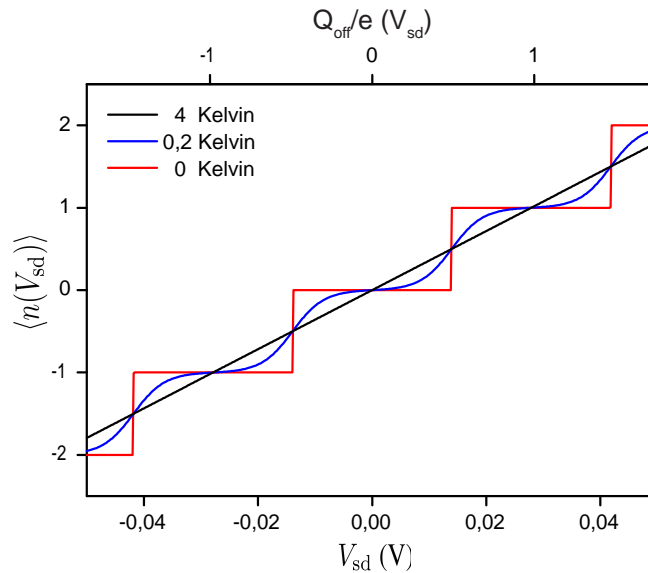


Abbildung 1.3: Numerische Simulation für den Erwartungswert der Inselzusatzladung $\langle n(V_{\text{sd}}) \rangle$ in Abhängigkeit der *Source-Drain*-Spannung V_{sd} für verschiedene Temperaturen. Für die Kapazitäten sind die folgenden systemtypischen Werte angenommen worden: $C_{\Sigma} \simeq 1 \times 10^{-15}$ F, $C_{\text{on}} = 928$ aF und $C_{\text{off}} = 5,8$ aF.

Spannung V_{sd} und einem gegebenen Ladezustand n nötig ist, die Goldinsel mit einem zusätzlichen Elektron zu laden. Sie ist durch die Differenz der elektrostatischen Ladeenergie von zwei aufeinander folgenden Ladezuständen gegeben:

$$\Delta E_{ch}(n) = E_{ch}(n+1, V_{sd}) - E_{ch}(n, V_{sd}) = \left(n + \frac{1}{2} - \frac{Q_{off}}{e} \right) \frac{e^2}{C_{\Sigma}}, \quad (1.2)$$

wobei $Q_{off} \equiv V_{sd}C_{off}$ ist. Anschaulich entspricht sie dem Energieabstand zwischen zwei benachbarten Parabeln in Abbildung 1.2. Die **Additionsenergie** ist, für einen festen Ladezustand n , abhängig von der angelegten *Source-Drain*-Spannung V_{sd} . Sie ist Null an den Entartungspunkten und erreicht ihr Maximum in den Zentren der Coulombplateaus, für die Q_{off}/e einen ganzzahligen Wert annimmt. Das Maximum wird hier als **charakteristische Ladeenergie** bezeichnet und ist gegeben durch:

$$\Delta E_C = e^2/(2C_{\Sigma}). \quad (1.3)$$

Ausgehend von der vorangegangenen Diskussion wird nun der Verlauf des Ladezustands für Temperaturen oberhalb des absoluten Nullpunkts behandelt. Dabei wird der Einfluss der durch die Temperatur verursachten Energiefluktuationen $\Delta(kT)$ untersucht². Für kleine Temperaturen, für die die Energiefluktuationen kleiner als die charakteristische Ladeenergie sind ($\Delta(kT) < \Delta E_C$), ist der Ladezustand im Zentrum der Coulombplateaus weiterhin wohl definiert. In den Spannungsbereichen der unmittelbaren Nachbarschaft der Entartungspunkte hingegen, für die die thermischen Energiefluktuationen $\Delta(kT)$ größer als die Additionsenergie ΔE_{ch} ist, fluktuiert der Ladezustand zwischen zwei aufeinander folgenden Ladezuständen. Dies führt zu einer Abrundung des stufenförmigen Verlaufs des Ladezustands, wie in Abbildung 1.3 für 0, 2 Kelvin gezeigt. Mit zunehmender Temperatur nehmen die Energiefluktuationen zu, so dass die Coulombtreppe kontinuierlich in einen linearen Verlauf übergeht. Der lineare Verlauf wird erreicht, sobald die Energiefluktuationen $\Delta(kT)$ größer als die charakteristische Ladeenergie ΔE_C sind und der Ladezustand damit für keine *Source-Drain*-Spannung V_{sd} mehr wohl definiert ist (siehe Kurve für 4 Kelvin in Abbildung 1.3). Damit ergibt sich, dass als **1. notwendige Bedingung für Coulombblockade** $\Delta(kT) < \Delta E_C$ und damit:

$$kT \ll \Delta E_C = \frac{e^2}{2C_{\Sigma}} \quad (1.4)$$

gelten muss.

Nachdem der Verlauf des Ladezustands bis hierhin qualitativ diskutiert wurde, wird nun die quantitative Beschreibung hergeleitet. Nach der Gibbs-Boltzmann-Verteilung [31] ist die Wahrscheinlichkeit p_n , dass das System sich für eine gegebene Temperatur im Zustand von n Zusatzladungen auf der Insel befindet, gegeben durch:

$$p_n = \frac{e^{-\frac{E_{ch}(n, V_{sd})}{kT}}}{Z}, \quad (1.5)$$

²Die Energiefluktuationen $\Delta(kT)$ der für den Ladungstransport relevanten Elektronen an der Fermikante betragen wenige kT [30]. Die Breite der Energiefluktuationen werden aus der temperaturabhängigen Besetzungswahrscheinlichkeit abgeleitet, die durch die Fermi-Dirac-Verteilung beschrieben wird.

wobei k die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur und die Normierung Z die kanonische Zustandssumme ist, die für das hier vorgestellte System folgende Form annimmt:

$$Z = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{E_{\text{ch}}(n, V_{\text{sd}})}{kT}}. \quad (1.6)$$

Der Erwartungswert $\langle n(V_{\text{sd}}) \rangle$ für die Anzahl der Zusatzladungsträger ergibt sich damit als Summe über die Produkte des Ladezustandes n und deren Besetzungswahrscheinlichkeiten p_n :

$$\langle n(V_{\text{sd}}) \rangle = \sum_{n=-\infty}^{\infty} n p_n = \sum_{n=-\infty}^{\infty} n \frac{e^{-\frac{E_{\text{ch}}(n, V_{\text{sd}})}{kT}}}{Z} \quad (1.7)$$

und ist für den hier untersuchten MSET als Funktion der *Source-Drain*-Spannung V_{sd} für verschiedene Temperaturen in Abbildung 1.3 aufgetragen.

Nachdem der Erwartungswert $\langle n(V_{\text{sd}}) \rangle$ für den Inseladezustand hergeleitet wurde, wird nun der zeitlich gemittelte Ladungstransport des MSETs bestimmt. Auf Grund der elektrischen Antisymmetrie des MSETs lädt sich die Goldinsel am *Source*-Kontakt mit umgekehrten Vorzeichen des *Drain*-Kontakts auf. Für den speziellen Fall, dass die Goldinsel eines MSETs in regulärer 1-periodischer Weise zwischen *Source* und *Drain* hin und her schwingt, werden somit pro Periode $2\langle n(V_{\text{sd}}) \rangle$ Ladungsträger zwischen den Elektroden transportiert. Damit ist der zeitlich gemittelte *Source-Drain*-Strom \overline{I}_{sd} gegeben durch [21]:

$$\overline{I}_{\text{sd}} = 2\langle n(V_{\text{sd}}) \rangle f_{\text{drive}} e, \quad (1.8)$$

wobei f_{drive} die Anregungsfrequenz des MSET ist, mit der die Insel zwischen den Kontakten hin und her schwingt.

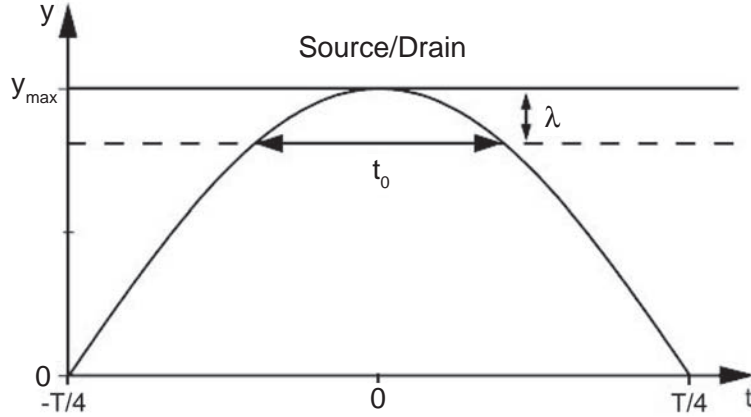
Im Gegensatz zur Einzel-Elektronen-Box ist der MSET ein dynamisches System, dessen Ladezustände n eine begrenzte Lebenszeit τ_{sd} besitzen. Die Lebenszeit τ_{sd} entspricht einer halben Schwingungsperiode, die die Goldinsel von einem Kontakt zum anderen benötigt, an dem sie einen neuen Ladezustand einnimmt: $\tau_{\text{sd}} = 0,5/f_{\text{drive}}$. Auf Grund der Heisenbergschen Unschärferelation $\Delta\varepsilon\tau_{\text{sd}} \simeq h$, mit dem Planckschen Wirkungsquantum h , ergibt sich für einen Zustand mit der Lebenszeit τ_{sd} eine Energieunschärfe $\Delta\varepsilon$. Daraus leitet sich die **2. notwendige Bedingung für die Coulombblockade** ab:

$$f_{\text{drive}} \ll \frac{\Delta E_C}{2h}, \quad (1.9)$$

da die Energieunschärfe $\Delta\varepsilon$ kleiner sein muss als die Energiedifferenz ΔE_C zwischen zwei aufeinander folgenden Ladezuständen. Für das hier untersuchte MSET-System mit $C_{\Sigma} \approx 1 \times 10^{-15}$ F muss damit gelten: $f_{\text{drive}} \ll 1 \times 10^{10}$ Hz.

Darüber hinaus wird im Modell der Einzel-Elektronen-Box davon ausgegangen, dass die Insel sich an den Kontakten ihrer Kapazität entsprechend auflädt und sich damit im Gleichgewicht befindet. Die **3. notwendige Bedingung für Coulombblockade** ist damit, dass die RC-Zeit τ des Systems wesentlich kleiner ist als die effektive Kontaktzeit t_0 :

$$\tau \ll t_0. \quad (1.10)$$

Abbildung 1.4: Anschauliche Darstellung der effektiven Kontaktzeit t_0 .

Die effektive Kontaktzeit t_0 ist die Zeit, während der sich die Goldinsel ausreichend nah an einer Elektrode befindet, so dass ein Elektronenaustausch zwischen Insel und Elektrode stattfinden kann. Anschaulich ist t_0 in Abbildung 1.4 dargestellt. Für eine Abschätzung der RC-Zeit τ wird für die Kapazität der experimentell bestimmte Wert von $C_\Sigma \approx 1$ fF verwendet, wobei für den Ladewiderstand R_{ch} der Tunnelwiderstand $R_K = h/e^2$ für einen Leitungskanal angenommen wird. Damit ergibt sich $\tau \approx 2,6 \times 10^{-11}$ Sekunden. Es wird nun die effektive Kontaktzeit t_0 abgeschätzt, um sie mit τ vergleichen zu können. Dafür wird der exponentielle Verlauf des Tunnelwiderstandes $R[\zeta] = R_{\text{ch}} \exp(\zeta/\lambda)$ herangezogen [32]. Dabei ist ζ der Abstand zwischen der Insel und der Ladeelektrode und $\lambda = \hbar/\sqrt{2m_e\Phi_{\text{Au}}}$ die typische Tunnellänge. Mit der Elektronenmasse m_e und der Austrittsarbeit $\Phi_{\text{Au}} = 5,4$ eV für Gold [33] ergibt sich für den MSET eine typische Tunnellänge von $\lambda \simeq 0,1$ nm. Es wird nun die effektive Kontaktzeit t_0 der Goldinsel am Umkehrpunkt über die Annahme $y_{\text{max}} - y(\frac{t_0}{2}) = \lambda$ (siehe Abbildung 1.4) berechnet. Dabei wird von einer harmonischen Schwingung $y(t) = y_{\text{max}} \cos(2\pi f_{\text{drive}}t)$ ausgegangen, die ihren Umkehrpunkt an den Elektroden bei $y_{\text{max}} = 80$ nm hat. Der Kosinus kann durch eine Taylorentwicklung 1. Ordnung mit $y_{\text{max}} \cos(2\pi f_{\text{drive}}t) \simeq y_{\text{max}}[1 - (2\pi f_{\text{drive}}t)^2]$ genähert werden, womit sich der folgende Ausdruck für die effektive Kontaktzeit t_0 ergibt:

$$t_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{y_{\text{max}}} \frac{1}{\pi f_{\text{drive}}}}. \quad (1.11)$$

Für $f_{\text{drive}} = 3,8$ MHz ist $t_0 = 2 \times 10^{-9}$ Sekunden und somit um etwa zwei Zehnerpotenzen größer als die RC-Zeit τ . Damit ist gezeigt, dass die Goldinseln der MSETs sich ihrer Kapazität entsprechend vollständig aufladen und sich damit im Ladungsgleichgewicht befinden.

Für einen in Coulombblockade befindlichen MSET im Ladezustand n , ist die Genauigkeit des zeitlich gemittelten Stromes $\overline{I_{\text{sd}}}$ aus Gleichung (1.8) durch die Besetzungswahrscheinlichkeit p_n der Gleichung (1.5) gegeben. Dies gilt unter der Voraussetzung, dass das

System in 1-periodischer Weise mit der genauen Frequenz f_{drive} zwischen den Kontakten hin und her schwingt. Die durch p_n begrenzte Genauigkeit ist jedoch nicht exakt, da quantenmechanische Überlegungen im verwendeten Modell unberücksichtigt bleiben. Für eine quantenmechanisch erweiterte Betrachtung wird hier auf die Dissertation “Theoretische Untersuchung zur Genauigkeit von Einzel-Elektronen-Bauelementen” von Christoph Weiss verwiesen, in der die Genauigkeit des Ladungstransportes für einen MSET in umfassender Weise theoretisch behandelt ist [34].

1.2 Mechanisches Teilsystem des MSETs

Bei dem in der Physik weit verbreiteten Modell des harmonischen Oszillators handelt es sich um ein System, welches ein periodisches, reguläres Schwingungsverhalten zeigt. Es kann überall dort angewendet werden, wo ein Objekt eine Rückstellkraft erfährt, die proportional zu seiner Auslenkung ist. Da dies bei kleiner Auslenkung für jedes Atom im Festkörper gilt, ist der harmonische Oszillator ein fast allgegenwärtiges Modell. Des Weiteren ist er ein lineares System und erlaubt somit einen Zugang zu analytischen Lösungen verschiedenster Probleme. Diese umfassende Präsenz legt nahe, die Regularität des harmonischen Oszillators auch für die hier untersuchten System anzunehmen. Es zeigt sich jedoch, dass der MSET ein mechanisch hochgradig nichtlineares System ist. Zum einen folgt die Rückstellkraft der Siliziumnitridsaiten, für die für den Ladungstransport erforderlichen Auslenkungen, nicht mehr dem Hookeschen Gesetz, sondern einem nichtlinearen Verlauf. Dies führt zu einem nichtlinearen Schwingungssystem, das als Duffing-Oszillator bekannt ist und sich vom Verhalten grundlegend vom harmonischen Oszillator unterscheidet. Darüber hinaus begrenzen die Elektroden *Source* und *Drain* das mechanische System zu beiden Seiten. Dies führt zu Stößen zwischen der Insel und den Seitenelektroden, die dem System eine weitere Nichtlinearität auferlegen. Beide Ursachen der Nichtlinearität führen zu einem komplexen mechanischen Verhalten. Abhängig von den Systemparametern kann der Oszillator periodisches, subharmonisches oder auch chaotisches Verhalten zeigen. Im Folgenden wird zuerst auf den Duffing-Schwinger eingegangen. Das Modell des Duffing-Oszillators wird im Anschluss um die Schwingungsbegrenzung durch die *Source*- und *Drain*- Elektrode erweitert.

1.2.1 Der MSET als Duffing-Schwinger

Die Duffing-Gleichung beschreibt Schwingungssysteme, bei denen die Rückstellkraft mit der dritten Ordnung der Auslenkung verläuft. Sie ergibt sich aus der Gleichung des harmonischen Oszillators, die um einen Term der dritten Ordnung für die Rückstellkraft erweitert wird:

$$m_{\text{eff}}\ddot{y} + c\dot{y} + k_1y + k_3y^3 = F \cos(\omega_{\text{drive}}t). \quad (1.12)$$

Dabei ist m_{eff} die effektive Masse des Systems, c die Proportionalitätskonstante der Reibungskraft, k_1 und k_3 die Federkonstanten erster und dritter Ordnung, F die Antriebskraft, $\omega_{\text{drive}} = 2\pi f_{\text{drive}}$ die Kreisfrequenz der Antriebskraft und t die Zeit. y ist die Auslenkung des

Systems, wobei \dot{y} und \ddot{y} die erste beziehungsweise zweite Zeitableitung sind. Wird $c = \gamma m_{\text{eff}}$ und $k_1 = m_{\text{eff}} \omega_0^2$ gesetzt, ergibt sich:

$$\ddot{y} + \gamma \dot{y} + \omega_0^2 y + \frac{k_3}{m_{\text{eff}}} y^3 = \frac{F}{m_{\text{eff}}} \cos(\omega_{\text{drive}} t), \quad (1.13)$$

wobei γ die Dämpfungskonstante und ω_0 die Eigenkreisfrequenz im Limit des ungedämpften harmonischen Oszillators ist. Gleichung (1.13) kann mit der Methode der harmonischen Balance näherungsweise gelöst werden [35], die davon ausgeht, dass die stationären Lösungen durch die Form:

$$y(t) = y_0 \cos(\omega_{\text{drive}} t + \varphi) \quad (1.14)$$

gegeben sind. Aus dieser Annahme leitet sich die Beziehung:

$$\begin{aligned} y^3(t) &= [y_0 \cos(\omega_{\text{drive}} t + \varphi)]^3 = y_0^3 \left[\frac{3}{4} \cos(\omega_{\text{drive}} t + \varphi) + \frac{1}{4} \cos[3(\omega_{\text{drive}} t + \varphi)] \right] = \\ &= \frac{3y_0^2}{4} y(t) + \frac{y_0^3}{4} \cos[3(\omega_{\text{drive}} t + \varphi)] \end{aligned} \quad (1.15)$$

ab. Wird der Term $\frac{y_0^3}{4} \cos[3(\omega_{\text{drive}} t + \varphi)]$ vernachlässigt, so kann der nichtlineare Term in Gleichung (1.13) wie folgt ersetzt werden:

$$\frac{k_3}{m_{\text{eff}}} y^3(t) \mapsto \frac{3k_3 y_0^2}{4m_{\text{eff}}} y(t), \quad (1.16)$$

so dass Gleichung (1.13) in eine lineare Differentialgleichung 1. Ordnung überführt werden kann, deren Amplitudenlösung bekannt ist:

$$\ddot{y} + \gamma \dot{y} + \left(\omega_0^2 + \frac{3k_3 y_0^2}{4m_{\text{eff}}} \right) y = \frac{F}{m_{\text{eff}}} \cos(\omega_{\text{drive}} t). \quad (1.17)$$

Die Amplitude y_0 und Phase φ für die Lösungsgleichung (1.14) sind durch die folgenden Gleichungen gegeben:

$$y_0 = \frac{F}{m_{\text{eff}} \sqrt{(\omega_0^2 + \frac{3k_3}{4m_{\text{eff}}} y_0^2 - \omega_{\text{drive}}^2)^2 + \gamma^2 \omega_{\text{drive}}^2}} \quad (1.18)$$

und

$$\varphi = \arctan \left(\frac{\gamma \omega_{\text{drive}}}{\omega_{\text{drive}}^2 - (\omega_0^2 + \frac{3k_3}{4m_{\text{eff}}} y_0^2)} \right). \quad (1.19)$$

Durch Quadrieren der Gleichung (1.18) erhält man eine Gleichung der dritten Ordnung in y_0^2 :

$$y_0^2 \left[\left(\omega_0^2 - \omega_{\text{drive}}^2 + \frac{3k_3}{4m_{\text{eff}}} y_0^2 \right)^2 + \gamma^2 \omega_{\text{drive}}^2 \right] = \left(\frac{F}{m_{\text{eff}}} \right)^2. \quad (1.20)$$

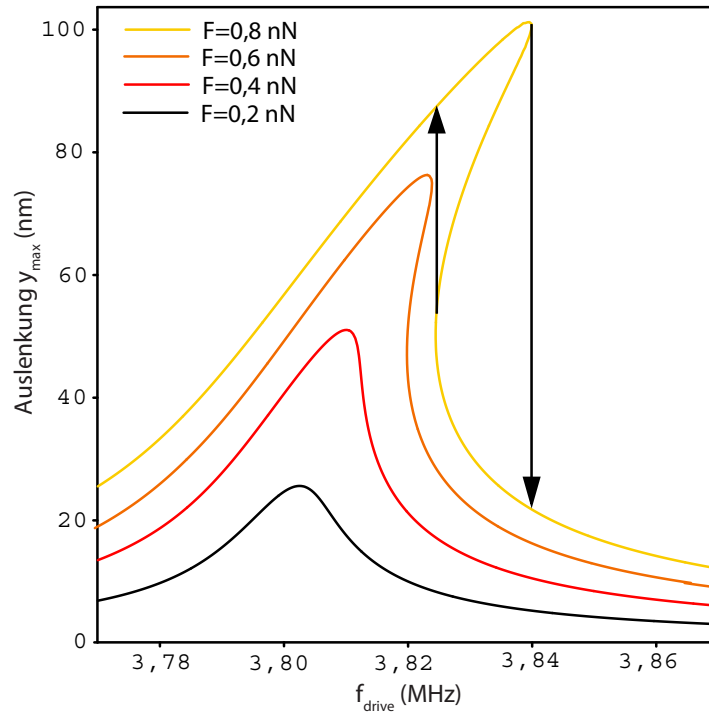


Abbildung 1.5: Amplitudenlösungen des Duffing-Oszillators für unterschiedliche Antriebskräfte. Für die Parameter der Duffing-Gleichung wurden die Werte aus Tabelle 1.1 verwendet, die typisch für die in dieser Arbeit untersuchten Systeme sind.

Die reellen Lösungen dieser Gleichung liefern die möglichen Schwingungsamplituden des Systems. Die Lösungen für typische Systemparameter (siehe Tabelle 1.1) der MSETs sind in Abbildung 1.5 für vier verschiedene Antriebskräfte dargestellt. Es ist zu sehen, dass oberhalb einer kritischen Anregungskraft für bestimmte Frequenzen drei reelle Amplitudenlösungen existieren. Diese Tatsache führt zu einem Hystereseeffekt wie er bei Duffingschwingern beobachtet wird. Wird die Anregungsfrequenz von niedrigen zu hohen Frequenzen durchgefahren, so folgt das System dem oberen Zweig der Amplitudenlösung und vollzieht dann einen plötzlichen Amplitudensprung, wie in Abbildung 1.5 dargestellt. Für den Fall, in dem die Anregungsfrequenz von hohen zu niedrigen Frequenzen verändert wird, folgt das System dem unteren Zweig der Amplitudenlösung. Das beschriebene Verhalten wird für die hier untersuchten Systeme im Elektronenmikroskop sowie auch in den elektrischen Transportmessungen beobachtet. Darüber hinaus stimmen auch die berechneten Amplituden sehr gut mit den tatsächlichen Balkenamplituden von 80 nm überein, die für den elektrischen Transport notwendig sind. Es zeigt sich damit, dass der Duffing-Oszillator ein passendes Modell für die MSETs ist, solange der Impact an den Kontakten vernachlässigt werden kann. Darüber hinaus zeigt die gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ebenfalls, dass die Systemparameter der MSETs gut bestimmt werden konnten. Die Federkonstanten der 1. Ordnung k_1 und der 3. Ordnung k_3 sind mit AFM-Messungen in Abschnitt 2.4 ermittelt worden. Die Eigenkreisfrequenz ω_0 wur-

| Systemparameter | |
|--|---------------------------------------|
| Effektive Masse m_{eff} | $3,22 \times 10^{-15}$ kg |
| Eigenfrequenz $\omega_0/2\pi$ | $3,8 \times 10^6$ Hz |
| Qualitätsfaktor Q | 228 |
| Dämpfungskonstante $\gamma = \frac{\omega_0}{Q}$ | 104719 s ⁻¹ |
| Federkonstante 1. Ordnung k_1 | 1,84 N/m |
| Federkonstante 3. Ordnung k_3 | $5,0 \times 10^{12}$ N/m ³ |

Tabelle 1.1: Typische Parameter der MSET-Systeme, wie sie durch verschiedene Analysemethoden in Kapitel 2 bestimmt wurden.

de aus den elektrischen Transportmessungen oder aus der Elektronenmikroskop-Analyse bestimmt (Abschnitt 2.3). Damit lässt sich die effektive Masse m_{eff} über die Beziehung $m_{\text{eff}} = k_1/\omega_0^2$ in erster Näherung berechnen. Der Q-Faktor wurde in Abschnitt 2.5 bestimmt. Die Dämpfungskonstante γ lässt sich damit über die Beziehung $\gamma = \omega_0/Q$ in der Näherung des harmonischen Oszillators abschätzen [24]. Die Antriebskräfte in Abbildung 1.5 wurden mit 0,8 nN, 0,6 nN, 0,4 nN und 0,2 nN angenommen, da durch den Gleichspannungs-antrieb in Abschnitt 2.9 eine minimal notwendige Antriebskraft mit einem Wert von 0,55 nN bestimmt wurde. Die Simulation zeigt, dass diese Antriebskraft im Rahmen der Messungenauigkeiten ausreicht, um das System zu einer Amplitude von 80 nm auszulenken.

1.2.1.1 Chaos und Subharmonizität des Duffing-Oszillators

Die Nichtlinearität von Schwingungssystemen führt oft zu einer hohen mechanischen Komplexität. Dies soll hier nach [35] an der verkürzten Duffing-Gleichung

$$\ddot{y} + 2D\dot{y} + y^3 = B \cos(\omega_{\text{drive}}t) \quad (1.21)$$

illustriert werden, die von Ueda umfangreich untersucht wurde [36]. Die verkürzte Duffing-Gleichung beschreibt einen nichtlinearen Resonator ohne den Term für die lineare Rückstellkraft. Der Vorteil der verkürzten Duffing-Gleichung ist das Auftreten von nur zwei Systemparametern: Dem Dämpfungsgrad D und der Anregungsamplitude B. Dadurch kann das vielfältige und komplexe mechanische Verhalten in einer zweidimensionalen Parameterkarte dargestellt werden, wie sie in Abbildung 1.6 zu sehen ist. Es ist zu beobachten, dass für verschiedene Parameter periodisches, subharmonisches oder chaotisches Verhalten auftritt. Das System wechselt mit der Änderung der Systemparameter in stark irregulärer Weise zwischen den einzelnen **Schwingungszuständen** hin und her. Dieses Verhalten ist exemplarisch für nichtlineare mechanische Systeme, wie auch für die in dieser Arbeit untersuchten MSETs.

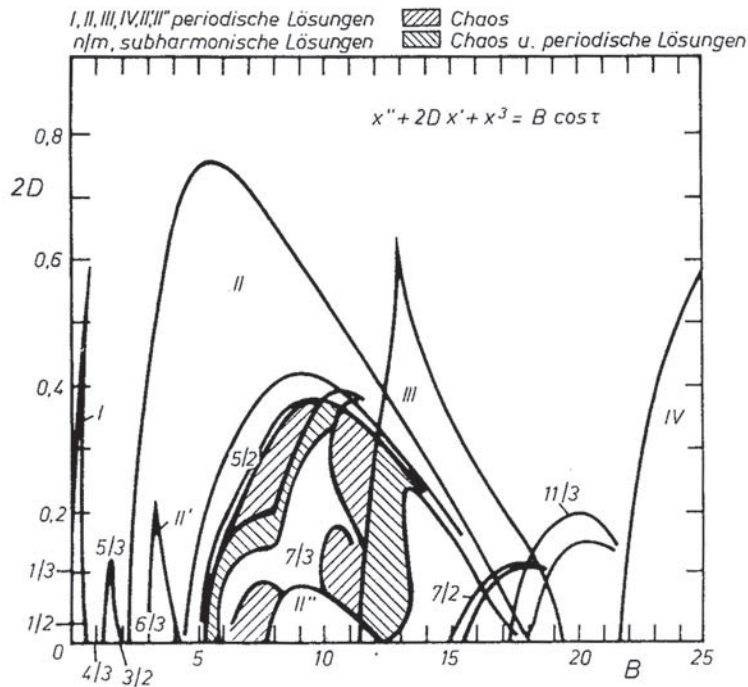


Abbildung 1.6: Parameterkarte für die verkürzte Duffing-Gleichung aus [36].

1.2.2 Der MSET als Duffing-Impakt-Oszillator

Im vorigen Abschnitt wurde die Mechanik des MSETs ohne seitliche *Source*- und *Drain*-Kontakte behandelt. Beschrieben wurde ein nichtlineares System, das nun zusätzlich unter Berücksichtigung der Seitenkontakte betrachtet wird. Die Seitenkontakte begrenzen die Schwingungen der Goldinsel zu beiden Seiten und führen somit zu Stößen zwischen der Goldinsel und den Kontakten. Das System gehört damit zu der Klasse der Impakt-Oszillatoren, die im Englischen auch unter dem Namen *Impacting Systems*, *Vibro-Impacting Systems* oder *Impact Oscillators* bekannt sind. Diese Systeme sind ausgiebig untersucht worden, da sie im täglichen Leben allgegenwärtig sind. Es kann sich dabei um Maschinen-, Motoren- oder Getriebeteile handeln, die durch äußere Kräfte aus ihrer Ruhelage ausgelenkt werden und deren Auslenkung seitlich begrenzt ist. Ein besseres Verständnis solcher System ermöglicht es, Parameterbereiche zu identifizieren bzw. zu vermeiden, bei denen Stöße des System zu einer erhöhten Abnutzung, Beschädigung oder unerwünschten Lärmbelastung führen. Untersuchungen makroskopischer zweiseitig begrenzter Systeme mit linearer Rückstellkraft finden sich unter [37, 38, 39, 40, 41]. Theoretische Untersuchungen eines nanomechanischen Impakt-Systems wurden von Isacson [42] durchgeführt. Für einen zweiseitig begrenzten Duffing-Oszillator, wie es die hier untersuchten MSET-Systeme sind, werden die folgenden Referenzen genannt [43, 44, 45]. Eine Eigenschaft, die alle diese Systeme mit dem im vorherigen Abschnitt vorgestellten System der reduzierten Duffing-Gleichung teilen, ist die enorme Komplexität und Vielfalt des mechanischen Verhaltens. Es

wird das gesamte Spektrum an periodischem, subharmonischem und chaotischem mechanischen Verhalten beobachtet. Abhängig von der Wahl der Anfangsbedingungen des Systems und der Änderung von Systemparametern wird dieses Spektrum in unterschiedlicher Weise durchlaufen. Dabei wird im Folgenden zwischen **internen** und **externen Systemparametern** unterschieden. Mit **externen Systemparametern** sind von außen gezielt veränderbare Parameter wie Anregungsleistung P_{drive} , Anregungsfrequenz f_{drive} , *Source-Drain*-Spannung V_{sd} , Druck p als auch Temperatur T gemeint. **Interne Parameter** bezeichnen Systemparameter, die nicht von außen gesteuert werden können. Dabei kann es sich zum Beispiel um Parameter handeln, von denen die Stoßprozesse zwischen Insel und Seitenkontakten abhängen und die sich, zum Beispiel auf Grund betriebsbedingter Abnutzung, über die Zeit ändern können.

Um die Auswirkungen der beschriebenen mechanischen Komplexität auf den Ladungstransport der MSETs zu untersuchen, werden die unterschiedlichen **Schwingungszustände** durch $m/n/j/i$ gekennzeichnet. Dabei bezeichnet m die Anzahl der Schwingungsperioden des MSETs, die während n Antriebsperioden $T_{\text{drive}} = 1/f_{\text{drive}}$ durchlaufen werden, bevor sich das Schwingungsmuster exakt wiederholt. Der Index j bezeichnet die Anzahl der Stöße zwischen der Insel und den Seitenkontakten während m Schwingungsperioden. Dabei werden auch Mehrfachstöße an einer Elektrode berücksichtigt, wie sie in Abbildung 1.7 b) und d) zu sehen sind. Mehrfachstöße an einer Elektrode sind typisch für Impakt-Systeme [46] und werden im Englischen auch als *Chattering* bezeichnet. Die für den Ladungstransport relevante Größe ist die Variable i . Sie zeigt an, wie oft die Goldinsel pro Anregungsperiode zwischen den Kontakten hin und her schwingt, wobei sie dabei die Kontakte berührt und sich ihrer Kapazität und der angelegten *Source-Drain*-Spannung entsprechend auflädt. Abbildung 1.7 a) zeigt den 1-periodischen Schwingungszustand im Grenzfall des optimalen Ladungstransportes, für den $i = 1$ ist. Generell gilt jedoch, dass $i \leq 1$. Abbildung 1.7 b), c) und d) zeigen Beispiele von Schwingungszuständen für die $i < 1$ ist. Es ist ebenfalls zu sehen, dass i sich in der Regel mit dem Schwingungszustand ändert, wie durch Abbildung 1.7 a), b) und d) gezeigt wird. Es sei jedoch bemerkt, dass es in Ausnahmefällen auch möglich ist, dass i sich trotz einer Veränderung des Schwingungszustands nicht zwangsläufig auch ändern muss, wie durch Abbildung b) und c) veranschaulicht. Aus der vorangegangenen Diskussion ergibt sich, dass die pro Anregungsperiode transportierte Ladung, für einen Schwingungszustand mit der Variablen i , durch $i2\langle n(V_{\text{sd}}) \rangle$ gegeben ist. Um den Einfluss unterschiedlicher Schwingungszustände auf den zeitlich gemittelten *Source-Drain*-Strom zu berücksichtigen, wird Gleichung (1.8) um die zeitlich gemittelte Variable \bar{i} erweitert:

$$\overline{I_{\text{sd}}} = \bar{i}(t)2\langle n(V_{\text{sd}}) \rangle f_{\text{drive}}e. \quad (1.22)$$

Die hier eingeführte zeitliche Abhängigkeit der Variable i berücksichtigt, dass die MSETs sich auf Grund mechanischer Beanspruchung – und damit auch ihre Schwingungszustände – mit der Zeit ändern können oder der Oszillator sich chaotisch verhält.

Wie bereits in Abschnitt 1.2.1.1 diskutiert, ändern sich die Schwingungszustände von Impakt-Oszillatoren – und damit auch die Variable \bar{i} – in nicht monotoner Weise als Funktion der Systemparameter. Somit ist auch zu erwarten, dass sich der Ladungstransport

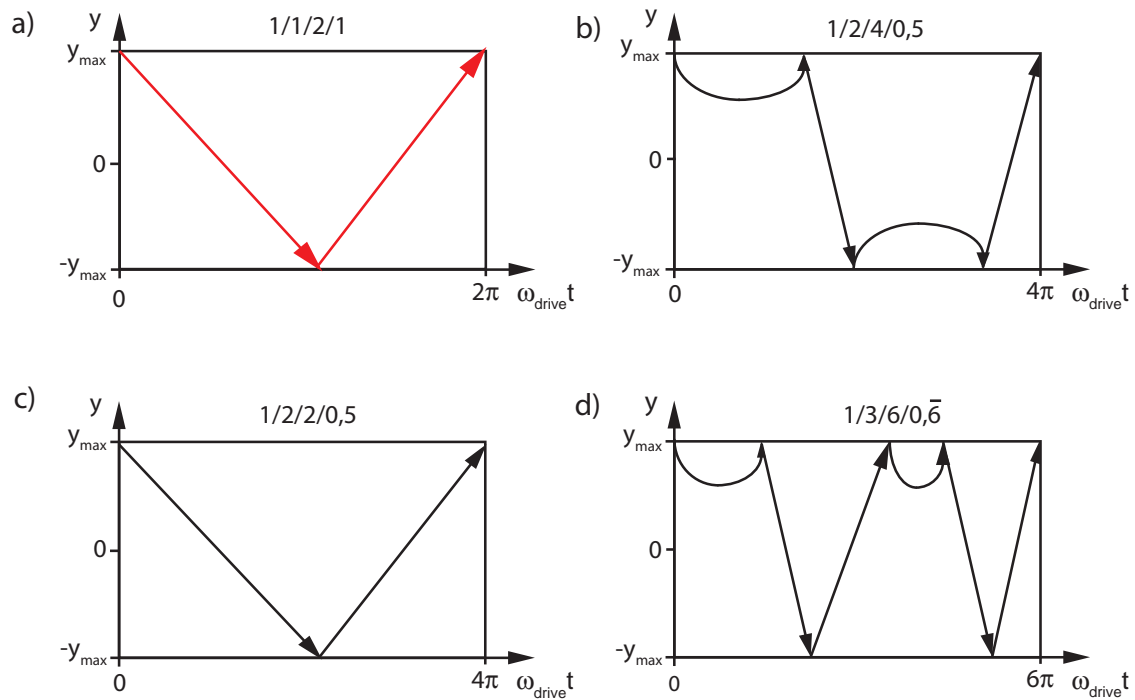


Abbildung 1.7: Vier unterschiedliche **Schwingungszustände** eines MSETs, die exemplarisch aus einer unendlich großen Menge von möglichen Zuständen ausgewählt wurden, um die wesentlichen Eigenschaften der Schwingungszustände zu veranschaulichen. Der zeitlich gemittelte *Source-Drain-Strom* \bar{I}_{sd} hängt von **Schwingungszustand** ab, da sich die pro Anregungsperiode transportierte Ladung zwischen den Zuständen unterscheiden kann. Die Indizierung $m/n/j/i$ ist im Text erklärt.

eines MSETs mit der monotonen Veränderung eines Systemparameters, wie zum Beispiel der Antriebsleistung, in nicht monotoner Weise verändern wird. Dies wird in dieser Arbeit tatsächlich experimentell beobachtet und in Abschnitt 2.1.2.1 (Abbildung 2.4) diskutiert.

Da die Klasse der hier untersuchten Systeme zum Teil empfindlich von den Anfangsparametern und den Systemparametern abhängen, ist es schwierig, experimentelle Daten mit der Theorie quantitativ zur Deckung zu bringen. Dies ist in Abschnitt 2.1.2.1 gelungen und ist nur möglich, wenn die MSETs eine hohe zeitliche Stabilität aufweisen und sich in einem regulären periodischen **Schwingungszustand** befinden, so dass $\bar{i}(t) \mapsto i$. Für den Fall chaotischen Verhaltens oder zeitlicher Instabilität, können Experiment und Theorie nur qualitativ verglichen werden. Im Fall vom deterministischen Chaos führen minimale Abweichungen zwischen Theorie und Experiment, die schon auf Grund nicht genau bekannter Anfangsbedingungen vorhanden sind, zu einem exponentiell schnellem Divergieren von numerischer Simulation und realem System.

Zusammenfassend sei gesagt, dass die Erkenntnis, dass MSETs zur Klasse der Impakt-Systeme gehören, eine grundlegende Voraussetzung für das Verständnis von Messergebnissen ist. Darüber hinaus zeigt dieser Abschnitt, dass die Eigenschaften mechanischer Komplexität sowie die zeitliche Systemveränderung durch mechanische Beanspruchung eine Limitierung für das Erreichen eines Stromstandards darstellt. Dennoch können MSETs 1-periodisches Schwingungsverhalten im Grenzfall optimalen Ladungtransportes sowie eine hohe zeitliche Stabilität aufweisen, wie in dieser Arbeit experimentell in Abschnitt 2.1.2.1 gezeigt wird. Folglich stellt die diskutierte mechanische Komplexität eine Schwierigkeit aber nicht notwendigerweise eine fundamentale Limitierung dar.

Kapitel 2

Experiment, Messungen und Auswertung

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Experimente und Messergebnisse der Doktorarbeit vorgestellt und diskutiert, die auf dem Weg zum mechanischen Einzelelektronentransport im Coulombblockaderegime durchgeführt wurden. Es wird mechanischer Elektronentransport durch Ultraschallantrieb sowie durch spannungsinduzierte Selbstanregung bei tiefen Temperaturen demonstriert. Es wird gezeigt, dass die MSETs im Grenzfall optimaler 1-periodischer Schwingung betrieben werden können. Für dieses Regime werden die Messungen hervorragend durch das in Kapitel 1.1 vorgestellte Modell des elektrischen Teilsystems beschrieben. Diese Übereinstimmung erlaubt es, für die in dieser Arbeit noch nicht im Coulombblockaderegime betriebenen MSETs, quantitative Aussagen über den Übergang ins Coulombblockaderegime zu machen. Die Ergebnisse zeigen, dass Coulombblockade für die untersuchten Systeme bei 0,2 Kelvin und für MSETs, die hinsichtlich ihrer Inselgröße im Rahmen technischer Möglichkeiten optimiert sind, bereits bei 4 Kelvin zu erwarten ist. Darüber hinaus werden in den weiteren Abschnitten dieses Kapitels unterschiedliche Analysemethoden vorgestellt, mit denen die einzelnen Teilbereiche des Gesamtsystems quantitativ untersucht werden. Es werden wesentliche neue Erkenntnisse erzielt und damit eine solide Basis für zukünftige Experimente geschaffen, die auf Grund dieser Arbeit zu erwarten sind.

2.1 Elektrische Transportmessungen an MSETs

2.1.1 Experimenteller Aufbau

Für die elektrischen Transportmessungen wird der MSET-Matrix-Chip mit konventionellem Zweikomponentenkleber gegen die Innenwand eines Faradaykäfigs geklebt, wie in Abbildung 2.1 a) gezeigt (vergl. mit Abbildung 3). Von außen wird ein Piezoaktuator mechanisch gegen die Käfigwand gedrückt, auf deren Innenseite der Probenchip angeklebt ist. Auf diese Weise können sich die vom Piezoaktuator erzeugten Ultraschallwellen durch die

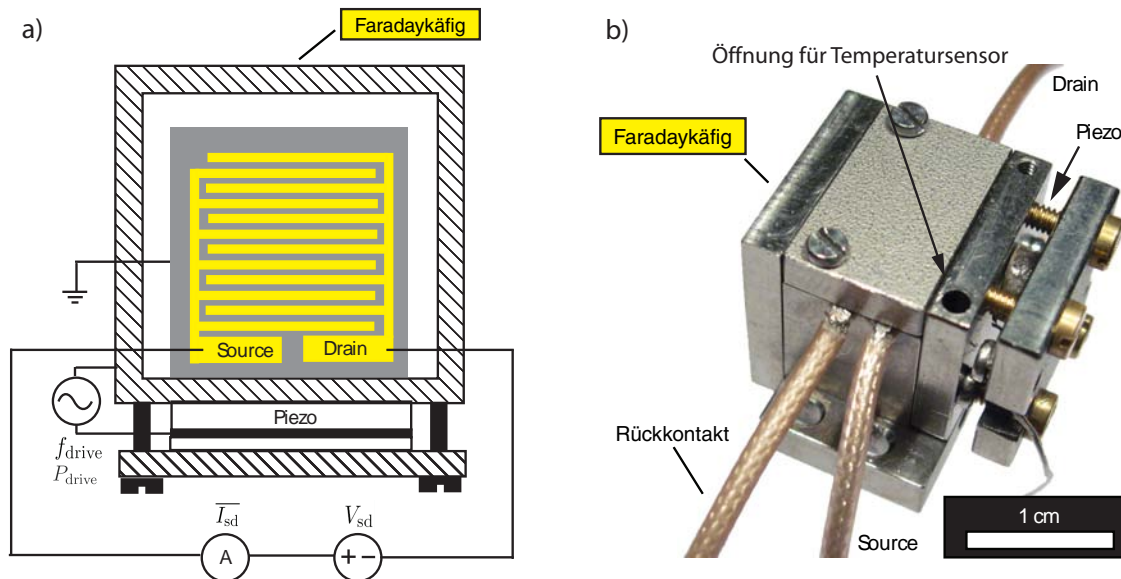


Abbildung 2.1: **a)** Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus. Der Chip mit den MSETs ist für eine optimale elektrische Abschirmung in einem Faradaykäfig eingebaut. **b)** Foto des Faradaykäfigs, zusammen mit der piezoelektrischen Antriebseinheit.

Käfigwand und den Probenchip hindurch ausbreiten und die MSETs zum Schwingen anregen. Bei dem Piezoaktuator handelt es sich um einen Scheibenpiezo der Firma PI (Physik Instrumente GmbH, Karlsruhe, Deutschland) mit einem Durchmesser von 5 mm und einer Höhe von 0,3 mm. Die Piezokeramik besteht aus dem Material PIC255¹. Der Piezoaktuator wird mit einem Marconi 2032 Signalgenerator angeregt, dessen Signale bei Bedarf mit einem 40 db Verstärker verstärkt werden können. Der Faradaykäfig besteht aus 3 mm dicken Titanwänden und stellt sicher, dass die Probe ideal vom Anregungssignal des Piezoaktuators und von äußeren Störsignalen abgeschirmt ist. Die *Source*- und *Drain*-Elektroden werden elektrisch mit den Koaxialkabeln verbunden, die durch die Käfigwand hindurch zu den Messgeräten führen, wie in Abbildung 2.1 b) gezeigt. Der Faradaykäfig ist in einer Vakuumkanne untergebracht, die für Tieftemperaturmessungen in einen Heliumdewar eingeführt werden kann. Die Spannung V_{sd} zwischen der *Source*- und *Drain*-Elektrode wird mit einer Yokogawa 7651 Gleichspannungsquelle angelegt. Der zeitlich gemittelte *Source-Drain*-Strom \overline{I}_{sd} wird mit einem Femto DLPCA-200 Strom-Spannungs-Verstärker gemessen und mit einem HP 34401A Multimeter ausgelesen. Für einen bei einer Anregungsfrequenz von $f_{drive} = 10$ MHz betriebenen MSET kann mit dieser Anordnung der zeitlich gemittelte *Source-Drain*-Strom \overline{I}_{sd} mit einer Empfindlichkeit von einem zwanzigstel der Elementarladung e pro Schwingungsperiode T gemessen werden.

¹Die Spezifikationen des Material finden sich auf der Internetseite www.piceramic.com

2.1.2 Messungen und Auswertung

2.1.2.1 Ladungstransport bei Ultraschallantrieb

Im Folgenden wird der zeitlich gemittelte *Source-Drain*-Strom $\overline{I_{sd}}$ als Funktion der Anregungsfrequenz f_{drive} für eine feste Anregungsleistung P_{drive} des Ultraschallantriebs behandelt. Abbildung 2.2 a) zeigt eine elektrische Transportmessung für eine Matrix mit 44 fehlerfrei gefertigten MSETs für eine *Source-Drain*-Spannung von $V_{sd} = 0,8 \text{ V}$. Die Messung wurde bei einer Temperatur von 20 K und einem Helium-Austauschgasdruck $p_{He} = 7,5 \times 10^{-4} \text{ mbar}$ durchgeführt. Im Bereich von $f_{drive} = 3,5 \text{ MHz}$ bis $f_{drive} = 6 \text{ MHz}$ sind 8 Resonanzen zu erkennen. Jede Resonanz entspricht einem MSET, der im Bereich seiner Eigenfrequenz f_0 durch Ultraschallwellen zu Schwingungen ausreichender Amplitude angeregt wurde, so dass die Goldinsel Ladungsträger zwischen der *Source*- und *Drain*-Elektrode transportiert. Durch Eigenfrequenzanalysen im Elektronenmikroskop (Abschnitt 2.3) ist bekannt, dass bei wesentlich mehr MSETs die Eigenfrequenz im Frequenzbereich zwischen 3,5 und 6 MHz liegt. Die Messung zeigt somit, dass nicht alle, der zu Schwingungen angeregten MSETs, einen Ladungstransport aufweisen. Dies ist eine Tatsache, die auch bei anderen Proben beobachtet wurde. Hierfür gibt es zwei Erklärungen. Zum einen ist das piezoelektrische Antriebssystem ein akustischer Resonator mit einem komplexen Resonanzspektrum. Daraus folgt: **Die vom Antriebssystem erzeugten Schallwellenamplituden weisen eine starke Frequenzabhängigkeit auf, so dass sich seine Antriebseffizienz mit der Frequenz verändert.** Diese Tatsache kann dazu führen, dass die Anregung von MSETs in bestimmten Frequenzbereichen für den Ladungstransport ausreicht und in anderen Bereichen nicht (siehe auch Abschnitt 2.2). Eine weitere Erklärung, dass nicht alle zu Schwingungen angeregten MSETs Ladungstransport zeigen, findet sich in der mechanischen Komplexität der MSETs. Wie bereits in Abschnitt 1.2 gezeigt, gehören sie zur Klasse der Impakt-Oszillatoren, deren Schwingungszustände empfindlich von den Systemparametern abhängen. Dabei können bestimmte Schwingungszustände zu einem hohen und andere zu einem stark eingeschränkten *Source-Drain*-Strom führen. Daraus folgt: **Die Schwingungszustände und damit $\overline{I_{sd}}$ können empfindlich und in nicht notwendig monotoner Weise von den Systemparametern abhängen (siehe auch Theorieabschnitt 1.2.2).** Diese Tatsache kann auch erklären, warum die Amplitude der Resonanz 4 des MSET4 in Abbildung 2.2 a), trotz höherer Anregungsleistung, kleiner ist als in Abbildung 2.2 b) und c). Darüber hinaus kann diese zum Teil empfindliche Abhängigkeit der Schwingungszustände von den Systemparametern eine geringe zeitliche Stabilität bzw. geringe Reproduzierbarkeit von MSET-Messungen erklären, die im Rahmen dieser Arbeit häufig beobachtet wurden. Verändern sich zum Beispiel die internen Systemparameter eines MSETs durch betriebsbedingte Abnutzung der Stoßflächen an der Goldinsel sowie der Seitenelektroden, so kann dies zu einer Veränderung der Schwingungszustände und damit des *Source-Drain*-Stroms $\overline{I_{sd}}$ führen, obwohl die externen Systemparameter konstant gehalten werden. Diese Situation ist durch die Messung am MSET3 in Abbildung 2.3 veranschaulicht², die die zeitliche Instabilität des *Source-Drain*-Stroms $\overline{I_{sd}}$ für den in Tabelle 2.1

²Der MSET3 ist die Struktur, die in Abbildung 2.2 a) die Resonanz 3 zeigt

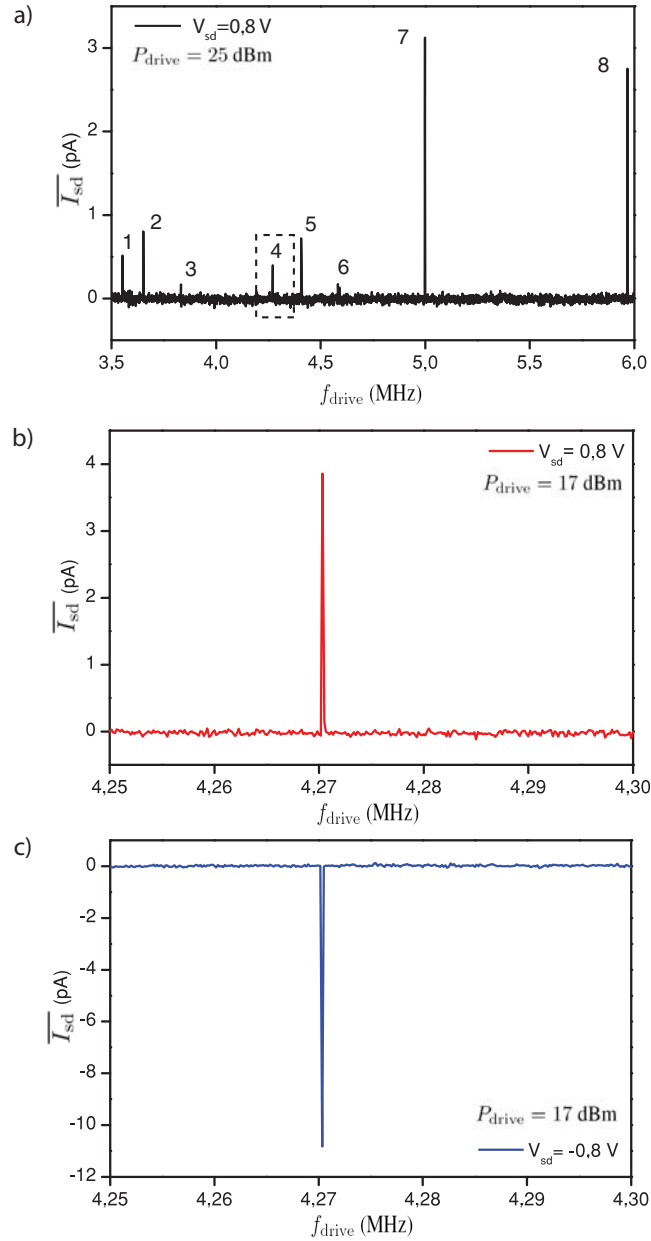


Abbildung 2.2: **a)** Elektrischer Ladunstransport einer Matrix mit 44 fehlerfrei gefertigten MSETs bei einer Temperatur von 20 K und einem Helium-Austauschgasdruck von $p_{He} = 7,5 \times 10^{-4}$ mbar. Der zeitlich gemittelte *Source-Drain*-Strom \overline{I}_{sd} ist als Funktion der Anregungsfrequenz f_{drive} für eine Anregungsleistung $P_{drive} = 25$ dBm gemessen. **b)** und **c)** zeigen einen vergrößerten Ausschnitt der Resonanz 4 bei $f_{drive} = 4,27$ MHz und einer Anregungsleistung $P_{drive} = 17$ dBm. Es ist zu sehen, dass sich die Stromrichtung erwartungsgemäß umkehrt, wenn die *Source-Drain*-Spannung V_{sd} ihr Vorzeichen ändert. Auf die Tatsache, dass sich die Resonanzamplituden trotz gleichen Spannungsbetrags in b) und c) unterscheiden, wird im Text eingegangen. Von den Messdaten in a), b) und c) ist der Offset des Strom-Spannungs-Verstärkers abgezogen worden ($\Delta \overline{I}_{sd}(i = 0) = 1,3$ pA), siehe Text.

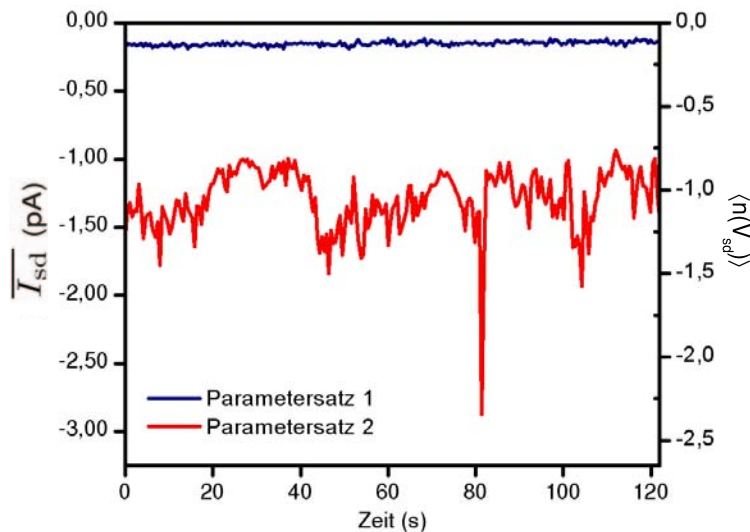


Abbildung 2.3: Zeitliche Entwicklung von $\overline{I_{sd}}$ für zwei unterschiedliche Parametersätze. Es ist zu beobachten, dass $\overline{I_{sd}}$ des MSET3 für den Parametersatz 1 eine hohe und für den Parametersatz 2 eine niedrige zeitliche Stabilität aufweist.

aufgelisteten externen Parametersatz 2 zeigt. Es sei angemerkt, dass eine zeitliche Instabilität selbst dann auftreten kann, wenn die internen Systemparameter sich nicht mit der Zeit ändern. Dies kann der Fall sein, wenn ein MSET sich in einem festen Zustand des **deterministischen Chaos** befinden. Die gemessene zeitliche Instabilität ist dann eine Folge der zeitlichen Entwicklung dieses Zustands. Es wird davon ausgegangen, dass für die Erklärung zeitlicher Instabilität eine Kombination aus den beiden hier diskutierten Ursachen angenommen werden muss. **Zusammenfassend sei festgehalten: Nicht reproduzierbare Messungen und eine zeitliche Instabilität vom *Source-Drain-Strom* $\overline{I_{sd}}$ können bei MSETs auftreten. Die Ursache hierfür sind sich zeitlich verändernde interne Systemparameter und/oder Schwingungszustände des deterministischen Chaos.** Dies kann auch erklären, warum die Resonanzamplituden in Abbildung 2.2 b) und 2.2 c) unterschiedlich groß sind, obwohl der Betrag der angelegten *Source-Drain-Spannung* V_{sd} gleich ist. Eine zeitliche Instabilität führt bei Wiederholung einer Messung jedesmal zu einer anderen Resonanzamplitude. Dies gilt damit auch für die Messungen in Abbildung 2.2 b) und 2.2 c). Es sei jedoch ausdrücklich betont, dass durch die vorangegangene Diskussion nicht der Eindruck entstehen darf, dass die MSETs notwendiger Weise instabile Systeme sind. In dieser Arbeit wird ebenfalls hochgradig reproduzierbares Verhalten und hohe zeitliche Stabilität von MSETs beobachtet. Dies ist exemplarisch durch die Messung, mit dem in Tabelle 2.1 aufgelisteten externen Parametersatz 1, am MSET3 in Abbildung 2.3 gezeigt.

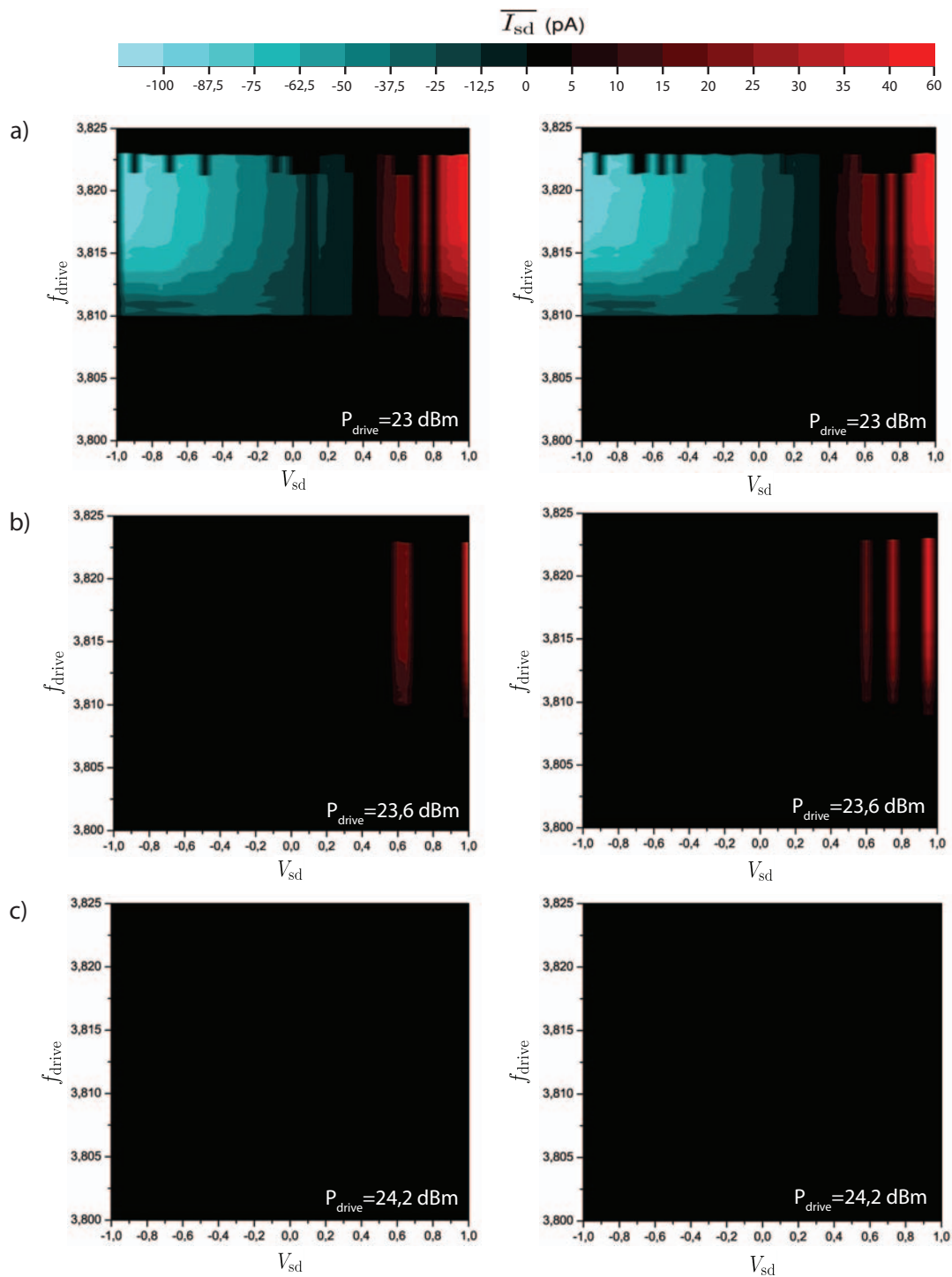
Nachdem auf den letzten beiden Seiten die fundamentalen Eigenschaften der MSETs und des Antriebssystems diskutiert wurden, wird im Folgenden der Offset des verwendeten Strom-Spannungs-Verstärkers behandelt, der für das Verständnis der elektrischen Transportmessungen ebenfalls notwendig ist. Der Offset des Strom-Spannungs-Verstärkers

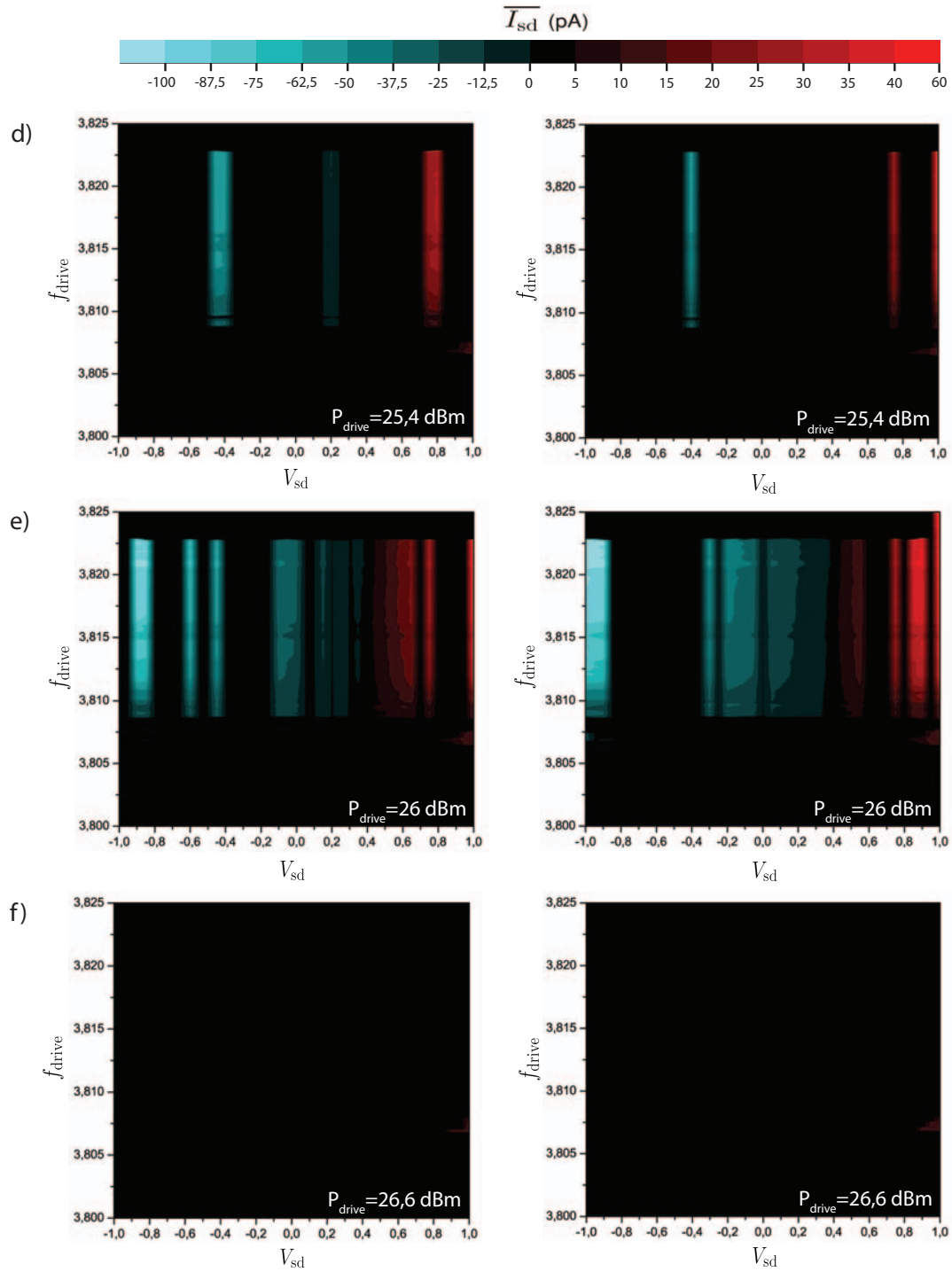
| | Parametersatz 1 | Parametersatz 2 |
|--------------------------|----------------------|----------------------|
| P_{drive} (dBm) | 28,1 | 28,1 |
| f_{drive} (MHz) | 3,76055 | 3,80981 |
| V_{sd} (V) | -0,1 | -1 |
| T (K) | 20 | 20 |
| p_{He} (mbar) | $7,5 \times 10^{-4}$ | $7,5 \times 10^{-4}$ |

Tabelle 2.1: Parameter der Parametersätze 1 und 2.

$\Delta \overline{I}_{\text{sd}}(\bar{i})$ hängt von seiner Eingangsimpedanz ab, die wiederum vom Transport- beziehungsweise Schwingungszustand des untersuchten MSETs beeinflusst wird. Damit ist der Offset $\Delta \overline{I}_{\text{sd}}(\bar{i})$ eine Funktion des Schwingungszustands des untersuchten MSETs. Die Abhängigkeit vom Schwingungszuständen wird durch die Variable \bar{i} angezeigt, die bereits im Theorieabschnitt 1.2.2 eingeführt wurde. Sie zeigt an, wie oft die Goldinsel im zeitlichen Mittel pro Anregungsperiode zwischen *Source* und *Drain* hin und her schwingt, wobei die Insel die Elektroden dabei berührt und sich ihrer Kapazität und der angelegten *Source-Drain*-Spannung entsprechend auflädt. Damit ist $\Delta \overline{I}_{\text{sd}}(0)$ der Offset für die Eingangsimpedanz, bei der die Insel nicht oder nur schwach angeregt wird und die Seitenkontakte nicht berührt. Im Fall von Ladungstransport, für den $\bar{i} > 0$, ändert sich der Offset auf $\Delta \overline{I}_{\text{sd}}(\bar{i} > 0)$. Aus der Abhängigkeit des Strom-Spannungs-Verstärker Offsets von den Schwingungszuständen folgt, dass eine genaue quantitative Bestimmung des *Source-Drain*-Stroms \overline{I}_{sd} nicht immer möglich ist. Veranschaulicht sei dies an den Messungen in Abbildung 2.2 b) und c), von denen der Offset $\Delta \overline{I}_{\text{sd}}(\bar{i} = 0)$ bereits abgezogen wurde. Damit sind die Messkurven, für den Bereich, für den kein Ladungstransport stattfindet, korrekt dargestellt. Im Bereich des resonanten Ladungstransportes hingegen, ergibt sich ein neuer, nicht bekannter Offset $\Delta \overline{I}_{\text{sd}}(\bar{i} > 0)$, der sich von $\Delta \overline{I}_{\text{sd}}(\bar{i} = 0)$ unterscheidet. Als Folge kann aus der Messung zwar eindeutig auf einen elektrischen Ladungstransport geschlossen werden, der angezeigte Strom unterliegt jedoch einem Fehler, der von dem unbekanntem Offset $\Delta \overline{I}_{\text{sd}}(\bar{i} > 0)$ abhängt. Diese Schwierigkeit ist jedoch kein fundamentales Problem, da es durchaus Situationen gibt, in denen $\Delta \overline{I}_{\text{sd}}(\bar{i} > 0)$ eindeutig bestimmt und damit eine quantitative Aussage über den *Source-Drain*-Strom \overline{I}_{sd} gemacht werden kann, wie im weiteren Verlauf dieser Arbeit gezeigt wird.

In diesem Abschnitt sind bisher die wesentlichen Grundlagen für das Verständnis von MSET-Messungen behandelt worden. Im Folgenden werden Messungen am MSET3 gezeigt und diskutiert, der sich über große Parameterbereiche durch eine hohe zeitliche Stabilität und Reproduzierbarkeit auszeichnet. Sein elektrisches Transportverhalten ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Der *Source-Drain*-Strom \overline{I}_{sd} ist farblich codiert für verschiedene Anregungsleistungen P_{drive} als Funktion von f_{drive} und V_{sd} aufgetragen. Die Messungen sind bei einer Temperatur von $T \approx 20$ K und einem Helium-Austauschgasdruck von $p_{\text{He}} = 7,5 \times 10^{-4}$ mbar durchgeführt worden, wobei der Offset $\Delta \overline{I}_{\text{sd}}(\bar{i} = 0)$ des Strom-Spannungs-Verstärkers von den Messungen abgezogen wurde. Um die hohe Reproduzierbarkeit des Systems zu verdeutlichen, sind für jede Anregungsleistung jeweils zwei Messun-





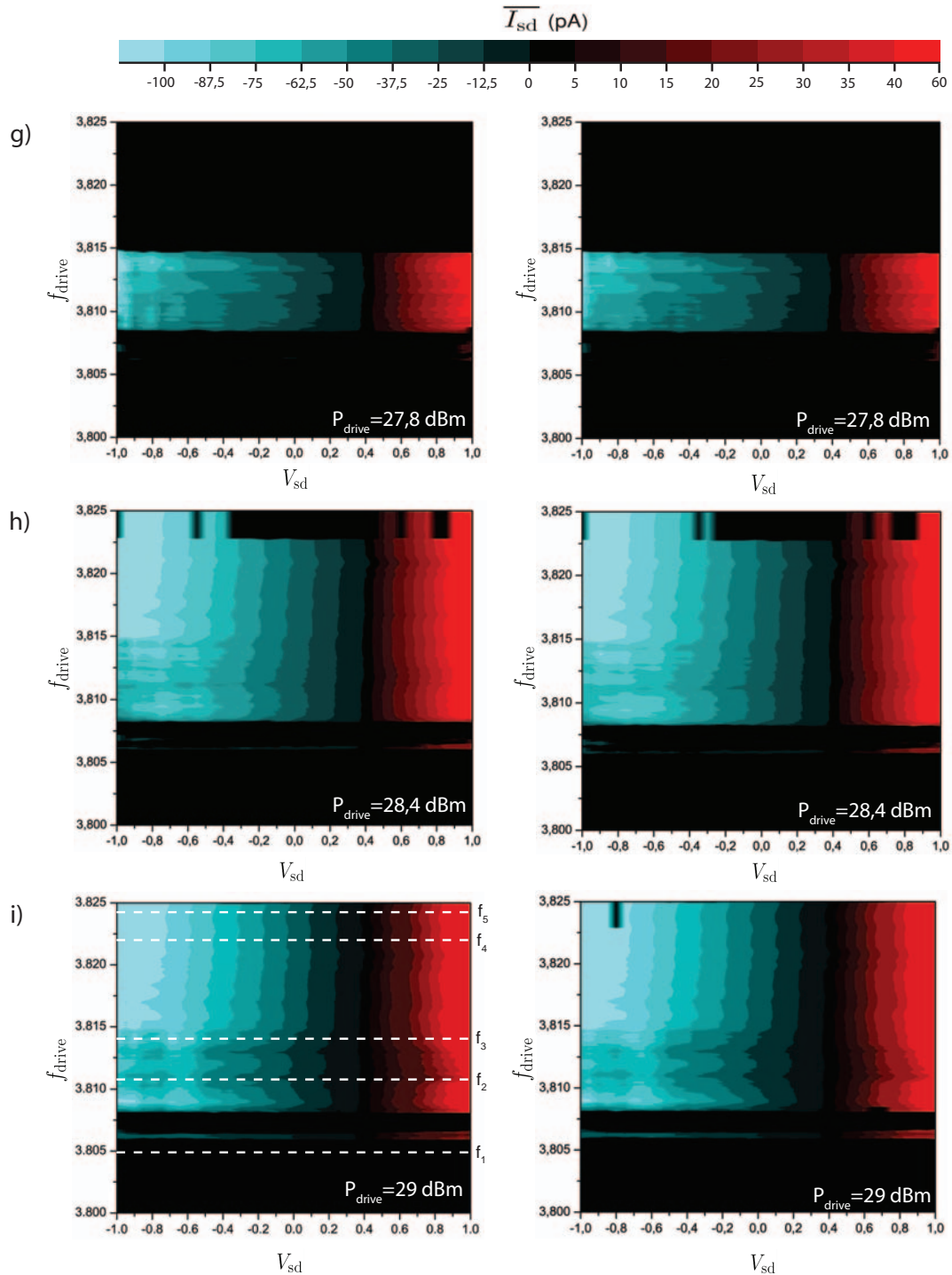


Abbildung 2.4: **a-i)** Der Ladungstransport des MSET3 ist in Abhängigkeit von f_{drive} und V_{sd} jeweils für verschiedene Anregungsleistungen farblich dargestellt. Um die Reproduzierbarkeit der Messungen zu zeigen, sind für einen Parametersatz jeweils zwei unabhängige Messreihen gezeigt. Der linke Datensatz entspricht der jeweils zuerst durchgeführten Messung. Von den Messungen ist der Offset $\Delta \overline{I_{\text{sd}}}(i = 0)$ abgezogen worden.

gen des gleichen externen Parametersatzes dargestellt. Die Messungen veranschaulichen die bisher in diesem Abschnitt diskutierten Punkte. Als erstes wird auf den Offset $\Delta\overline{I_{sd}}(\bar{i} > 0)$ eingegangen. Wie besprochen, kommt der Offset durch eine Impedanzänderung zustande, wenn der MSET mechanisch angeregt wird, so dass seine Goldinsel zwischen Source und Drain hin und her schwingt und die Elektroden dabei berührt. Dies hat zur Folge, dass in Abbildung 2.4 a), e), g) und i) in den Frequenzbereichen des Ladungstransportes für $V_{sd} = 0$ ein *Source-Drain*-Strom $\overline{I_{sd}}$ angezeigt wird, der tatsächlich nicht vorhanden ist. Da der Offset von \bar{i} und damit auch von V_{sd} und f_{drive} abhängt, ist er außer für die Punkte, für die $V_{sd} = 0$ ist nicht genau bekannt, so dass die Messdaten nicht gesamtheitlich korrigiert werden können. In bestimmten Situationen ist dies jedoch möglich, wie noch gezeigt wird.

Darüber hinaus zeigen die Messungen, dass der *Source-Drain*-Strom $\overline{I_{sd}}$, wie diskutiert, sich in nicht monotoner Weise mit den externen Systemparametern ändert. Dies ist zum Beispiel im Verlauf der Abbildung 2.4 a) nach i) als Funktion der Anregungsleistung P_{drive} , in Abbildung 2.4 e) im Frequenzbereich zwischen 3,81 MHz und 3,82 MHz als Funktion der *Source-Drain*-Spannung V_{sd} und in Abbildung 2.4 g) für $V_{sd} = -0,8V$ als Funktion von f_{drive} zu beobachten. Neben der nicht monotonen Abhängigkeit von $\overline{I_{sd}}$ als Funktion der externen Systemparameter P_{drive} , f_{drive} und V_{sd} zeigen die Messungen ebenfalls das vielfältige und komplexe Transportverhalten des MSETs. Durch die hohe Reproduzierbarkeit der Messungen zeigt sich auch, dass diese Vielfältigkeit nicht durch ein sich zeitlich veränderndes System hervorgerufen wird, sondern eine in hohem Maße determinierte intrinsische Systemeigenschaft ist.

Im Folgenden wird gezeigt, dass der MSET3 die drei in Kapitel 1 beschriebenen Transportzustände **kein Transport, mechanisch und kapazitiv begrenzter Transport** sowie ausschließlich **kapazitiv begrenzter Transport** durchläuft. Für eine bessere Veranschaulichung ist der *Source-Drain*-Strom $\overline{I_{sd}}$ in Abhängigkeit von V_{sd} , für die fünf in Abbildung 2.4 i) durch gestrichelte Linien gekennzeichneten Frequenzen $f_1 - f_5$, separat in Abbildung 2.5 a) dargestellt, wobei die Messung für f_1 um den Offset $\Delta\overline{I_{sd}}(\bar{i} = 0)$ und die Messkurven $f_2 - f_5$ um den Offset $\Delta\overline{I_{sd}}(\bar{i} > 0)$ des Strom-Spannungs-Verstärkers bereinigt wurden. Es ist zu sehen, dass der Ladungstransport für die Frequenzen $f_2 - f_5$ in guter Näherung proportional zu V_{sd} ist. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die Inselladung, die sich mit jedem Kontakt zwischen Insel und Seitenelektrode ergibt, ebenfalls proportional zu V_{sd} ist. Da die Messkurven ausschließlich diese proportionale Abhängigkeit zeigen, ergibt sich, dass sich der Transportzustand und somit \bar{i} für die Messkurven $f_2 - f_5$ als Funktion von V_{sd} nicht oder nur in sehr geringem Maße ändert. Diese Besonderheit impliziert, dass der für die einzelnen Messkurven $f_2 - f_5$ für $V_{sd} = 0$ bestimmte Offset $\Delta\overline{I_{sd}}(\bar{i} > 0)$ ebenfalls für alle anderen V_{sd} -Werte gilt. Damit war es in diesem Fall möglich die Messkurven $f_1 - f_5$ gesamtheitlich um den Offset $\Delta\overline{I_{sd}}(\bar{i} = 0)$ und $\Delta\overline{I_{sd}}(\bar{i} > 0)$ des Strom-Spannungs-Verstärkers zu bereinigen. Nach dieser Diskussion des Offset werden im Folgenden die Transportzustände des MSET3, anhand von Abbildung 2.5 a), näher betrachtet. Für eine Anregungsfrequenz von $f_1 = 3,804800$ MHz, die unterhalb der Eigenfrequenz des Systems liegt, ist die Amplitude für den Ladungstransport noch nicht ausreichend, so dass er sich im Zustand **kein Transport** befindet (schwarze Vierecke). Wird f_{drive} ausreichend nahe der Eigenfrequenz gewählt, so sind die Schwingungsamplituden der Goldinsel ausreichend, so

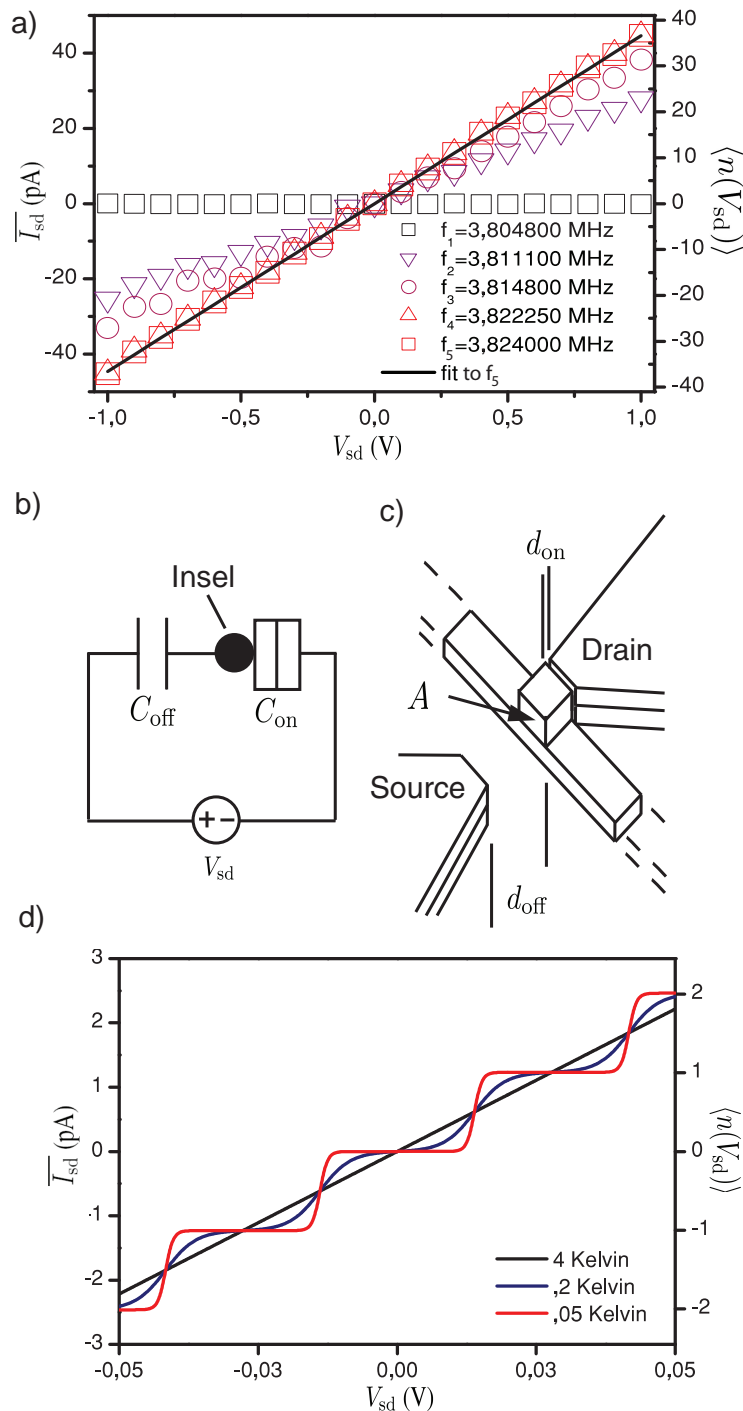


Abbildung 2.5: **a)** Zur besseren Veranschaulichung der verschiedenen Transportzustände ist der Ladungstransport für fünf, in Abbildung 2.5 i) durch weiße gestrichelte Linien gekennzeichnete Frequenzen $f_1 - f_5$ separat dargestellt. **b)** Illustration des für die Beschreibung der Messergebnisse zugrunde gelegten Modells der Einzel-Elektronen-Box. **c)** Veranschaulichung der Parameter für das verwendete Plattenkondensator-Modell. **d)** Simulation von \bar{I}_{sd} als Funktion von V_{sd} für verschiedene Temperaturen.

dass Ladungstransport einsetzt. Mit steigender Anregungsfrequenz bewegt sich der MSET3 durch verschiedene Transportzustände hindurch, die den Ladungstransport mehr oder weniger begünstigen, je nachdem ob die Variable \bar{i} (siehe Abschnitt 1.2.2) groß oder klein ist. Die Messungen f_2 und f_3 zeigen, wie die Transporteffizienz bzw. \bar{i} zusammen mit der Anregungsfrequenz zunimmt, wobei die maximale Transporteffizienz noch nicht erreicht wird (**mechanisch und kapazitiv begrenzter Transport**). Der *Source-Drain*-Strom $\overline{I_{sd}}$ sättigt im Grenzfall des optimalen **kapazitiv begrenzten Transportzustands** maximaler Transporteffizienz. Diese Situation, in der das System in 1-periodischer Weise mit der Periode $T_{drive} = 1/f_{drive}$ schwingt, ist im Fall der Messkurven f_4 und f_5 zu beobachten. Wie in Kapitel 1 gezeigt, kann der MSET in diesem Zustand ausschließlich durch das elektrische Teilsystem beschrieben werden. Der zeitlich gemittelte *Source-Drain*-Strom $\overline{I_{sd}}$ ist in diesem Fall durch Gleichung (1.8) beziehungsweise durch Gleichung (1.22) mit $\bar{i} = 1$ gegeben:

$$\overline{I_{sd}} = 2\langle n(V_{sd}) \rangle f_{drive} e, \quad (1.8)$$

wobei

$$\langle n(V_{sd}) \rangle = \sum_{n=-\infty}^{\infty} n \frac{e^{-\frac{E_{ch}(n, V_{sd})}{kT}}}{Z} \quad (1.7)$$

und

$$E_{ch}(n, V_{sd}) = \frac{(ne - V_{sd}C_{off})^2}{2(C_{on} + C_{off})}. \quad (1.1)$$

Wird für die Kapazität zwischen Goldinsel und einem Seitenkontakt das Modell des Plattenkondensators herangezogen, so ergeben sich für die Kapazitäten in Gleichung (1.1) $C_{on} = A\varepsilon_0/d_{on}$ und $C_{off} = A\varepsilon_0/d_{off}$, wobei A die Querschnittsfläche der Insel zum Seitenkontakt, ε_0 die elektrische Feldkonstante, d_{on} der Abstand zwischen der Insel und der Ladungselektrode und d_{off} der Abstand zwischen der Insel und der Elektrode ist, die nicht im Kontakt mit der Insel ist, siehe Abbildung 2.5 c). Für d_{on} wird ein typischer Tunnelabstand von 1 nm angenommen [47]. Unter Berücksichtigung des Ruheabstandes von 80 nm zwischen der Goldinsel und den Seitenelektroden wird $d_{off} = 160$ nm abgeschätzt. Mit diesen Zuordnungen von C_{on} , C_{off} , d_{on} und d_{off} liefert Gleichung (1.8) einen Ausdruck für $\overline{I_{sd}}$, der die Inselquerschnittsfläche A als einzig freien Parameter enthält. Dies erlaubt eine Kurvenanpassung, die für die Messkurve f_5 des **kapazitiv begrenzten Transportregimes** in Abbildung 2.5 a) durchgeführt wurde (durchgezogene Linie). Der Summationsindex n wurde für die Kurvenanpassung von -1000 bis 1000 durchlaufen. Die Konvergenz des Anpassungsvorganges wurde sichergestellt. Der sich aus der Kurvenanpassung ergebende Wert für A liefert zusammen mit d_{off} eine Kapazität C_{off} von 5,94 aF. Abbildung 2.5 a) zeigt, dass die experimentellen Daten sehr gut mit der Kurvenanpassung übereinstimmen. Darüber hinaus wurde die Kapazität C_{off} unabhängig aus Finite-Elemente-Berechnungen bestimmt, die mit dem Programm Femlab 3.3 (Comsol Multiphysics GmbH, Göttingen, Deutschland) durchgeführt wurden. Abbildung 2.6 zeigt ein Simulationsergebnis, das das elektrische Potential zwischen der Goldinsel und einer Seitenelektrode für eine Spannungsdifferenz von 1 Volt farblich codiert darstellt. Aus der Finite-Elemente-Simulation ergibt sich eine Kapa-

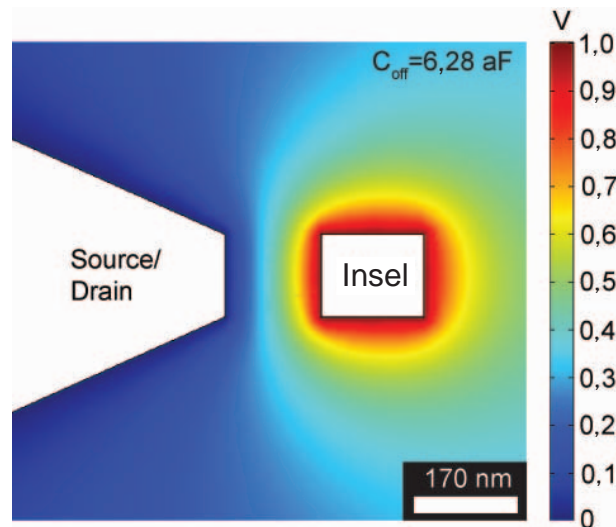


Abbildung 2.6: Farbliche Kodierung des elektrischen Potentials für eine Spannungs-differenz von 1 Volt zwischen der Insel und einem Seitenkontakt, bestimmt durch Finite-Elemente-Berechnung. Die Finite-Elemente-Simulation liefert eine Kapazität von $C_{\text{off}} = 6,28 \text{ aF}$.

azität von $C_{\text{off}} = 6,28$, die innerhalb einer 6%igen Genauigkeit mit dem experimentellen Ergebnis übereinstimmt. Dies zeigt nicht nur, dass die Messergebnisse des Einzel-Elektronen-Transistors mit dem theoretisch erwarteten Verhalten des Systems in konsistenter Weise übereinstimmen, sondern erlaubt auch die Strom-Spannungs-Abhängigkeit $\overline{I_{\text{sd}}}(V_{\text{sd}})$ des hier untersuchten System für verschiedene Temperaturen zu simulieren, wie in Abbildung 2.5 d) gezeigt. Anhand der sich ausbildenden **Coulombtreppe** ist zu erkennen, dass für den hier untersuchten MSET3 Elektronentransport im **Coulombblockaderegime** bei 0,2 Kelvin klar erkennbar sein sollte. Dies ist ein Temperaturbereich, der prinzipiell mit konventionellen Verdünnungskryostaten erreichbar ist. Die geringe Kühlleistung dieser Systeme von wenigen hundert Mikrowatt reicht jedoch für das Probendesign der hier untersuchten MSETs nicht aus, da die typischen elektrischen Antriebsleistungen in einer Größenordnung von 100 mW liegen und derartige Systeme zu stark aufheizen würden (siehe Abschnitt 2.2). Generell muss dies jedoch keine fundamentale Limitierung sein. In dieser Arbeit ist es bereits gelungen mit Einzel-Elektronen-Transistoren, die hinsichtlich niedriger Anregungsleistungen optimiert waren, einen erfolgreichen Ladungstransport bei einer Anregungsleistung von 1 mW zu realisieren. Bei diesen Systemen betrug der Abstand zwischen der Goldinsel und den elektrischen Zuleitungen lediglich 30 nm.

Eine weitere Möglichkeit für das Erreichen des **Coulombblockaderegimes** ist die fabrikationsseitige Verkleinerung der Inselquerschnittsfläche A . Die Fertigung von ersten Prototypen zeigt, dass der Verkleinerung von A um einen Faktor 1/14 im Vergleich zum MSET3 von fabrikationstechnischer Seite nichts im Wege steht. Für ein derart optimiertes System ist die Simulation des *Source-Drain*-Stroms $\overline{I_{\text{sd}}}$ als Funktion von V_{sd} für verschiedene Temperaturen in Abbildung 2.7 dargestellt. Durch die sich ausbildende **Coulombtreppe** zeigt sich, dass der Übergang ins **Coulombblockaderegime** bereits bei einer Temperatur von

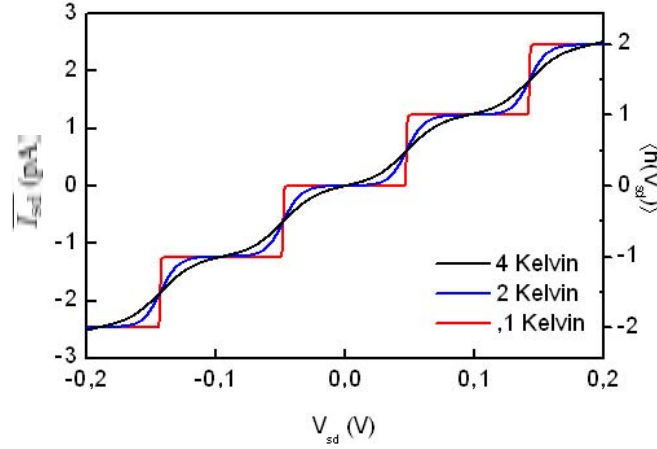


Abbildung 2.7: Simulation des *Source-Drain*-Stroms $\overline{I_{sd}}$ als Funktion von V_{sd} für einen MSET, dessen Inselquerschnittsfläche A im Vergleich zum MSET3 um einen Faktor $1/14$ verkleinert ist. Durch die Ausbildung der **Coulombtreppe** zeigt sich, dass der Übergang ins **Coulombblockaderegime** bereits bei einer Temperatur von 4 K zu erwarten ist.

4 K sichtbar sein sollte. Wird für diesen optimierten MSET die Wahrscheinlichkeit eines Ladezustands p_n nach Gleichung (1.5) im Zentrum eines Stromplateaus für eine Temperatur von 0,2 K berechnet, wird dieser mit einer Wahrscheinlichkeit von 1 ± 10^{-30} angenommen³. Das heißt jedoch nicht, dass der *Source-Drain*-Strom $\overline{I_{sd}}$ ebenfalls diese Genauigkeit erreichen kann, da weitere Fehlerquellen berücksichtigt werden müssen. Wie gezeigt wurde, kann zum Beispiel nicht davon ausgegangen werden, dass der Ladungstransport mit der exakten Frequenz f_{drive} stattfindet, da die Systeme zu subharmonischen Schwingungen tendieren und ihre Schwingungszustände eine zeitliche Instabilität aufweisen können. Diese Tatsache wird in der modifizierten Gleichung (1.22) durch den Faktor $\tilde{i}(t)$ berücksichtigt und stellt möglicherweise eine große Herausforderung für das Erreichen eines mechanischen Stromstandards dar.

2.1.2.2 Ladungstransport bei Gleichspannungsantrieb

Im vorherigen Abschnitt ist der Ladungstransport von ultraschallgetriebenen MSETs untersucht worden. Anhand von Messungen am MSET3 bei einem Heliumaustauschgasdruck von $p_{He} = 3,5 \times 10^{-2}$ mbar und einer Temperatur von 4 K wird nun gezeigt, dass die MSETs, im Fall des Ladungstransportes, für $V_{sd} > 0$ nicht ausschließlich durch Ultraschallwellen, sondern zusätzlich durch die angelegte Gleichspannung V_{sd} angetrieben werden. Die Spannung V_{sd} verursacht ein elektrisches Feld E_{sd} zwischen der *Source*- und *Drain*-Elektrode, das durch $E_{sd} = V_{sd}/(2d)$ gegeben ist, wobei $d = 80$ nm der Ruheabstand zwischen der Insel und den Seitenelektroden ist. Die Inselladung Q_{island} erfährt durch das elektrische Feld E_{sd} eine Antriebskraft $F_{sd} = Q_{island}E_{sd}$. Die Kraft F_{sd} oszilliert, da sie mit jedem Ladevorgang der

³Dies gilt nur wenn die RC-Zeit τ ausreichend klein in Vergleich zur effektiven Kontaktzeit t_0 ist [23].

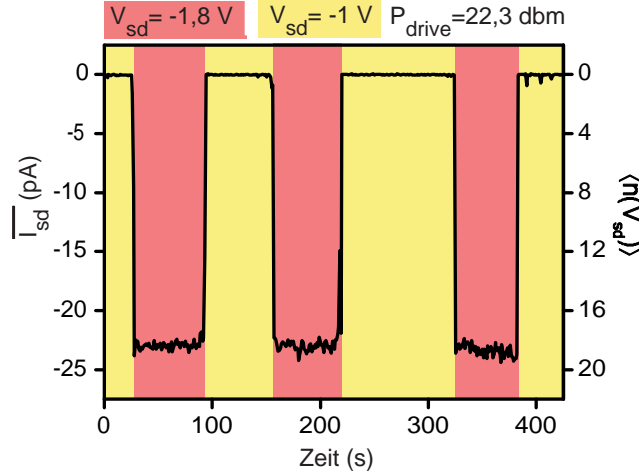


Abbildung 2.8: Elektrischer Transport des MSET3, der durch eine Kombination von Ultraschallwellen- und Gleichspannungsantrieb angeregt wird. Bei einer Anregungsleistung von 22,3 dBm und einer Anregungsfrequenz von 3,81 MHz findet unterhalb einer *Source-Drain*-Spannung von $V_{sd} = -1$ Volt kein Ladungstransport statt. Oberhalb von $V_{sd} = -1,8$ Volt ist die durch Ultraschall- und Gleichspannungsantrieb zusammen aufgebrachte Antriebsleistung ausreichend, um die Verlustleistung P_{diss} des Systems zu kompensieren, so dass es zum Ladungstransport kommt.

Goldinsel an den Seitenkontakten ihr Vorzeichen ändert. Abbildung 2.8 veranschaulicht, dass F_{sd} den Ultraschallantrieb unterstützt⁴. Für $V_{sd} = -1$ V, einer Anregungsfrequenz von $f_{drive} = 3,81$ MHz und $P_{drive} = 22,3$ dBm befindet sich der MSET3 im Zustand **kein Transport** ($\overline{I}_{sd} = 0$). Mit $V_{sd} = -1,8$ V hingegen ist die durch Ultraschall- und Gleichspannungsantrieb zusammen aufgebrachte Antriebsleistung ausreichend, um die Verlustleistung P_{diss} des Systems zu kompensieren, so dass Ladungstransport stattfindet ($\overline{I}_{sd} \neq 0$). Ist V_{sd} ausreichend groß, so kann der MSET bei ausgeschaltetem Ultraschallantrieb ausschließlich durch gleichspannungsinduzierte Selbstanregung angetrieben werden. Dieser Fall ist in Abbildung 2.9 illustriert, wobei V_{sd} über einen Bereich von 6 bis 8 Volt verändert wurde und $P_{drive} = 0$ W beträgt. Wird im Zustand der Selbstanregung V_{sd} kontinuierlich verringert, bricht der Ladungstransport bei einer Schwellenspannung V_{th} zusammen. Für den hier untersuchten MSET3 ist eine Schwellenspannung von $V_{th} = 4,2$ V bestimmt worden. Am Punkt von V_{th} ist die Dissipationsleistung P_{diss} , aller dem System zu Grunde liegenden Verlustprozesse, gleich der durch den Gleichspannungsantrieb zugeführten Leistung⁵. Diese

⁴Der Offset $\overline{\Delta I}_{sd}(\bar{i} = 0) = 0,9$ pA des Strom-Spannungs-Verstärkers ist abgezogen worden.

⁵Die ohmschen Verluste der *Source*- und *Drain*-Zuleitung können vernachlässigt werden, da der Zuleitungswiderstand in der Größenordnung von 100 Ohm liegt. Bei einer angelegten Spannung von $V_{th} = 4,2$ Volt ergibt sich damit ein Spannungsabfall von $100\ \Omega \times 180\ \text{pA} = 1,8 \times 10^{-8}\ \text{V} \ll V_{th}$.

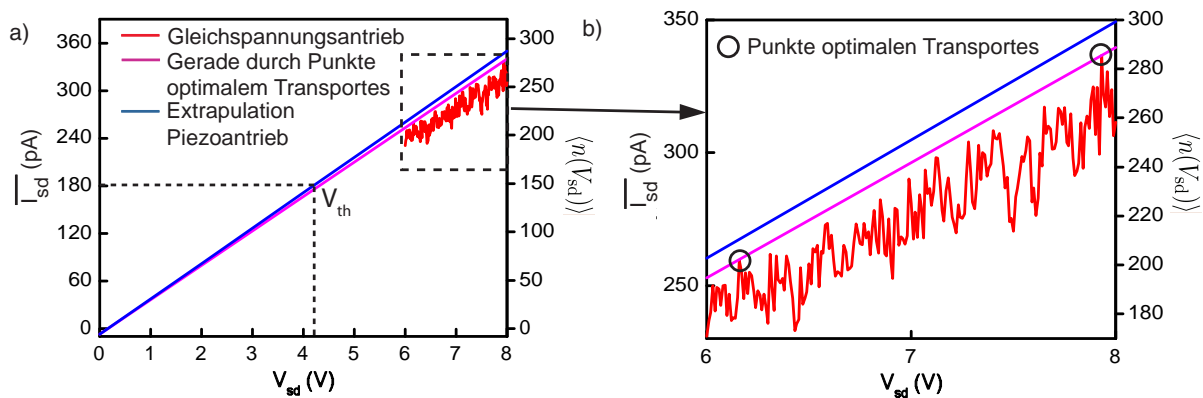


Abbildung 2.9: **a)** Ladungstransport des MSET3 durch Gleichspannungsantrieb (rote Messkurve). Zum Vergleich ist die für den Piezoantrieb im vorherigen Abschnitt bestimmte Transportkurve f_5 zu höheren Spannungen extrapoliert und mit aufgetragen worden (blaue Gerade). Die Tatsache, dass die Geraden für die Gleichspannungsantriebsmessung (rot) und die Gerade für die Extrapolation des Piezoantriebs (blau) nicht aufeinander liegen, ist damit zu erklären, dass der Ladungstransport beim Gleichspannungsantrieb durch subharmonische Schwingungszustände limitiert ist und beim Piezoantrieb der 1-periodische Grenzfall maximaler Transporteffizienz vorliegt. Dies wird durch die Tatsache bestätigt, dass die durch die Punkte optimalen Transports gelegte Gerade (rosa), wesentlich besser mit der extrapolierten Piezoantriebsmessung (blau) übereinstimmt. **b)** Vergrößerter Ausschnitt aus a). Die Punkte optimalen Transports sind durch schwarze Kreise gekennzeichnet.

Tatsache erlaubt die direkte Bestimmung der Dissipationsleistung aus den Messungen:

$$\begin{aligned}
 P_{\text{diss}} &= E_{\text{sd}}(V_{\text{th}})Q_{\text{island}}(V_{\text{th}})4df_{\text{drive}} \\
 &= \frac{V_{\text{th}}}{2d} \frac{\overline{I_{\text{sd}}}(V_{\text{th}})}{2f_{\text{drive}}} 4df_{\text{drive}} \\
 &= V_{\text{th}} \overline{I_{\text{sd}}}(V_{\text{th}}) = 0,7 \text{ nW}.
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

Diese Berechnung impliziert jedoch, dass die Ladevorgänge der Insel ausschließlich an den Orten maximaler Auslenkung stattfinden. Diese Annahme ist nicht exakt, da sie Tunnel-effekte nicht berücksichtigt. Wird eine maximale Tunnellänge von 1 nm angenommen und davon ausgegangen, dass die Energie, die die Elektronen über diese Länge im elektrischen Feld aufnehmen nicht zur mechanischen Anregung der MSETs beiträgt, so ergibt sich ein maximaler relativer Fehler von $(4 \times 1 \text{ nm}) / (4 \times d) \simeq 1\%$ in Gleichung (2.1). Zusammen mit der Frequenz des MSETs und Gleichung (2.1) ergibt sich die pro Schwingungsperiode T dissipierte Energie:

$$E_{\text{diss}} = \int_{y(0)}^{y(T)} F_{\text{sd}} dy = P_{\text{diss}} / f_{\text{drive}} \simeq 1,8 \times 10^{-16} \text{ J}. \tag{2.2}$$

Dabei ist für die Berechnung der Schwingungsperiode die Anregungsfrequenz $f_{\text{drive}} = 3,81 \text{ MHz}$ herangezogen worden, mit der die Selbstanregung durch Ultraschallantrieb initiiert wurde. Damit wurde in diesem Abschnitt demonstriert, dass die MSETs durch gleichspannungsinduzierte Selbstanregung angetrieben werden können. Darüber hinaus wurde gezeigt, dass die gleichspannungsinduzierte Selbstanregung einen direkten quantitativen Zugang zur Dissipationsleistung des Systems erlaubt.

Als Konsistenzprüfung werden nun die Messung des Gleichspannungsantriebs mit den Ergebnissen für den Ultraschallantrieb aus dem vorangegangenen Abschnitt verglichen. Abbildung 2.9 a) zeigt die Messung des Gleichspannungsantriebs (rot) zusammen mit der extrapolierten Geraden f_5 des Ultraschallantriebs (blau). Die beiden Datensätze liegen nahe beieinander, kommen jedoch nicht zur Deckung. Dies kann damit erklärt werden, dass sich der MSET3 im Fall der Gleichspannungsanregung im Zustand **mechanisch und kapazitiv begrenzten Transports** befindet und $\overline{I_{\text{sd}}}$ für eine gegebene *Source-Drain*-Spannung V_{sd} somit kleiner ist als für den Fall des Ultraschallantriebs, der sich im optimalen Zustand des **kapazitiv begrenzten Transports** befindet. Diese Erklärung wird dadurch gestützt, dass die rosa Gerade in Abbildung 2.9 a), die durch die Punkte des maximalen Ladungstransportes gelegt wurde - siehe schwarze Kreise in Abbildung 2.9 b)-, wesentlich besser mit dem Datensatz für den Ultraschallantrieb übereinstimmt. Die Annahme wird ebenfalls dadurch bestätigt, dass die Stromfluktuationen, die in Abbildung 2.9 b) zu beobachten sind, um Größenordnungen über dem Rauschen des Messaufbaus liegen. Sie sind damit auf die zeitlich Veränderung der Schwingungszustände des MSETs - im Zustand **mechanisch und kapazitiv begrenzten Transports** - zurückzuführen.

Wird der Gleichspannungsantrieb im Kontext der **Coulombblockade** mit dem Ultraschallantrieb verglichen, so zeichnet er sich dadurch aus, dass er das Gesamtsystem im Vergleich zum Piezoantrieb praktisch nicht aufheizt. Die Größenordnung der ohmschen Verlu-

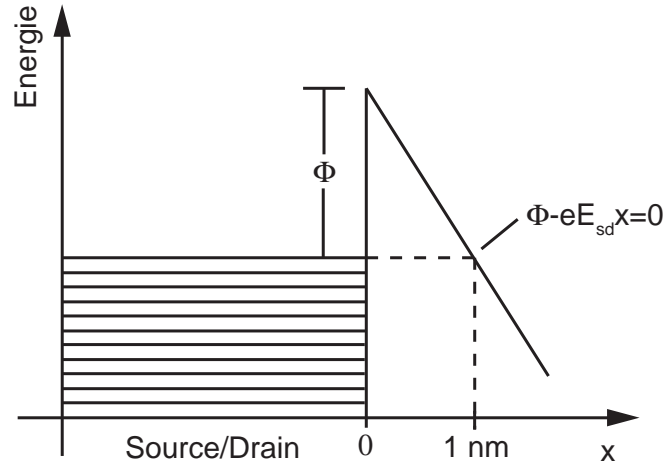


Abbildung 2.10: Elektronenenergien in den Seitenelektroden der MSETs. Die Darstellung veranschaulicht die Feldemissions- bzw. Tunnelbedingung für Elektronenaustritt aus der *Source* bzw. *Drain*-Elektrode. Das durch die angelegte *Source-Drain*-Spannung erzeugte elektrische Feld E_{sd} zwischen *Source* und *Drain* muss so groß sein, dass ein Elektron, das eine typische Tunnellänge von 1 nm [48] überwindet, im Feld ausreichend Energie aufnimmt, um die Austrittsarbeit Φ zu überwinden.

ste, für den in diesem Abschnitt durch Gleichspannungsantrieb angeregten MSET3, ist gegeben durch $P_{ohm} = RI^2 = 100 \Omega \times 180 \text{ pA} = 3,24 \times 10^{-12} \text{ W}$. Zusammen mit der dissipierten Leistung P_{diss} ist die gesamtheitlich verursachte Heizleistung $P_{Heiz} = P_{diss} + P_{ohm}$ kleiner als ein Nanowatt. Dieser Wert liegt fünf Größenordnungen unter der Kühlleistung von $100 \mu\text{W}$, wie sie heutzutage standardmäßig von konventionellen Mischkryostaten erreicht wird. Dies zeigt, dass der Gleichspannungsantrieb, in Verbindung mit einem Mischkryostaten, den Betrieb von den in dieser Arbeit vorgestellten MSETs im Millikelvinbereich und damit im Bereich hochgradig ausgeprägter Coulombblockade ermöglichen sollte. Im Gegensatz zum Piezoantrieb kann der MSET im Fall von Gleichspannungsantrieb jedoch nur im Bereich von $V_{sd} > V_{th}$ betrieben werden. Wird eine Schwellenspannung von $V_{th} = 4,2 \text{ Volt}$ angenommen, wie sie für den MSET3 bestimmt wurde, so sind die Ladezustände auf $n > 130$ festgelegt (vergl. mit Abbildung 2.7). Für das Erreichen der Coulombblockade muss das jedoch kein Hindernis sein, da direktes Tunneln bzw. Feldemission von *Source* nach *Drain* auch für hohe Spannungen vollständig unterdrückt wird. Experimentell wurde selbst bei Spannungen von $V_{sd} = 20 \text{ Volt}$, im Fall nicht angeregter MSETs, kein *Source-Drain*-Strom detektiert. Das ist konsistent mit theoretischen Überlegungen. Abbildung 2.10 zeigt die für Feldemission notwendige Bedingung und veranschaulicht, dass ein direkter *Source-Drain*-Strom auftritt, wenn ein Elektron über eine typische Tunnellänge von 1 nm [48] im elektrischen Feld E_{sd} ausreichend Energie aufnehmen kann, um die Austrittsarbeit Φ zu überwinden: $\Phi - eE_{sd}1\text{nm} = 0$. Damit kann die Größenordnung der *Source-Drain*-Spannung

V_{emiss} , für die Feldemission zu erwarten ist, abgeschätzt werden:

$$V_{\text{emiss}} = \frac{\Phi_{\text{Au}} 2d}{e \times 1 \text{ nm}} = 864 \text{ V}, \quad (2.3)$$

wobei $\Phi_{\text{Au}} = 5,4 \text{ eV}$ die Austrittsarbeit für Gold ist. Dieser idealisierte Wert wird in der Praxis nicht erreichbar sein, da die durch den Fowler-Nordheim-Formalismus [49] beschriebene Transmissionswahrscheinlichkeit exponentiell vom elektrischen Feld und damit empfindlich von Feldüberhöhungen abhängt, die durch Oberflächenrauigkeiten der Seitenelektroden zustande kommen. Dennoch zeigt der experimentell ermittelte Wert $V_{\text{emiss}} > 20 \text{ Volt}$, dass Coulombblockade in MSETs selbst für Ladezustände $n \gg 100$ erreichbar sein sollte. Es sei jedoch angemerkt, dass ein zweites Antriebssystem, wie zum Beispiel der Piezoantrieb, für die hier untersuchten Systeme nötig ist, um den Gleichspannungsantrieb zu initiieren.

2.2 Charakterisierung des Piezoantriebssystems

Das in dieser Arbeit entwickelte Piezoantriebssystem zeichnet sich durch eine hohe Zuverlässigkeit und Robustheit aus. Es kann über einen großen Temperaturbereich von etwa 200 °C bis hin zu tiefen Temperaturen eingesetzt werden. Darüber hinaus breiten sich die von ihm erzeugten Ultraschallwellen über den gesamte Probenchip aus, so dass eine hochgradig und dazu parallele Systemintegration von MSETs ermöglicht wird.

In diesem Abschnitt werden die für das Verständnis und die Weiterentwicklung des MSET-Systems wichtigen Eigenschaften des Piezoantriebs genauer untersucht. Es wird zum einen die Frequenzabhängigkeit der vom Antriebssystem erzeugten Schallwellenamplituden bestimmt, die dadurch zustande kommt, dass das Piezoantriebssystem ein akustischer Resonator mit einem komplexen Amplitudenspektrum ist. Dies ist relevant, da das Transportverhalten der MSETs im hohen Maße von der Antriebstärke und damit von der Anregungsamplitude abhängen kann, wie bereits im vorangegangenen Abschnitt 2.1.2.1 gezeigt wurde. Darüber hinaus werden die Anregungsamplituden quantitativ untersucht. Die für einen Ladungstransport minimal notwendige Schallwellenamplitude und der für den Antrieb der MSETs geeignete Frequenzbereich wird bestimmt. Ebenfalls wird der vom Piezoantrieb verursachte Heizeffekt in Abhängigkeit der Anregungsleistung charakterisiert. Dies ist von Interesse, da ein Aufheizen des Systems durch den Antrieb dem Erreichen von tiefen Temperaturen, wie sie für die **Coulombblockade** notwendig sind, im Wege stehen kann.

2.2.1 Experimenteller Aufbau

Die Basiseinheit des experimentellen Aufbaus für die Bestimmung der Schallwellenamplituden entspricht im Wesentlichen dem Aufbau, wie er schon für die Transportmessungen zum Einsatz gekommen und in Abbildung 2.1 dargestellt ist. Teile des Faradaykäfigs sind entfernt worden, um einen optischen Zugang zum Chip mit der Einzel-Elektronen-Transistor-Matrix zu ermöglichen (siehe Abbildung 2.11). Das Ende des Chips ist durch thermisches Aufdampfen mit einem 100 nm dicken Goldspiegel (Spiegel 2) versehen worden und bildet mit dem vergoldeten Ende einer Glasfaser eine Fabry-Perot-Kavität. Bei Spiegel 1 am Glasfaserende handelt es sich um eine 15 nm dicke ebenfalls aufgedampfte, semitransparente Goldschicht. Durch die Glasfaser wird Laserlicht in den optischen Fabry-Perot-Resonator eingekoppelt. Die Intensität des reflektierten Laserlichtes P_{refl} hängt empfindlich von dem Abstand zwischen den beiden Spiegeln 1 und 2 ab. Wird die Position von Spiegel 2 mit dem Piezopositionierer in Abbildung 2.11 durch Anlegen der Spannung V_{piezo} über eine Länge von mehreren Laser-Wellenlängen λ variiert, so oszilliert die Intensität der reflektierten Laserleistung P_{refl} , wie in Abbildung 2.12 gezeigt. Wird die Spannung des Piezopositionierers so eingestellt, dass die Steigung $dV_{\text{detek}}/dV_{\text{piezo}}$ maximal wird, wie in Abbildung 2.12 durch die gestrichelte Linie angezeigt, so ist die Fabry-Perot-Kavität am empfindlichsten gegenüber Abstandsänderungen der Spiegel 1 und 2. In diesem Zustand können mit der Fabry-Perot-Kavität die vom Antriebssystem erzeugten Schallwellenamplituden mit maximaler Genauigkeit bestimmt werden, die im vorliegenden Fall 10 pm beträgt. Der

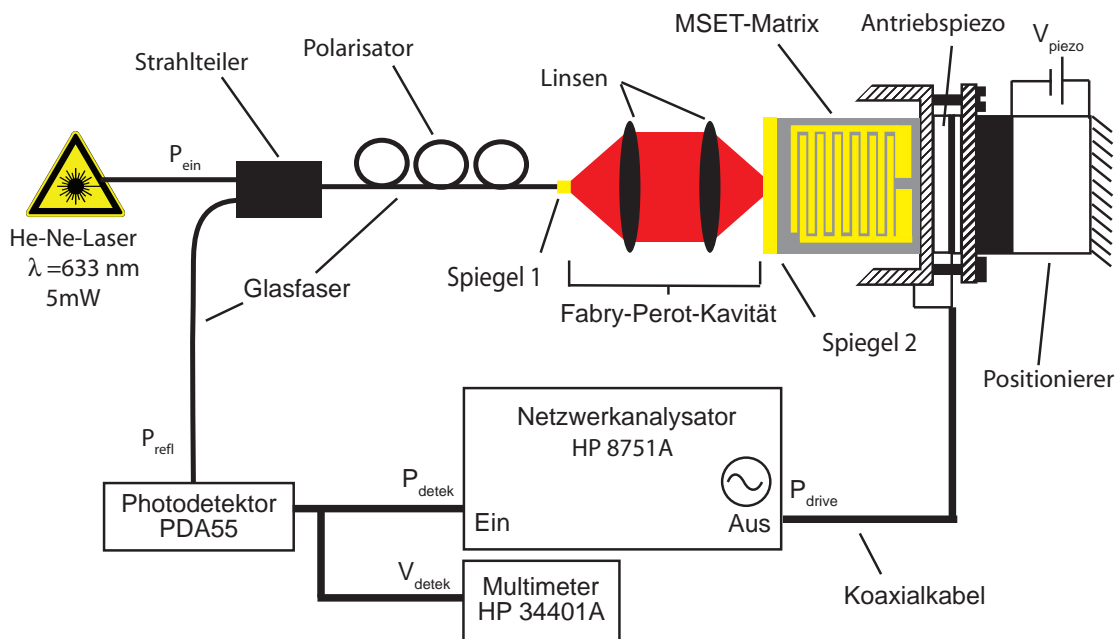


Abbildung 2.11: Messaufbau für die Bestimmung der frequenzabhängigen Schallwellenamplitude des Antriebssystems. Die Schallwellen modulieren die Position des Spiegels 2, der am Ende des Probenchips aufgebracht ist. Die Modulation kann mit Hilfe einer Fabry-Perot-Kavität mit einer Genauigkeit von 10 pm bestimmt werden.

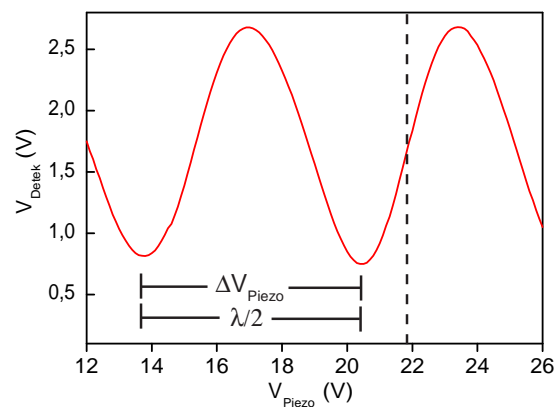


Abbildung 2.12: Spannung V_{detek} des Photodetektors, der die reflektierte Laserleistung P_{refl} als Funktion der Piezospannung V_{piezo} misst, mit der der Spiegelabstand der Fabry-Perot-Kavität verändert wird. Die gestrichelte Linie kennzeichnet eine Piezospannung $(V_{\text{piezo}})_{\text{max}}$ bei der die Steigung $dV_{\text{detek}}/dV_{\text{piezo}}$ maximal wird und die Fabry-Perot-Kavität am empfindlichsten gegenüber Abstandsänderungen der Spiegeln 1 und 2 ist.

Piezo wird mit einem Netzwerkanalysator HP 8751A (Agilent Technologies, Böblingen, Deutschland) angeregt. Die erzeugten Schallwellen breiten sich durch den Chip aus und modulieren die Position des Spiegels 2. Die durch die Spiegelschwingung modulierte Laserleistung wird mit einem PDA55 Photodetektor (Thorlabs GmbH, Karlsfeld, Deutschland) detektiert, in ein elektrisches Signal umgewandelt, verstärkt und vom Netzwerkanalysator gemessen. Die Leistung P_{detek} des Detektorsignals kann über die folgende Beziehung in die Spannungsamplitude⁶ umgerechnet werden:

$$V_{0,\text{detek}} = \sqrt{2P_{\text{detek}}(\text{Watt})R} = \sqrt{2 \times 10^{\frac{P_{\text{detek}}(\text{dBm})}{10}} 0,001 \times 50 \Omega}, \quad (2.4)$$

wobei 50Ω der Innenwiderstand des Netzwerkanalysators ist. Mit $V_{0,\text{detek}}$ kann die Amplitude der sinusförmigen Positionsmodulation $y_{0,\text{mirr}}$ des Spiegels 2 direkt berechnet werden:

$$y_{0,\text{mirr}} = \left(\frac{dV_{\text{detek}}}{dy_{\text{mirr}}} \right)_{\text{max}}^{-1} V_{0,\text{detek}}. \quad (2.5)$$

Die differentielle Abstandsänderung dy_{mirr} kann als Funktion der differentiellen Spannungsänderung des Piezopositionierers berechnet werden. Die Abhängigkeit lässt sich aus der Tatsache ableiten, dass sich der Spiegelabstand zwischen zwei Reflexionsminima der Fabry-Perot-Kavität um eine halbe Laser-Wellenlänge $\lambda/2$ ändert, wie in Abbildung 2.12 illustriert. Da eine Abstandsänderung von $\lambda/2$ durch die Spannungsänderung ΔV_{piezo} erreicht wird, ergibt sich für die differentielle Abstandsänderung:

$$dy_{\text{mirr}} = \frac{\frac{\lambda}{2}}{\Delta V_{\text{piezo}}} dV_{\text{piezo}}. \quad (2.6)$$

Aus Gleichung (2.5) ergibt sich zusammen mit Gleichung (2.4) und (2.6) damit ein Ausdruck für die Amplitude der Spiegelmodulation:

$$y_{0,\text{mirr}} = y_{0,\text{schall}} = \frac{\sqrt{2 \times 10^{\frac{P_{\text{detek}}(\text{dBm})}{10}} 0,001 \times 50 \Omega} \lambda}{\left(\frac{dV_{\text{detek}}}{dV_{\text{piezo}}} \right)_{\text{max}} \Delta V_{\text{piezo}}} \frac{1}{2}. \quad (2.7)$$

Die Amplitude $y_{0,\text{mirr}}$ ist gleichzeitig die vom Antriebspiezo erzeugte Schallwellenamplitude $y_{0,\text{schall}}$ am Ort des Probenchips, die die MSETs zum Schwingen anregt.

2.2.2 Messungen und Auswertung

2.2.2.1 Für die MSET-Anregung geeigneter Frequenzbereich

Mit dem in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen experimentellen Aufbau wird nun die Amplitude $y_{0,\text{schall}}$ der vom Antriebssystem erzeugten Schallwellen charakterisiert, die sich durch den Chip in Form von longitudinalen Wellen ausbreiten und die mechanischen

⁶Mit Amplitude ist die Differenz zwischen Null und dem Maximalwert gemeint.

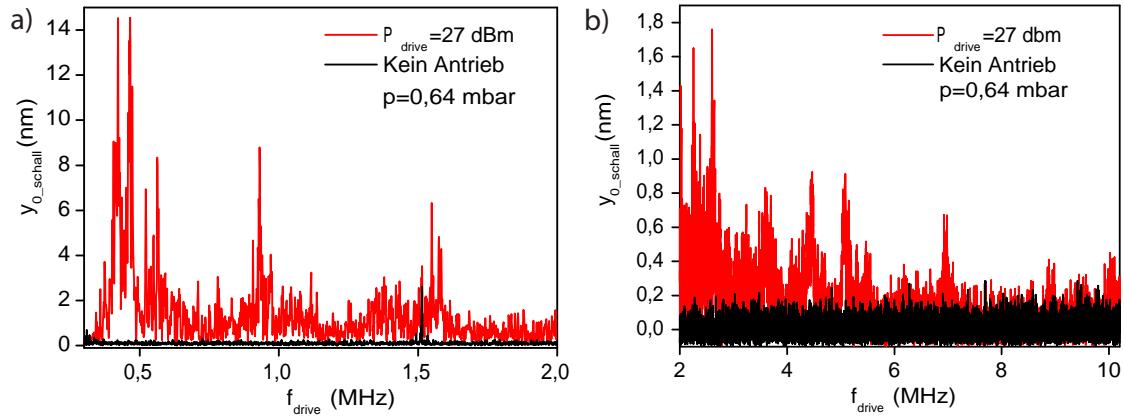


Abbildung 2.13: Messung der frequenzabhängigen Schallwellenamplituden y_{0_schall} für **a)** einen Frequenzbereich zwischen $f_{drive} = 300$ kHz bis 2 MHz und **b)** einen Frequenzbereich zwischen $f_{drive} = 2$ MHz bis 10 MHz. Die Schallwellenamplitude y_{0_schall} entspricht der Amplitude der Positionsmodulation y_{0_mirr} des Spiegels 2 am Ende des Probenchips, die durch den Piezoantrieb bei einer Antriebsleistung $P_{drive} = 27$ dBm und einem Luftdruck von $p = 0,64$ mbar erzeugt wird.

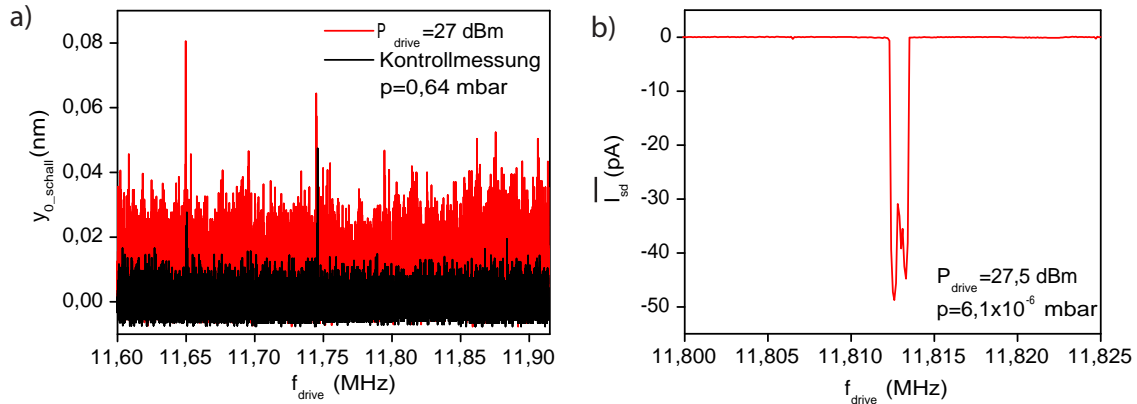


Abbildung 2.14: **a)** Messung der frequenzabhängigen Schallwellenamplituden y_{0_schall} für einen Frequenzbereich von $f_{drive} = 11,60$ MHz bis 11,90 MHz bei einer Anregungsleistung $P_{drive} = 27$ dBm und einem Luftdruck von $p = 0,64$ mbar bei Raumtemperatur. **b)** Mechanischer Elektronentransport bei einer Frequenz von $f_{drive} \approx 11,80$ MHz, einer Antriebsleistung $P_{drive} = 27,5$ dBm, einem Luftdruck $p = 6,1 \times 10^{-6}$ mbar, und einer Temperatur von $T \approx 20$ K.

Einzel-Elektronen-Transistoren zum Schwingen anregen. In Abbildung 2.13 a) und b) ist y_{0_schall} für eine gegebene Anregungsleistung $P_{drive} = 27$ dBm in einem Frequenzbereich von $f_{drive} = 300$ kHz bis 10 MHz bei einem Luftdruck von $p = 0,64$ mbar vermessen. Zur Verifizierung ist für jeden Datensatz eine Kontrollmessung ohne Antriebsleistung durchgeführt worden. Die Amplituden erreichen Maximalwerte von 14,5 nm bei Anregungsfrequenzen zwischen $f_{drive} = 300$ und 500 kHz. Die Amplituden nehmen mit zunehmender Frequenz stark ab und liegen ab 1,7 MHz unterhalb von 2 nm. Für Frequenzen oberhalb von 2,5 MHz sind die Amplituden bereits kleiner als 1 nm und liegen von 8 bis 10 MHz immer unter 0,5 nm. Für Frequenzen von 11,6 bis 11,9 MHz beträgt y_{0_schall} lediglich noch 0,02 bis 0,03 nm.

Es wird nun untersucht, bis zu welchen Amplituden noch eine erfolgreiche Anregung für den mechanischen Elektronentransport möglich sein sollte. Für die zeitabhängige Schallwellenamplitude wird eine harmonische Schwingung angenommen, aus der sich die Beschleunigung $a_{schall}(t)$ durch die zweite Zeitableitung ergibt:

$$y_{schall}(t) = y_{0_schall} \sin(\omega t) \quad (2.8)$$

$$a_{schall}(t) = -y_{0_schall} \omega^2 \sin(\omega t) \quad (2.9)$$

Zusammen mit der effektiven Masse m_{eff} der MSETs ergibt sich, mit dem dritten Newtonschen Axiom, die zeitabhängige Anregungskraft:

$$F(t) = m_{eff} a_{schall} = -m_{eff} y_{0_schall} \omega^2 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right). \quad (2.10)$$

Dabei ist eine Phasenverschiebung von $\pi/2$ der Anregungskraft gegenüber der MSET-Schwingung berücksichtigt worden, die für ein bei seiner Eigenfrequenz angetriebenes Schwingungssystem zustande kommt. Damit kann die durch die differentielle Anregungsamplitude $dy_{schall}(t)$ geleistete differentielle Arbeit berechnet werden:

$$dW_{schall} = F(t) dy_{schall}(t) = F(t) \frac{dy_{schall}(t)}{dt} dt = m_{eff} y_{0_schall}^2 \omega^3 \cos^2(\omega t) dt \quad (2.11)$$

Daraus ergibt sich die Energie P_{schall} , die den MSETs durch das Antriebssystem zugeführt wird

$$P_{schall} = f_{drive} W_T = f_{drive} \left(\int_0^T m_{eff} y_{0_schall}^2 \omega^3 \cos^2(\omega t) dt \right) = \frac{1}{2} m_{eff} y_{0_schall}^2 \omega^4, \quad (2.12)$$

wobei W_T die pro Anregungsperiode T zugeführte Energie ist. Wie in Abschnitt 2.9 durch spannungsinduzierte Selbstoszillation bestimmt wurde, liegt die dissipierte Energie der Einzel-Elektronen-Transistoren bei etwa $P_{diss} \approx 1$ nW. Unter der Annahme, dass für einen MSET-Betrieb die dem System zugeführten Leistung gleich der dissipierten Leistung ist ($P_{schall} = P_{diss}$), kann durch Umstellung der Gleichung (2.12) die für einen erfolgreichen Ladungstransport notwendige Schallwellenamplitude berechnet werden:

$$y_{0_schall} = \frac{1}{\omega^2} \sqrt{\frac{2P_{diss}}{m_{eff}}} \quad (2.13)$$

Unter Berücksichtigung, einer für die untersuchten Systeme, typischen effektiven Masse von $m_{\text{eff}} = 1 \times 10^{-15}$ kg, ergibt sich zusammen mit einer angenommenen Anregungsfrequenz $f_{\text{drive}} = 3,8$ MHz eine notwendige minimale Schallwellenamplitude von $2,4 \times 10^{-12}$ m. Dieser Wert liegt etwa eine Größenordnung unter der Anregungsamplitude, wie sie bei einer Antriebsleistung von $P_{\text{drive}} = 27$ dBm und Frequenzen zwischen 11,6 bis 11,9 MHz erreicht werden, wie Abbildung 2.14 a) zeigt. Mechanischer Ladungstransport sollte bei Frequenzen im 11 MHz-Bereich somit möglich sein, was experimentell verifiziert wurde und in Abbildung 2.14 b) gezeigt ist. Zusammenfassend zeigen diese Ergebnisse, dass das hier untersuchte Antriebssystem den Betrieb von Einzel-Elektronen-Transistoren bis etwa 12 MHz ermöglicht. Mit einer wesentlichen Ursache für diese Limitierung ist die $(RC)_{\text{piezo}}$ -Konstante des Piezos. Der hier untersuchte Antriebspiezo hat eine Kapazität von 1 nF und ist mit Koaxialkabeln angeschlossen, die einen Wellenwiderstand von 50 Ohm besitzen. Aus der Berechnung der entsprechenden $(RC)_{\text{piezo}}$ -Konstante ergibt sich, dass die Ladung ab einer Frequenz von 3,2 MHz nicht mehr vollständig auf die Elektroden des Piezos fließen kann und die Schallwellenamplitude aus diesem Grund mit steigender Frequenz oberhalb von $f_{\text{drive}} = 3,2$ MHz abnimmt. Dieses Problem kann eventuell durch eine Verringerung des Wellenwiderstandes gelöst werden.

2.2.2.2 Frequenzabhängigkeit der Anregungsamplitude

Bis hierhin ist der Frequenzbereich untersucht worden, für den das Antriebssystem sich für die Anregung von MSETs eignet. Es soll nun die Frequenzabhängigkeit der Schallwellenamplitude für eine gegebene Antriebsleistung P_{drive} charakterisiert werden. Sie ist von Interesse, da die sich mit der Schallwellenamplitude ändernde Anregungskraft das Transportverhalten der MSETs beeinflussen kann. In Abbildung 2.15 a) ist die Schallwellenamplitude $y_{0,\text{schall}}$ für eine Antriebsleistung $P_{\text{drive}} = 27$ dBm als Funktion von f_{drive} über einen Frequenzbereich von 6,46 bis 6,5 MHz dargestellt⁷. Es ist zu erkennen, dass $y_{0,\text{schall}}$ über einen Frequenzbereich von 40 kHz sich als Funktion von f_{drive} um mehr als eine Größenordnung ändert. Diese starke Frequenzabhängigkeit ist darauf zurückzuführen, dass das Antriebssystem ein akustischer Resonator mit einem komplexen Resonanzspektrum ist. Abhängig von f_{drive} interferieren die sich durch den Chip und den Faradaykäfig ausbreitenden und an den Materialgrenzflächen reflektierten Schallwellen konstruktiv oder destruktiv am Ort der Messung. Der Einfluss dieser Frequenzabhängigkeit auf den Ladungstransport eines MSETs soll nun untersucht werden. Abbildung 2.15 b) zeigt den Ladungstransport eines MSETs im Frequenzbereich, für den in Abbildung 2.15 a) die frequenzabhängige Schallwellenamplitude bestimmt wurde. Der Ladungstransport findet über eine für die MSETs typische Frequenzbreite von etwa 20 kHz statt. Es ist zu erkennen, dass der Ladungstransport des MSET nicht einem intuitiv zu erwarteten Kurvenverlauf mit einem einzelnen lokalen Maximum folgt, sondern drei lokale Maxima aufweist. Dies lässt sich dadurch erklären, dass auch die Schallwellenamplituden $y_{0,\text{schall}}$ des Antriebs in Abbildung 2.15 a) Zwischenmaxima aufweisen. Auch die starke Frequenzabhängigkeit der Antriebsamplitude findet sich in

⁷Im Vergleich zur Messung in Abbildung 2.13 ist die Bandbreite des Netzwerkanalysators verkleinert worden, um ein optimales Signal/Rausch-Verhältnis zu erreichen.

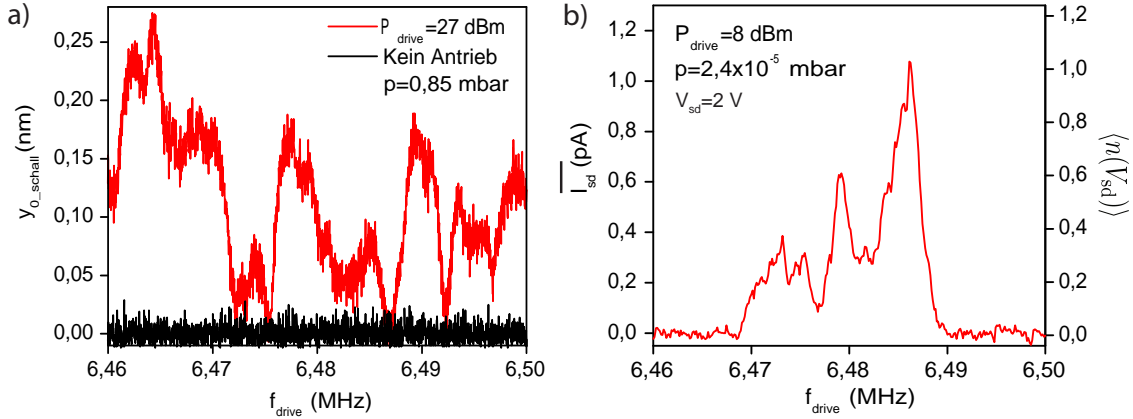


Abbildung 2.15: **a)** Messung der frequenzabhängigen Schallwellenamplituden y_{0_schall} für einen Frequenzbereich von $f_{drive} = 6,48$ MHz bis 6,50 MHz bei einer Antriebsleistung $P_{drive} = 27$ dBm und einem Druck von $p = 0,85$ mbar bei Raumtemperatur. **b)** Mechanischer Elektronentransport bei Raumtemperatur im Frequenzbereich für den die Schallwellenamplituden y_{0_schall} auf der linken Seite charakterisiert wurden. Es besteht eine qualitative Übereinstimmung zwischen den Kurvenformen der Anregungsamplitude y_{0_schall} und des *Source-Drain*-Stroms $\overline{I_{sd}}$.

den Ladungstransportmessungen wieder. Diese qualitativen Gemeinsamkeiten zeigen somit, dass die Frequenzabhängigkeit des Antriebs Einfluss auf den Ladungstransport hat und somit bei der Analyse sowie Durchführung von Messungen berücksichtigt werden muss.

2.2.2.3 Heizeffekt des Piezoantriebssystems

Das Hystereseverhalten von piezoaktiven Materialien ist die Ursache für thermisches Aufheizen von Piezoaktoren. Dies ist besonders bei hochfrequenten Anregungen ausgeprägt und kann für bestimmte Anwendungen unerwünscht sein. Bei der Anregung von MSETs ist das Aufheizen für das Erreichen tiefer Temperaturen, wie sie für das Auftreten von Coulombblockade nötig sind, unter Umständen hinderlich. Dies soll nun genauer untersucht werden.

Die folgenden Temperaturmessungen sind mit einem geeichten Kohlewiderstand durchgeführt worden, der in der Titanwand des Faradaykäfigs zwischen Piezoaktor und Probenchip untergebracht wurde, siehe Abbildung 2.1 b). Die Temperaturmessungen wurden als Funktion der Anregungsfrequenz f_{drive} und der Antriebsleistung P_{drive} durchgeführt. Der entsprechende Messaufbau ist in Abbildung 2.16 skizziert. Der Faradaykäfig ist in einer Vakuumüberkanne untergebracht, die für Tieftemperaturmessungen in einen Heliumdewar eingeführt wird. Die thermische Ankopplung des Faradaykäfigs an das Heliumbad ist sowohl durch Kupferbacken, die mit Stahlfedern an die Überkanne gepresst werden, als auch durch Heliumaustauschgas realisiert. Die Messungen in Abbildung 2.17 sind für einen Heliumaustauschgasdruck $p_{He} = 2 \times 10^{-4}$ mbar durchgeführt worden. Es ist zu beobachten, dass

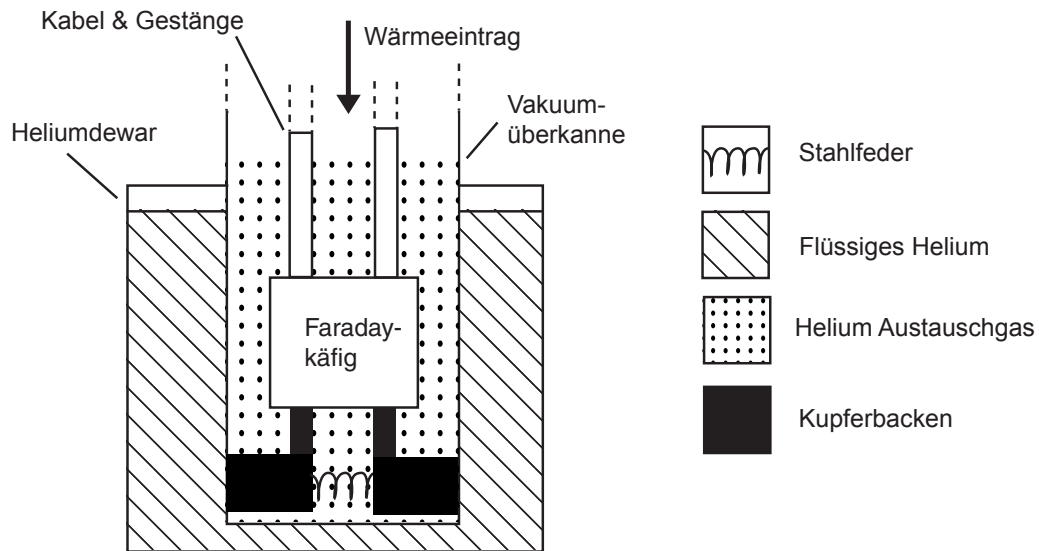


Abbildung 2.16: Skizze des experimentellen Aufbaus für die Messung des Piezoheizeffektes in Abhängigkeit der Anregungsfrequenz f_{drive} und der Anregungsleistung P_{drive} .

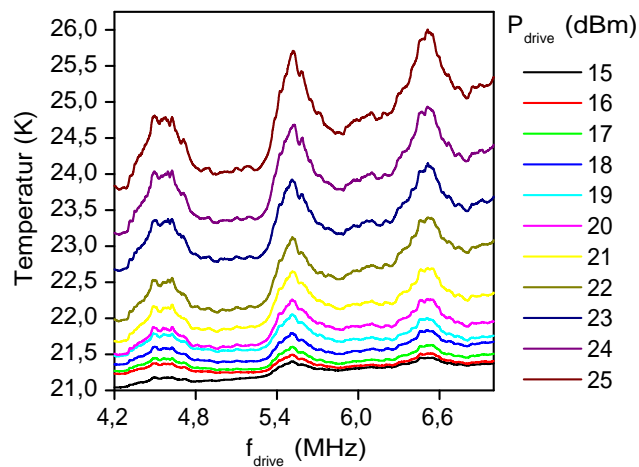


Abbildung 2.17: Temperaturabhängigkeit als Funktion der Antriebsfrequenz f_{drive} und der Anregungsleistung P_{drive} bei einem Helium-Austauschgasdruck von 9×10^{-4} mbar.

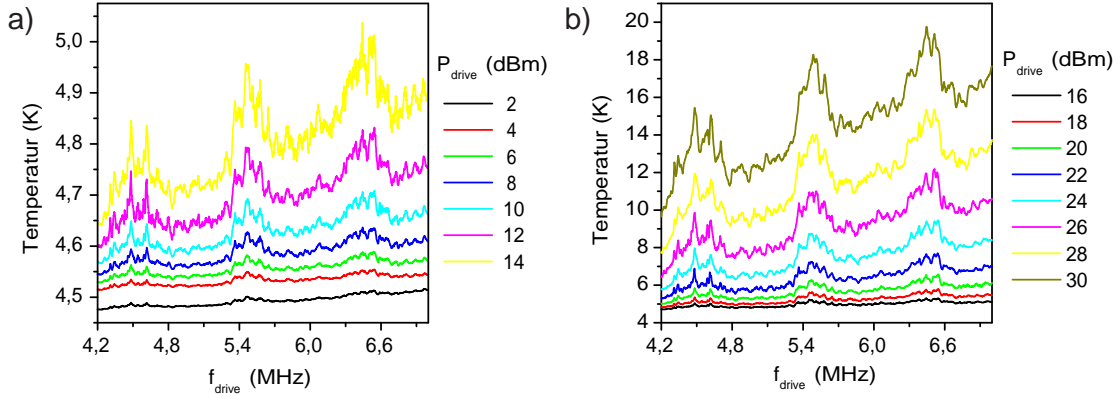


Abbildung 2.18: Temperaturabhängigkeit als Funktion der Antriebsfrequenz f_{drive} und der Anregungsleistung P_{drive} bei einem Helium-Austauschgasdruck von 3×10^{-2} mbar, wobei für **a)** ein Bereich von $P_{\text{drive}} = 2$ dBm bis $P_{\text{drive}} = 14$ dBm und für **b)** ein Bereich von $P_{\text{drive}} = 16$ dBm bis $P_{\text{drive}} = 30$ dBm gezeigt ist.

durch diese Art der thermischen Ankopplung keine Temperaturen unter 20 Kelvin erreicht werden können, da der Wärmeeintrag aus dem oberen Bereich der Überkanne, die sich bei Raumtemperatur befindet, entsprechend hoch ist. Bei Anregungsleistungen von 25 dBm wird der Faradaykäfig auf bis zu weitere 5 Kelvin aufgeheizt. Damit wird deutlich, dass der Wärmeeintrag des Piezoantriebssystems ein Hindernis für das Erreichen von tiefen Temperaturen ist. Für eine bessere thermische Ankopplung ist der Heliumaustauschgasdruck im Folgenden auf $p_{\text{He}} = 3 \times 10^{-2}$ mbar erhöht worden. Wie Abbildung 2.18 a) und b) zeigen, wird damit eine Basistemperatur von etwas 4,5 Kelvin erreicht. Für eine Anregungsleistung von $P_{\text{drive}} = 24$ dBm wird eine Temperatur von unter 10 Kelvin erreicht, die damit etwa 14 Kelvin tiefer als für einen Austauschgasdruck von $p_{\text{He}} = 2 \times 10^{-4}$ mbar liegt. Für Anregungsleistungen bis 14 dBm wird das System für Anregungsfrequenzen bis 6,9 MHz nicht über 5 Kelvin aufgeheizt. Wird das Heliumbad zusätzlich gepumpt, sollte mit dieser Anordnung eine Temperatur von etwa 3 Kelvin erreichbar sein. Diese Temperatur liegt in einem Bereich, bei dem Coulombblockade für MSETs zu erwarten ist, deren Inselquerschnittsfläche A um einen Faktor 1/14 im Vergleich zu den in dieser Arbeit untersuchten System verkleinert ist (vergleiche Abschnitt 2.1.2.1). Die durch einen Austauschgasdruck $p_{\text{He}} = 3 \times 10^{-2}$ mbar verursachte mechanische Dämpfung kann in diesem Druckbereich vernachlässigt werden, da die mittlere freie Weglänge der Heliumatome mit 1 mm wesentlich länger ist als die Abmessungen der MSETs. In diesem Fall kann die durch das Austauschgas bedingte Güte Q_{gas} durch folgende Beziehung abgeschätzt werden [25]:

$$Q_{\text{gas}} \approx \frac{m_{\text{eff}} 2\pi f_{\text{drive}} v}{p_{\text{He}} A_{\text{mset}}}, \quad (2.14)$$

wobei $m_{\text{eff}} = 3.22 \times 10^{-15}$ kg die effektive Masse der MSETs, $v = \sqrt{k_{\text{B}}T/m_{\text{He}}} = 91$ m/s die thermische Geschwindigkeit der Heliummoleküle mit einer Masse von $m_{\text{He}} = 1.7 \times 10^{-27}$ kg,

$p_{\text{He}} = 3.5 \times 10^{-2}$ mbar der Austauschgasdruck und $A_{\text{mset}} \approx 1 \times 10^{-11}$ m² die Oberfläche der MSETs ist. Damit ergibt sich eine durch das Austauschgas limitierte mechanische Güte von $Q_{\text{gas}} > 1 \times 10^7$. Die Dämpfung durch das Austauschgas kann somit vernachlässigt werden.

2.3 Systemcharakterisierung durch Rasterelektronenmikroskopie

Für die Realisierung von mechanischem Elektronentransport ist es zum einen wichtig, die Eigenfrequenzen der nanomechanischen Einzel-Elektronen-Transistoren zu kennen, mit denen sie zu Schwingungen angeregt werden können. Zum anderen muss sichergestellt werden, dass die durch die Anregung erreichten Schwingungsamplituden ausreichend sind, so dass die Goldinsel Elektronen zwischen *Source* und *Drain* transportieren kann.

Die analytische Bestimmung der Eigenfrequenzen ist aus mehreren Gründen schwierig. Zum einen ist die Geometrie der MSETs komplex, was eine Berechnung aufwendig macht. Zum anderen kann nicht davon ausgegangen werden, dass die Zugverspannung des für die MSET-Fertigung verwendeten Siliziumnitrids im Verlauf der Prozessierung unverändert bleibt. Darüber hinaus führen fertigungsbedingte Ungenauigkeiten zwangsläufig zu einer Abweichung der tatsächlichen und der für die Berechnung der Eigenfrequenzen zugrunde gelegten topographischen Parameter. Damit besteht ein dringender Bedarf, die Eigenfrequenzen und die erreichbaren Schwingungsamplituden schnell und zuverlässig bestimmen zu können, ohne die Strukturen dabei zu zerstören. Eine Technik, die diese Anforderungen erfüllt, und die in dieser Arbeit Verwendung findet, ist die Systemcharakterisierung durch Rasterelektronenmikroskopie [50].

2.3.1 Experimenteller Aufbau

Um die Untersuchung der Eigenfrequenzen mit dem Elektronenmikroskop mit minimalem Aufwand zu ermöglichen, sind die Abmessungen des Faradaykäfigs so gewählt worden, dass er zusammen mit der piezoelektrischen Antriebseinheit in ein Elektronenmikroskop vom Typ Leo DSM 982 eingebaut werden kann. Für die Charakterisierung der MSETs muss lediglich der Deckel des Faradaykäfig abgenommen werden. Der Anschluss an den Signalgenerator für den Piezoantrieb erfolgt über elektrische Durchführungen des Elektronenmikroskops. Mit dieser Konfiguration können die Eigenfrequenzen und Schwingungsamplituden der MSETs in situ charakterisiert werden. Die Besonderheiten dieser Analysemethode ist ihre schnelle Durchführbarkeit, eine hohe Zuverlässigkeit, und dass das Gesamtsystem nach der Bestimmung seiner Eigenschaften für das Durchführen der elektrischen Transportmessungen im Wesentlichen nicht mehr verändert werden muss.

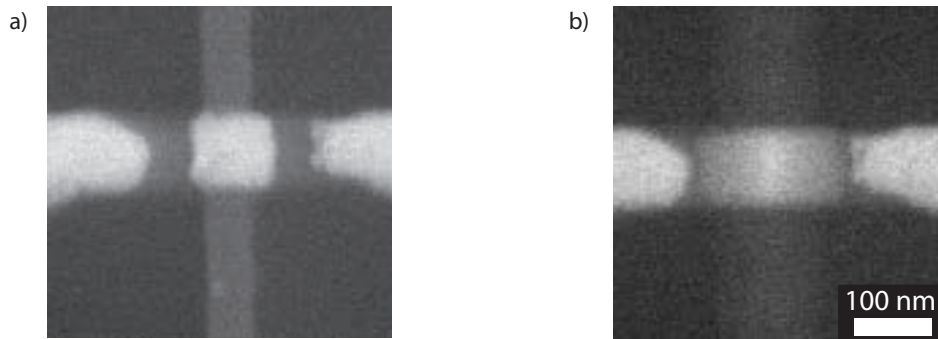


Abbildung 2.19: REM-Aufnahme der Goldinsel sowie von Teilen der *Source*- und *Drain*-Elektrode eines MSETs der a) ruht, sowie b) durch Ultraschallwellen zum Schwingen angeregt wird.

2.3.2 Messungen und Auswertung

Abbildung 2.19 a) zeigt eine REM-Aufnahme von der Goldinsel und Teilen der benachbarten *Source*- und *Drain*-Elektrode eines ruhenden MSETs. Für die Bestimmung der Eigenfrequenz wird die Anregungsfrequenz f_{drive} des Piezoantriebssystems bei einer Anregungsleistung $P_{\text{drive}} = 13 \text{ dBm}$ in 1 kHz Schritten verändert, während die Goldinsel mit Hilfe des Elektronenmikroskops abgebildet wird. Sobald f_{drive} mit der Eigenfrequenz f_0 des Systems übereinstimmt, wird der MSET zum Schwingen angeregt. Dies ist dadurch zu erkennen, dass die REM-Abbildung der Goldinsel und der Siliziumnitridsaite verschwimmt, wie in Abbildung 2.19 b) gezeigt. Die auf diese Weise ermittelten Eigenfrequenzen sind für eine MSET-Matrix mit 44 Strukturen in Tabelle 2.2 aufgelistet. Die MSETs #23, #36 und #44 sind während der Fabrikation beschädigt worden, so dass eine Eigenfrequenzbestimmung für diese Strukturen nicht möglich war. Die Eigenfrequenzen der MSETs liegen, wie bei den meisten MSET-Matrizen in dieser Arbeit, in einem Frequenzbereich zwischen 3 und 7 MHz. Dieser Frequenzbereich ist gewählt worden, da er für das Antriebssystem zugänglich ist und gleichzeitig noch Temperaturen zulässt, die für das Erreichen des Coulombblockaderegimes geeignet sein sollten (siehe Abschnitt 2.2). Eine weitere wichtige Bedingung für die kontrollierte Untersuchung von MSETs ist, dass die Eigenfrequenzen der Strukturen ausreichend weit auseinander liegen, so dass im Fall von Ladungstransport ein Strombeitrag von mehr als einem MSET ausgeschlossen werden kann. Die Bestimmung der Eigenfrequenzabstände zwischen zwei benachbarten MSETs sowie die Abstandsverteilung ist für die MSET-Matrix aus Tabelle 2.2 in Abbildung 2.20 dargestellt. Der mittlere Frequenzabstand beträgt 67 kHz, wobei sich für die Frequenzverteilung eine Standardabweichung von 51 kHz aus der Kurvenanpassung mittels einer Gaußfunktion ergibt. Wird berücksichtigt,

| # | f_0 (MHz) | # | f_0 (MHz) | # | f_0 (MHz) | # | f_0 (MHz) |
|----|-------------|----|-------------|----|-------------|----|-------------|
| 1 | 6,95 | 12 | 5,84 | 23 | - | 34 | 4,96 |
| 2 | 6,86 | 13 | 5,75 | 24 | 5,16 | 35 | 4,96 |
| 3 | 6,76 | 14 | 5,60 | 25 | 5,07 | 36 | - |
| 4 | 6,66 | 15 | 5,54 | 26 | 5,03 | 37 | 4,90 |
| 5 | 6,45 | 16 | 5,53 | 27 | 5,04 | 38 | 4,85 |
| 6 | 6,37 | 17 | 5,41 | 28 | 4,98 | 39 | 4,81 |
| 7 | 6,35 | 18 | 5,35 | 29 | 5,04 | 40 | 4,82 |
| 8 | 6,27 | 19 | 5,36 | 30 | 5,01 | 41 | 4,69 |
| 9 | 6,17 | 20 | 5,47 | 31 | 5,05 | 42 | 4,61 |
| 10 | 6,12 | 21 | 5,43 | 32 | 5,02 | 43 | 4,57 |
| 11 | 6,04 | 22 | 5,39 | 33 | 4,90 | 44 | - |

Tabelle 2.2: Mit Hilfe der Elektronenmikroskopanalyse bestimmte Eigenfrequenzen der Einzel-Elektronen-Transistoren einer MSET-Matrix mit 44 Strukturen.

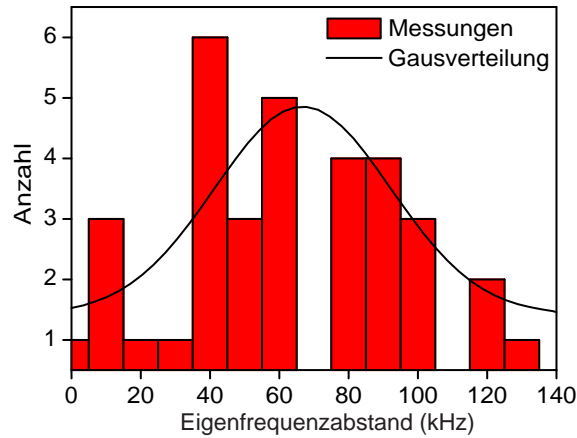


Abbildung 2.20: Häufigkeit und Größe der Eigenfrequenzabstände benachbarter MSETs aus Tabelle 2.2.

dass Halbwertsbreiten einzelner Transportresonanzen in der Regel nicht größer als 20 kHz sind (siehe Abbildung 2.4) sowie, dass für eine MSET-Matrix bei gegebener Anregungsleistung P_{drive} weniger als 25 % der Strukturen Transport aufweisen, so kann ein Beitrag zum Ladungstransport von mehr als einem MSET mit hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden.

Es sei angemerkt, dass die Elektronenmikroskopanalyse ebenfalls zeigt, dass die MSETs für Auslenkungen, wie sie für Ladungstransport zwischen *Source* und *Drain* notwendig sind, sich in einem Regime befinden, für das die Rückstellkraft nichtlinear mit der Auslenkung zunimmt. Dies ist durch ein Hystereseverhalten der MSETs zu beobachten, wie es im Theorieabschnitt 1.2.1 beschrieben wird.

2.4 Systemcharakterisierung durch Rasterkraftmikroskopie

In diesem Abschnitt sollen die mechanischen Eigenschaften der MSETs mittels Rasterkraftmikroskopie (AFM) untersucht werden. Im speziellen ist die von der Balkenauslenkung y abhängige Rückstellkraft F_{restore} von Interesse. Mit ihr kann die mechanische Energie E_{tot} berechnet werden, die in Abhängigkeit von der Schwingungsamplitude im System gespeichert ist. Diese wiederum erlaubt gemeinsam mit der in Abschnitt 2.9 bestimmten dissipierten Energie E_{diss} eine Berechnung des mechanischen Qualitätsfaktors Q , der einen fundamentalen Systemparameter darstellt.

Darüber hinaus ermöglicht die funktionale Abhängigkeit von F_{restore} zum einen die Berechnung der Zugverspannung des Siliziumnitrids, so dass überprüft werden kann, ob sie durch die Fabrikation wesentlich beeinflusst wird. Zum anderen können mit ihr die Federkonstanten k_1 und k_3 aus Gleichung (1.12) ermittelt werden. Zusammen mit m_{eff} , $c = \omega_0 m_{\text{eff}}/Q$ und der Antriebskraft mit den Beiträgen für Gleichspannungs- und Ultraschallantrieb, kann die Bewegungsgleichung für die MSETs aufgestellt werden, siehe Gleichung (1.12). Gemeinsam mit der Theorie des elektrischen Teilsystems, das in Abschnitt 1.1 beschrieben wird, eröffnet sich damit die Möglichkeit, das mechanische Verhalten und den Ladungstransport der MSETs numerisch zu simulieren.

2.4.1 Messungen und Auswertung

Für die AFM-Abbildung der MSETs und die Messung der Rückstellkraft F_{restore} ist das Rasterkraftmikroskop Nanowizard II AFM (JPK Instruments, Berlin, Deutschland) in Kombination mit Nicht-Kontakt-Cantilevern vom Typ Pointprobe NCH-W (Nanosensors, Neuchatel, Schweiz) verwendet worden. Der Betrieb des Mikroskops im Nicht-Kontakt-Modus erlaubt im Gegensatz zum Kontakt-Modus, die Systeme abzubilden, ohne sie zu beschädigen (siehe Abbildung 2.21). Für die Messungen von $F_{\text{restore}}(z)$ wird das Mikroskop im Kraftspektroskopie-Modus betrieben, wobei der AFM-Cantilever als Referenz mit bekannter Federkonstante genutzt wird [51, 52, 53]. Abbildung 2.22 a) zeigt die Auslenkung des AFM-Cantilevers als Funktion der Höhenposition z für eine MSET-Kraftspektroskopiemessung. Sie setzt sich aus drei Bereichen zusammen. Im ersten Abschnitt nähert sich der AFM-Cantilever der Siliziumnitridsaite von oben an, bis er das Zentrum der Saite berührt. Im zweiten Teil der Kurve biegt der AFM-Cantilever die MSET-Saite durch. In dem Moment, in dem die Saite bis auf das 400 nm darunter liegende Siliziumsubstrat durchgedrückt ist, steigt die Auslenkung des AFM-Cantilevers stark an, wie im dritten Teil der Messkurve zu sehen ist. Aus der Auslenkungs-Positions-Kurve in Abbildung 2.22 a) kann die auslenkungsabhängige Rückstellkraft $F_{\text{restore}}(z)$ der MSETs als Funktion der aus der Ebene gerichteten Auslenkung z bestimmt werden, wie in 2.22 b) illustriert. Es ist zu beobachten, dass $F_{\text{restore}}(z)$ mit zunehmender Auslenkung z vom Hookeschen Gesetz abweicht. Die Kraftkurve kann durch ein Polynom der Form $F(z) = k_1 z + k_3 z^3$ angenähert werden [54], wie durch die Kurvenanpassung in Abbildung 2.22 b) zu sehen ist. Die Messungen ergeben,

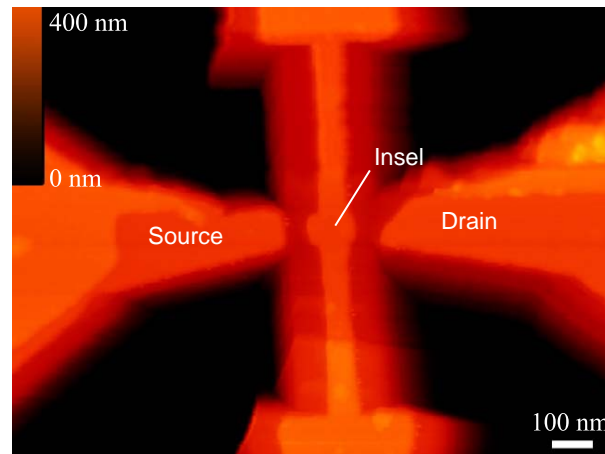


Abbildung 2.21: AFM-Aufnahme eines MSETs, die die Goldinsel im Zentrum der Siliziumnitridsaite zusammen mit Teilen der *Source*- und *Drain*-Elektrode zeigt.

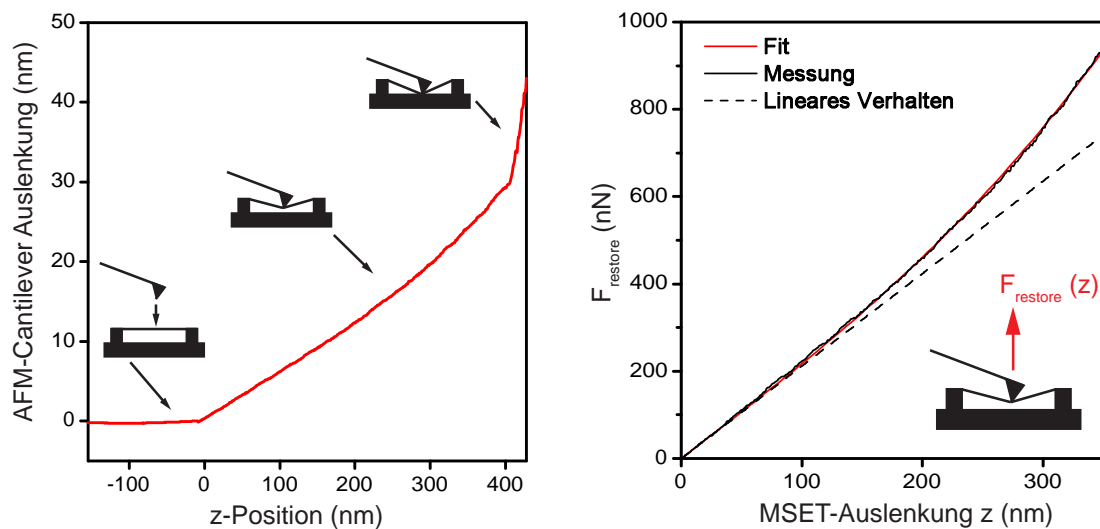


Abbildung 2.22: **a)** Auslenkung des AFM-Cantilevers als Funktion der Höhe z für eine MSET-Kraftspektroskopiemessung. Die Auslenkung-Position-Kurve setzt sich aus drei Teilen zusammen. Im ersten Abschnitt nähert sich der AFM-Cantilever der Siliziumnitridsaite des MSET an. Im zweiten Abschnitt befindet sich die AFM-Spitze des Cantilevers im Zentrum der Siliziumnitridsaite und biegt sie durch. Im dritten Teil ist die Siliziumnitridsaite bis auf das 400 nm tiefer liegende Siliziumnitridsubstrat durchgedrückt, so dass die Auslenkung des AFM-Cantilevers stark ansteigt. **b)** Aus der Auslenkung-Position-Kurve bestimmte Rückstellkraft F_{restore} als Funktion der aus der Chipenebene herausgerichteten Auslenkung z .

| Fitfunktion | | |
|--|--|---|
| $F_{\text{restore}} = k_1 z + k_3 z^3$ | | |
| MSET-Nr. | $k_1 \left(\frac{\text{N}}{\text{m}}\right)$ | $k_3 \left(1 \times 10^{12} \frac{\text{N}}{\text{m}^3}\right)$ |
| 45,9 | 1,95 | 3,3 |
| 44,8 | 1,58 | 6,3 |
| 45,6 | 1,99 | 5,2 |
| \emptyset | $1,84 \pm 40\%$ | $5,0 \pm 40\%$ |

Tabelle 2.3: Die Parameter k_1 und k_3 für drei unterschiedliche MSETs, die mit Hilfe von AFM-Kraftspektroskopie bestimmt wurden. Der angegebene Fehler für k_1 und k_3 beinhaltet den Unterschied zwischen verschiedenen MSETs sowie die Unsicherheit in der Bestimmung der Federkonstanten der verwendeten AFM-Referenzcantilever.

dass die Kraftkurven für eine einzelne MSET-Saite in hohem Masse reproduzierbar sind. Die Messwerte für unterschiedliche MSETs liegen mit einer Ungenauigkeit von 40% um einen gemeinsamen Mittelwert. Die durch Kurvenanpassung erhaltenen Parameter für drei unterschiedliche MSETs sind in Tabelle 2.3 dargestellt. Die Fehler von 40% berücksichtigt zum einen die fertigungsbedingten Unterschiede zwischen den einzelnen MSETs sowie den Fehler in der Bestimmung der Federkonstanten der verwendeten AFM-Referenzcantilever.

Anhand der Messergebnisse wird nun die Zugkraft F_{tensile} und daraus die Zugverspannung ρ berechnet und diese mit den Herstellerangaben des Ausgangsmaterial verglichen (siehe Tabelle 3.5). Wie aus Abbildung 2.23 zu sehen ist, gilt für kleine Auslenkungen z

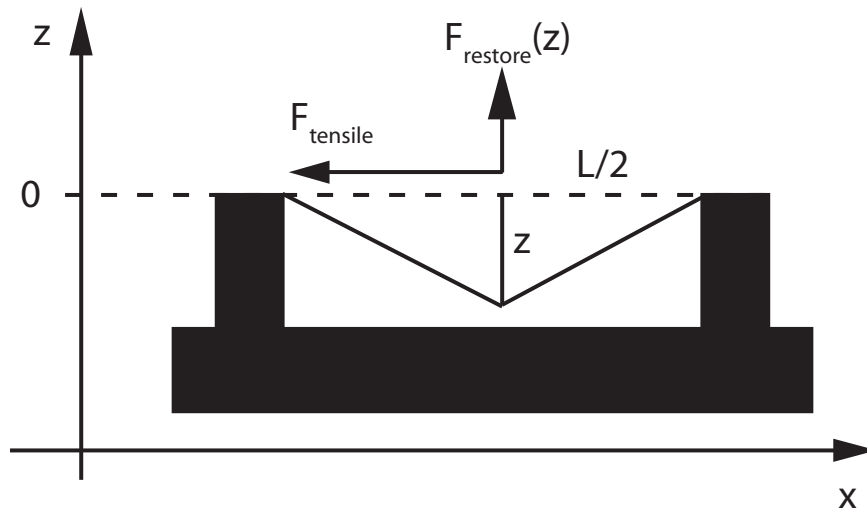


Abbildung 2.23: Schematische Darstellung zur Berechnung der Zugverspannung F_{tensile} aus der Rückstellkraft $F_{\text{restore}}(z)$ und der MSET-Saitenlänge L .

die folgende Beziehung:

$$\frac{z}{\left(\frac{L}{2}\right)} = \frac{F_{\text{restore}}}{F_{\text{tensile}}} \cong \frac{k_1 z}{A_{\text{eff}} \rho} \Leftrightarrow \rho \cong \frac{k_1 L}{2 A_{\text{eff}}}, \quad (2.15)$$

wobei $L/2$ die halbe Länge und A_{eff} die effektive Querschnittsfläche der MSET-Saite ist. Die effektive Querschnittsfläche A_{eff} wird eingeführt, da die Breite der Saiten sich von der Mitte bis zum Aufhängepunkt von 70 nm auf 100 nm erhöht. Deshalb wird für die effektive Querschnittsfläche eine Durchschnittsbreite von 85 nm angenommen. Mit den Werten $L = 7 \mu\text{m}$, $k_1 = 1,84 \text{ N/m}$, und $A_{\text{eff}} = 8,5 \times 10^{-15} \text{ m}^2$ ergibt sich eine Zugverspannung von $\rho = 1,51 \text{ GPa}$, die im Rahmen der Messungenauigkeit sehr gut mit der Herstellerspezifikation von 1,39 GPa übereinstimmt. Damit ist gezeigt, dass die intrinsische Zugverspannung des Siliziumnitrids nicht oder nicht wesentlich durch die Probenprozessierung beeinflusst wird.

Im Abschnitt 2.5 wird für die Berechnung des mechanischen Q -Faktors die gesamte mechanische Energie E_{tot} benötigt, die für die Saitenauslenkung y in der Chipebene während des MSET-Betriebs enthalten ist. E_{tot} kann aus der funktionalen Abhängigkeit $F_{\text{restore}}(y)$ berechnet werden, wobei mit einem Fehler von etwa 10 % gilt: $F_{\text{restore}}(y) = F_{\text{restore}}(z)$. Der Grund hierfür ist, dass die Rückstellkraft für ein Saite im Grenzfall hoher Zugverspannung hauptsächlich durch die Zugkraft und nicht durch den Youngmodul und Geometriefaktoren gegeben ist [55]. Für die Berechnung von Q bei einer Temperatur von 4 Kelvin in Abschnitt 2.5 wird ebenfalls angenommen, dass die hier bestimmte funktionale Abhängigkeit von F_{restore} unverändert bei 4 Kelvin gilt. Werden die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Siliziumnitrid $\alpha_{\text{SiN}} = 1,67 \times 10^{-6} / \text{K}$ [56] und dem Siliziumsubstrat $\alpha_{\text{Si}} = 2,3 \times 10^{-6} / \text{K}$ [57] herangezogen, so gilt diese Annahme mit einem Fehler von 4 %. Damit lässt sich nun die mechanische Gesamtenergie der MSETs berechnen:

$$E_{\text{tot}} = \int F_{\text{restore}} dy = \int_0^{125 \text{ nm}} (k_1 y + k_3 y^3) dy = 1,4 \times 10^{-14} \text{ J}. \quad (2.16)$$

Dabei ist als Integrationslänge 125 nm anstelle von $y_{\text{max}} = 80 \text{ nm}$ gewählt worden, die der durch die Seitenelektroden begrenzte Auslenkung entspricht. Der Grund hierfür ist, dass die Saiten im dynamischen MSET-Betrieb zum Zeitpunkt maximaler Auslenkung sinusförmig gebogen sind und im Fall statischer Auslenkung, wie sie bei der AFM-Kraftspektroskopie auftritt, eine pyramidale Form aufweisen. Als Folge unterscheidet sich die Längenänderung $\Delta L = L - S$ der Saite für den dynamischen und statischen Fall, wobei L die Saitenlänge ohne und S die Saitenlänge mit Auslenkung ist. Eine numerische Analyse zeigt, dass eine statische Auslenkung von 125 nm hinsichtlich ΔL equivalent mit eine dynamischen Auslenkung von 80 nm ist, wie Abbildung 2.24 veranschaulicht. Aus diesem Grund ist 125 nm als Integrationslänge in Gleichung (2.16) gewählt worden.

2.5 Dissipation der MSETs

Der mechanische Qualitäts- oder auch Gütefaktor Q ist eine wichtige Kennzahl für die Dissipation von mechanischen Schwingungssystemen. Er wird gemeinhin definiert als die

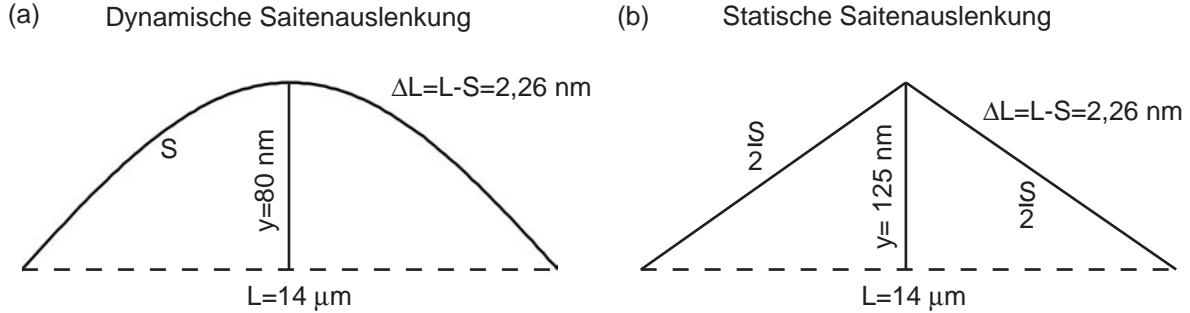


Abbildung 2.24: **a)** MSET-Saitenform der dynamischen Auslenkung im Fall des MSET-Betriebs. **b)** Saitenform der statischen Auslenkung, wie sie im Fall der AFM-Kraftspektroskopie, durch eine im Zentrum angreifenden Punktkraft auftritt.

gesamte mechanische Schwingungsenergie E_{tot} des Systems geteilt durch die pro Schwingungsperiode dissipierte Energie E_{diss} multipliziert mit 2π

$$Q = 2\pi \frac{E_{\text{tot}}}{E_{\text{diss}}}. \quad (2.17)$$

Für die meisten mechanischen Schwingungssysteme, die im linearen Bereich betrieben werden können, kann der Q -Faktor aus der lorentzförmigen Resonanzkurve bestimmt werden. In diesem Fall ist $Q = f_0/\Delta f$, wobei f_0 die Eigenfrequenz und Δf die Breite der Resonanzkurve auf halber Höhe des Amplitudenmaximums ist. Dies ist jedoch für MSETs nicht möglich, da sie zur Klasse der Impakt-Systeme gehören und damit kein lorentzförmiges Resonanzverhalten zeigen. Sie sind intrinsisch nichtlinear und decken, wie schon im Theorieabschnitt 1.2 beschrieben wurde, den gesamten Bereich von 1-periodischem, subharmonischem und chaotischem Schwingungsverhalten ab. Aus diesem Grund wurden E_{diss} und E_{tot} in dieser Arbeit explizit und voneinander unabhängig bestimmt. E_{diss} wurde aus Messungen spannungsinduzierter Selbstanregung in Abschnitt 2.1.2.2 berechnet, während E_{tot} durch AFM-Kraftspektroskopie in Abschnitt 2.4 bestimmt wurde. Wird Gleichung (2.17) mit Gleichung (2.2) und (2.16) kombiniert, so ergibt sich ein mechanischer Q -Faktor von etwa 500 für den MSET-Betrieb im Fall spannungsinduzierter Selbstanregung bei 4 Kelvin, einer *Source-Drain*-Spannung $V_{\text{sd}} = 4,2 \text{ V}$ und einem Helium-Austauschgasdruck von $p_{\text{He}} = 3,5 \times 10^{-2} \text{ mbar}$ (siehe Abschnitt 2.1.2.2). Dieser Wert liegt deutlich unterhalb der Erwartung für einen zweiseitig eingespannten nanomechanischen Balkenresonator ähnlicher Abmessungen und Betriebsbedingungen, wie im folgenden diskutiert wird. Für einen Austauschgasdruck von $p_{\text{He}} = 3,5 \times 10^{-2} \text{ mbar}$, bei dem die Messungen durchgeführt wurden, ist die mittlere freie Weglänge der Heliumatome wesentlich größer als die Abmessungen des MSET. Damit wird der MSET im so genannten molekularen Regime betrieben, in dem die durch die Gasdämpfung bedingte Güte Q_{gas} näherungsweise gegeben ist durch [25]:

$$Q_{\text{gas}} \approx \frac{m_{\text{eff}} 2\pi f_{\text{drive}} v}{p_{\text{He}} A_{\text{mset}}}, \quad (2.18)$$

wobei $m_{\text{eff}} = 3,22 \times 10^{-15}$ kg die effektive Masse des MSETs, $v = \sqrt{k_B T / m_{\text{He}}} = 91$ m/s die thermische Geschwindigkeit der Heliummoleküle mit einer Masse von $m_{\text{He}} = 1,7 \times 10^{-27}$ kg, $p_{\text{He}} = 3,5 \times 10^{-2}$ mbar der Austauschgasdruck und $A_{\text{mset}} \approx 1 \times 10^{-11}$ m² die Oberfläche des MSETs ist. Damit ergibt sich eine durch das Austauschgas limitierte mechanische Güte von $Q_{\text{gas}} > 1 \times 10^7$, die den geringen Q -Faktor von 500 nicht erklären kann. Andere limitierende intrinsische Dämpfungsfaktoren, die hierfür verantwortlich sein können sind beispielsweise Verluste an den Aufhängepunkten der Saite, thermoelastische Dissipation, Oberflächeneffekte sowie Versetzungen in der Goldschicht der MSET-Gewichte. Der Beitrag dieser Faktoren kann durch einen Vergleich mit ähnlichen Systemen abgeschätzt werden. Für einen vollständig metallisierten, aus nanokristallinem Diamant gefertigten, zweiseitig eingespannten nano-mechanischen Balkenresonator ähnlicher Abmessung wird bei vergleichbaren Betriebsbedingungen ein minimaler Q -Faktor von > 7000 beobachtet [58]. Die hier untersuchten Systeme sollten jedoch einen wesentlich höheren Q -Faktor als dieses untere Limit haben. Zum einen sind die Aufhängepunkte der Saiten nicht metallisiert, sondern lediglich die Teilbereiche der Goldgewichte. Zum anderen sind die MSETs aus hochgradig zugverspanntem Siliziumnitrid gefertigt, mit dem in den letzten Jahren unerreichte hohe Q -Faktoren in NEMS erreicht wurden [55, 59, 60]. Dass die ermittelte Güte von 500 mehr als eine Größenordnung unter dem unteren erwarteten Wert liegt, kann mit zusätzlichen Dämpfungsfaktoren erklärt werden. Im Vergleich zu herkömmlichen NEMS weisen MSETs zwei zusätzliche Dissipationsquellen auf: Zum einen die Strahlungsleistung $P_{\text{radiation}}$, die durch die beschleunigte elektrisch geladene Goldinsel verursacht wird, sowie Phononenanregung, die durch die Stöße der Goldinsel mit den Seitenelektroden zustande kommen. Eine Abschätzung der Strahlungsleistung durch die Larmor-Formel

$$P_{\text{radiation}} = \frac{e^2 a^2}{6\pi\epsilon_0 c^3}, \quad (2.19)$$

wobei $a \approx y_{\text{max}}\omega^2 \simeq 4.6 \times 10^7 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$ die Beschleunigung der Ladungsträger, ϵ_0 Influenzkonstante und c die Lichtgeschwindigkeit bezeichnet, liefert einen vernachlässigbaren Beitrag von $P_{\text{radiation}} = 2 \times 10^{-46}$ J. Damit ergibt sich, dass die durch Stoßprozesse zwischen Goldinsel und Seitenkontakten verursachte Phononenanregung mit hoher Wahrscheinlichkeit deutlich zur Dissipation der MSETs beitragen und für die beobachtete hohe Dämpfung verantwortlich ist.

Kapitel 3

Fabrikation

In diesem Kapitel werden die für die Fabrikation relevanten Aspekte sowie die Herstellung der MSETs behandelt. Es gliedert sich in drei Teile. Im ersten Abschnitt wird das Probendesign vorgestellt und der Grund für die gewählten MSET-Geometrien diskutiert. Im zweiten Teil werden die Eigenschaften von hochgradig zugverspanntem Siliziumnitrid, wie es für die Herstellung der MSETs verwendet wird, beschrieben und die Vorteile im Vergleich zu anderen Materialien aufgezeigt. Der dritte Teil beschreibt die chronologische Abfolge der Herstellungsschritte vom Ausgangsmaterial bis hin zur fertigen MSET-Matrix.

3.1 Probendesign

Die in dieser Arbeit entwickelten MSETs bzw. MSET-Matrizen wurden hinsichtlich unterschiedlicher Kriterien optimiert. Eine schematische Darstellung des optimierten MSET-Designs findet sich in Abbildung 3.1. Eine Zielsetzung war das Erreichen einer möglichst hohen Integrationsdichte von MSET-Strukturen. Sie wird durch eine parallele elektrische Verschaltung der MSETs erreicht, die in Form einer Matrix zwischen zwei Kammelektroden angeordnet werden. Eine hohe Integrationsdichte erlaubt zum einen die Fertigung einer großen Anzahl von Strukturen in einem Prozessierungsdurchlauf und erhöht damit die Wahrscheinlichkeit einer erfolgreichen Probenherstellung erheblich. Zum anderen ermöglicht sie die Untersuchung von einer Vielzahl von Strukturen in kurzer Zeit. Insgesamt führt dies zu einer deutlichen Verkürzung von Entwicklungszyklen. Neben einer hohen Integrationsdichte müssen die Eigenfrequenzen der MSETs in einem Bereich liegen, der für das verwendete Piezoantriebssystem geeignet ist. Jeder MSET muss darüberhinaus eine charakteristische Eigenfrequenz besitzen, über die er einzeln angeregt werden kann. Dies wird durch individuell angepasste Gewichte jedes einzelnen MSET erreicht. Um im Fall von Ladungstransport einen Beitrag von mehr als einem MSET auszuschließen, muss ebenfalls ein ausreichend großer Abstand zwischen den einzelnen Eigenfrequenzen gewährleistet sein. Ferner ist das Design hinsichtlich nahezu ausschussfreier Fabrikation optimiert worden. Die Saitenlängen werden kürzer als $20\ \mu\text{m}$ gewählt, womit ein Haftenbleiben der Siliziumnitridsaiten am Siliziumsubstrat im Laufe des Fabrikationsprozesses verhindert wird (siehe Ab-

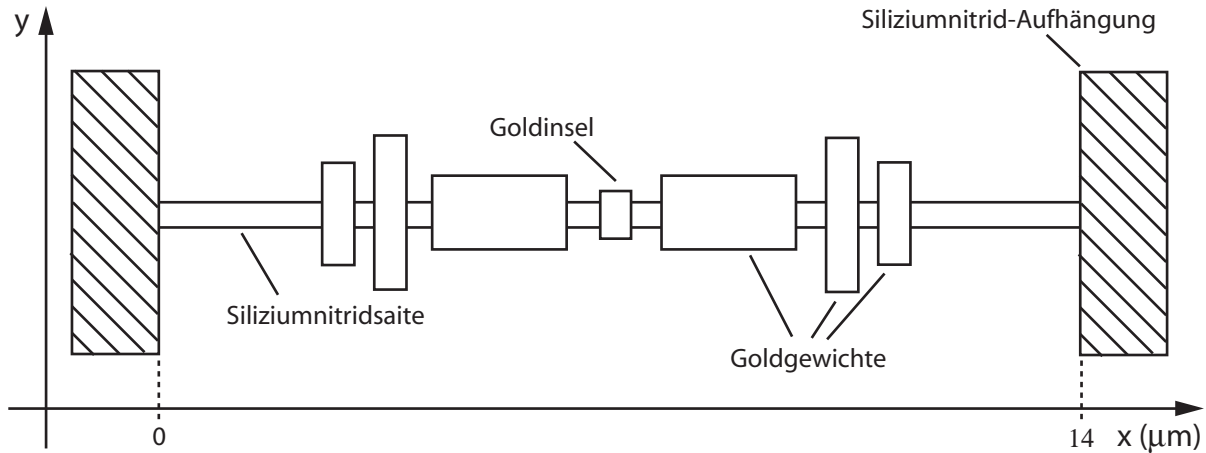


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der MSET-Geometrie, die sich aus der freitragenden Siliziumnitridsaite und ihren Aufhängungen, der Goldinsel, den Seitenelektroden *Source* und *Drain* sowie den Goldgewichten für die geeignete Festlegung der Eigenfrequenzen zusammensetzt.

schnitt 3.3.6). Die Breite der Gewichte wird zu $< 1.1 \mu\text{m}$ und die Saitenbreite zu $> 70 \text{ nm}$ gewählt, wodurch ausgeschlossen wird, dass die Enden der Gewichte durch auftretende Saitentorsionen während der Herstellung am Substrat haften bleiben. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung des MSET-Designs, das die gestellten Anforderungen in optimaler Weise erfüllt. Für eine Saitenabmessung mit einer Länge von $14 \mu\text{m}$ und einer Breite von $70 - 100 \text{ nm}$ zeigt Tabelle 3.1 eine Gewichtskartierung für ein MSET-Matrixdesign, mit dem eine ausschussfreie Fabrikation erreicht wurde und deren MSET-Eigenfrequenzen in einem Bereich von 3 bis 7 MHz liegen. Die Abmessung der in 3.1 kartierten Gewichte sind in Tabelle 3.2 aufgelistet, wobei die entsprechenden Positionen in Tabelle 3.3 zugeordnet werden. Zusätzlich zu den Goldgewichten befindet sich im Zentrum der Siliziumnitridsaite jeweils eine Goldinsel mit dem Abmessungen $L_x = 140 \text{ nm}$ Länge, $B_y = 170 \text{ nm}$ Breite und 60 nm Höhe.

| MSET | Gewichtsnummern/Positionsnummern nach Tabelle 3.2 und 3.3 | | |
|------|---|---------|--------|
| 1 | 11/10,11 | 2/9,12 | |
| 2 | 11/10,11 | 3/9,12 | |
| 3 | 11/10,11 | 4/9,12 | |
| 4 | 11/10,11 | 5/9,12 | |
| 5 | 11/10,11 | 6/9,12 | |
| 6 | 11/10,11 | 7/9,12 | |
| 7 | 11/10,11 | 8/9,12 | |
| 8 | 11/10,11 | 9/9,12 | |
| 9 | 11/10,11 | 10/9,12 | |
| 10 | 11/10,11 | 10/9,12 | 1/8,13 |
| 11 | 11/10,11 | 10/9,12 | 2/8,13 |

| | | | |
|----|----------|---|--------|
| 12 | 11/10,11 | 10/9,12 | 3/8,13 |
| 13 | 11/10,11 | 10/9,12 | 4/8,13 |
| 14 | 11/10,11 | 10/9,12 | 5/8,13 |
| 15 | 11/10,11 | 10/9,12 | 6/8,13 |
| 16 | 11/10,11 | 10/9,12 | 7/8,13 |
| 17 | 11/10,11 | 10/9,12 | 8/8,13 |
| 18 | 11/10,11 | 10/9,12 | 9/8,13 |
| 19 | 11/10,11 | 10/8,9,12,13 | |
| 20 | 11/10,11 | 10/8,9,12,13 | 1/7,14 |
| 21 | 11/10,11 | 10/8,9,12,13 | 2/7,14 |
| 22 | 11/10,11 | 10/8,9,12,13 | 3/7,14 |
| 23 | 11/10,11 | 10/8,9,12,13 | 4/7,14 |
| 24 | 11/10,11 | 10/8,9,12,13 | 5/7,14 |
| 25 | 11/10,11 | 10/8,9,12,13 | 6/7,14 |
| 26 | 11/10,11 | 10/8,9,12,13 | 7/7,14 |
| 27 | 11/10,11 | 10/8,9,12,13 | 8/7,14 |
| 28 | 11/10,11 | 10/8,9,12,13 | 9/7,14 |
| 29 | 11/10,11 | 10/7,8,9,12,13,14 | |
| 30 | 11/10,11 | 10/7,8,9,12,13,14 | 1/6,15 |
| 31 | 11/10,11 | 10/7,8,9,12,13,14 | 2/6,15 |
| 32 | 11/10,11 | 10/7,8,9,12,13,14 | 3/6,15 |
| 33 | 11/10,11 | 10/7,8,9,12,13,14 | 4/6,15 |
| 34 | 11/10,11 | 10/7,8,9,12,13,14 | 5/6,15 |
| 35 | 11/10,11 | 10/7,8,9,12,13,14 | 6/6,15 |
| 36 | 11/10,11 | 10/7,8,9,12,13,14 | 7/6,15 |
| 37 | 11/10,11 | 10/7,8,9,12,13,14 | 8/6,15 |
| 38 | 11/10,11 | 10/7,8,9,12,13,14 | 9/6,15 |
| 39 | 11/10,11 | 10/6,7,8,9,12,13,14,15 | |
| 40 | 11/10,11 | 10/5,6,7,8,9,12,13,14,15,16 | |
| 41 | 11/10,11 | 10/4,5,6,7,8,9,12,13,14,15,16,17 | |
| 42 | 11/10,11 | 10/3,4,5,6,7,8,9,12,13,14,15,16,17,18 | |
| 43 | 11/10,11 | 10/2,3,4,5,6,7,8,9,12,13,14,15,16,17,18,19 | |
| 44 | 11/10,11 | 10/1,2,3,4,5,6,7,8,9,12,13,14,15,16,17,18,19,20 | |

Tabelle 3.1: Kartierung der Gewichte sowie deren Positionen nach Tabelle 3.2 und 3.3 für eine MSET-Matrix, deren MSET-Eigenfrequenzen im Bereich von 3 bis 7 MHz liegen. Die Matrix ist so entworfen, dass die Eigenfrequenzabstände der einzelnen Systeme ausreichend groß sind, um einen Strombeitrag von mehr als einem MSET im Ladungstransport ausschließen zu können.

| MSET-Komponenten | Abmessungen | | |
|------------------|-------------------------------|--------------------------------|-----------------|
| | Länge L_x (μm) | Breite B_y (μm) | Höhe H_z (nm) |
| Gewicht 1 | 0,25 | 0,2 | 60 |
| Gewicht 2 | 0,25 | 0,3 | 60 |
| Gewicht 3 | 0,25 | 0,4 | 60 |
| Gewicht 4 | 0,25 | 0,5 | 60 |
| Gewicht 5 | 0,25 | 0,6 | 60 |
| Gewicht 6 | 0,25 | 0,7 | 60 |
| Gewicht 7 | 0,25 | 0,8 | 60 |
| Gewicht 8 | 0,25 | 0,9 | 60 |
| Gewicht 9 | 0,25 | 1,0 | 60 |
| Gewicht 10 | 0,25 | 1,1 | 60 |
| Gewicht 11 | 0,9 | 0,5 | 60 |

Tabelle 3.2: Abmessungen der verschiedenen Gewichte, mit denen die MSETs fabriktionsseitig versehen werden, um ihre Eigenfrequenzen auf einen für das Piezoantriebssystem geeigneten Frequenzbereich festzulegen sowie einen ausreichenden Eigenfrequenzabstand zwischen den Systemen zu garantieren.

| Positions Nr. | x-Position (μm) | Positions Nr. | x-Position (μm) |
|---------------|------------------------------|---------------|------------------------------|
| 1 | 1,894 | 11 | 8,181 |
| 2 | 2,294 | 12 | 8,906 |
| 3 | 2,694 | 13 | 9,306 |
| 4 | 3,094 | 14 | 9,706 |
| 5 | 3,494 | 15 | 9,706 |
| 6 | 3,894 | 16 | 10,106 |
| 7 | 4,294 | 17 | 10,506 |
| 8 | 4,694 | 18 | 10,906 |
| 9 | 5,094 | 19 | 11,306 |
| 10 | 5,819 | 20 | 12,106 |

Tabelle 3.3: Zuordnungstabelle der tatsächlichen Positionen für die Positionsnummern in Tabelle 3.1. Die Positionen sind als Abstand zum linken Aufhängepunkt in Abbildung 3.1 angegeben.

3.2 Probenmaterial

Die Auswahl an Ausgangsmaterialien für die Herstellung von mikro- bzw. nanomechanischen Systemen ist groß: Si [61, 55], SiC [7], Si₃N₄ [55], GaAs [62, 63, 64], und Diamant [65] sind einige der gebräuchlichen Materialien. Ihre Eigenschaften, die für einige Stoffe in Tabelle 3.4 aufgeführt sind, können sich deutlich voneinander unterscheiden¹.

| | Si (intrin.) | poly-Si | SiC | Si ₃ N ₄ | GaAs |
|--|----------------------------|-------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------|
| Dichte [kg/m ³] | 2328 [33] | 2320 [57] | 3166-3210 [66] | 3000 [56] | 5320 [67] |
| Bruchspannung [GPa] | >1 [57] S. 3-24 | 1,2-3,6 [57] S. 3-24 | | 6-6,9 [57, 68] S. 3-24 | |
| Durchschlags- pannung [V/m] | 3×10^7 [67] | 3×10^7 [67] | 3×10^8 [57] S. 15-17 | 3×10^9 [57] S. 15-11 | 4×10^7 [67] |
| Zugverspannung [GPa] | - | variiert | 0,2-3153 [33] | -1400 | - |
| Youngmodulus [GPa] | 125-180 [57] S. 3-24 | 160 [57] S. 3-24 | 300-700 [57] S. 15-17 | 260-290 [68, 69] | - |
| Spez. Widerstand [Ohm×m] | 2×10^7 [67] | | | 1×10^8 [57] | 1×10^{10} [67] |
| Therm. Leit- fähigkeit [W/(mK)] | 157 [57] S. 16-149 | 34 [57] S. 16-149 | 320 [66] | 15-30 [70] | 46 [67] |
| Therm. Ausdehnungs- koeffizient [$10^{-6}/K$] | 2,33 [57] | 2-2,8 [57] | | 1,6 [57] S. 16-157 | |
| Schmelztemp [°C] | 1415 [67] | 1415 [67] | >1800 [57] | >1750 | 1238 [67] |
| Chemische Widerstandfähigkeit | schlecht | schlecht | sehr hoch [57] | sehr hoch [57] | - |
| Piezoelektrisch | nein | nein | nein | nein | ja |

Tabelle 3.4: Übersicht unterschiedlicher Materialeigenschaften bei Raumtemperatur von verschiedenen Materialien, wie sie in der NEMS-Fabrikation typischerweise Verwendung finden.

Es ist deshalb wichtig, für die Herstellung des jeweiligen NEMS-Designs und die entsprechende Anwendung, das passende Ausgangsmaterial zu wählen. Zum Beispiel zeigt die

¹Es ist zu sehen, dass die in der Literatur genannten Werte für ein Material oft stark voneinander abweichen. Dies liegt zum einen daran, dass Eigenschaften gleicher Materialien zum Teil stark von den Verfahren und Verfahrensparametern abhängen, mit denen sie hergestellt werden. Zum anderen haben sich für die Bestimmung der mechanischen Eigenschaften neuerer Materialien wie z. Bsp. SiC und Si₃N₄, die erst durch Fortschritte von Verarbeitungsverfahren in der Mikrosystemtechnik zunehmend Verwendung finden, noch keine standardisierten Analysemethoden etabliert.

| | |
|--|--|
| Hersteller: | HSG-IMIT |
| Schichtsystem: | Si ₃ N ₄ /SiO ₂ /Si |
| Schichtdicke Si ₃ N ₄ : | 106 nm ± 5% |
| Schichtdicke SiO ₂ : | 403 nm ± 5% |
| Schichtdicke Si: | 525 μm ± 15μm |
| Herstellungsverfahren Si ₃ N ₄ : | LPCVD |
| Herstellungsverfahren SiO ₂ : | thermisch gewachsen |
| Zugverspannung Si ₃ N ₄ : | 1,397 GPa ± 30 GPa |

Tabelle 3.5: Angaben zum Wafermaterial, das für die Fabrikation der MSETs verwendet wurde.

Erfahrung eine hohe chemische Empfindlichkeit von Silizium im Herstellungsprozess in Verbindung mit anderen Materialien. (Elektro)chemische Prozesse mit auf Siliziumbalken aufgetragenen Metallisierungen oder unerwünschten Oberflächenverunreinigungen können zu erheblicher Nichtreproduzierbarkeit und zur Zerstörung von Strukturen während einzelner Prozessschritte führen. Für die Prozessschritte dieser Arbeit ist davon im Speziellen der Nassätzschritt betroffen (siehe Abschnitt 3.3.6). Es zeigt sich, dass hinsichtlich dieser Problematik Siliziumnitrid auf Grund seiner hohen chemischen Beständigkeit optimal für die Herstellung von Verbundsystemen geeignet ist, die aus mehreren Materialien bestehen. Dies ist ein Grund dafür, dass für die Herstellung von MSETs hochgradig zuverspanntes Siliziumnitrid verwendet wird, das durch *Low Pressure Chemical Vapor Deposition* (LPCVD) hergestellt wurde² und dessen Eigenschaften in Tabelle 3.5 zusammengefasst sind. Ein weiterer Vorteil des Materials ist die extrem hohe mechanische Widerstandsfähigkeit, die eine Zerstörung der MSET-Systeme während des Herstellungsprozesses sowie während der Experimente weitgehend verhindert. Darüber hinaus muss das Material für den mechanischen Elektronentransport einen hohen spezifischen Widerstand besitzen, um Leck- und Kriechströme auszuschließen. Dies ist durch die Verwendung von Siliziumnitrid selbst bei Temperaturen oberhalb von 300 Kelvin gewährleistet. Ebenfalls dürfen die MSETs nicht aus piezoelektrischen Materialien bestehen, da die für den Antrieb verwendeten Ultraschallwellen sonst elektrische Wechselspannungen am Ort der Probe induzieren würden und die Messungen sowie den Ladungstransport unter Umständen empfindlich stören. Doch damit sind die Anforderungen an das Materialsystem noch nicht abgedeckt. Die Verkleinerung von mechanischen System führt im Bereich der NEMS-Forschung dazu, dass Van-der-Waals-Kräfte und Oberflächenwechselwirkungen eine dominante Rolle spielen. Damit ergibt sich für NEMS nicht selten das Problem, dass mechanische Elemente an seitlichen Begrenzungen haften bleiben und sie damit unbrauchbar werden. Dieser Effekt wird im Englischen als *stiction* bezeichnet [71, 72, 73, 74, 75]. Um zu verhindern, dass die Goldinsel an den seitlichen Kontakten haften bleibt, wird für die Herstellung der MSETs Siliziumnitrid mit einer Zugverspannung von 1,39 GPa verwendet, womit schon bei kleinen Auslenkungen eine hohe Rückstellkraft erreicht wird. Ein weiterer Grund für die Verwendung des hoch-

²Hersteller: Institut für Mikro- und Informationstechnik der Hahn-Schickard-Gesellschaft e.V.

gradig zugverspannten Siliziumnitrids ist, dass mit ihm in den letzten Jahren unerreicht hohe Q-Faktoren in NEMS erreicht wurden [55, 59, 60]. Als Folge können die MSETs mit minimaler Antriebsleistung zu ausreichenden Amplituden angeregt werden und damit der Wärmeeintrag des Antriebssystems minimiert werden (siehe Abschnitt 2.2.2.3).

3.3 Prozessierung

Nachdem das Probedesign und das verwendete Materialsystem behandelt wurde, wird im Folgenden in chronologischer Abfolge beschrieben, wie die in dieser Arbeit untersuchten MSETs hergestellt werden. Zum Einsatz kommen in der Halbleiterindustrie übliche Fabrikationstechniken wie optische und Elektronenstrahl-Lithographie sowie Nass- und Trockenätzverfahren, die in dieser Arbeit hinsichtlich der MSET-Fertigung optimiert wurden.

3.3.1 Ausgangsmaterial und Substratvorbereitung

Begonnen wird mit Chips, die mit einer Diamantdrahtsäge aus dem Waferausgangsmaterial herausgetrennt werden und eine Kantenlänge von etwa 5 Millimeter aufweisen. Die Chips werden mit einem Diamantritzer auf der Rückseite gekennzeichnet und im Anschluss einer chemischen und mechanischen Reinigung unterzogen, deren einzelne Schritte in Tabelle 3.6 zusammengefasst sind. Es hat sich für die Ultraschallreinigung in Schritt b) und f) bewährt, die Chips mit der Oberseite nach unten zeigend, in ein Uhrglas zu legen. Dadurch können die sich von der Oberfläche lösenden Schmutzpartikel im Acetonbad nach unten absinken. Es ist zu beachten, dass das in Schritt d) verwendete Piranha auf keinen Fall mit den Lösungsmitteln Aceton und Isopropanol in Verbindung gebracht werden darf, da es heftig mit organischen Materialien reagiert. Vor der Rezeptbenutzung sollte man sich ausreichend über Schwefelsäure (H_2SO_4) und Wasserstoffperoxid (H_2O_2) informieren.

| Chemische und physikalische Reinigung | |
|---------------------------------------|--|
| a. | 5 Minuten 60°C warmes Acetonbad |
| b. | 5 Minuten Ultraschall im Acetonbad |
| c. | Spülen mit H_2O |
| d. | 5 Minuten Piranha 1:3 (H_2SO_4 (98%): H_2O_2 (30%)) |
| e. | Spülen mit H_2O |
| f. | 5 Minuten Ultraschall im Acetonbad |
| g. | Spülen mit Isopropanol |
| h. | Abblasen mit Stickstoffpistole |
| i. | Adsorbate bei 170°C für 5 Minuten auf Heizplatte entfernen |

Tabelle 3.6: Chemische und physikalischen Reinigung, der aus dem Waferausgangsmaterial herausgesägten Chips.

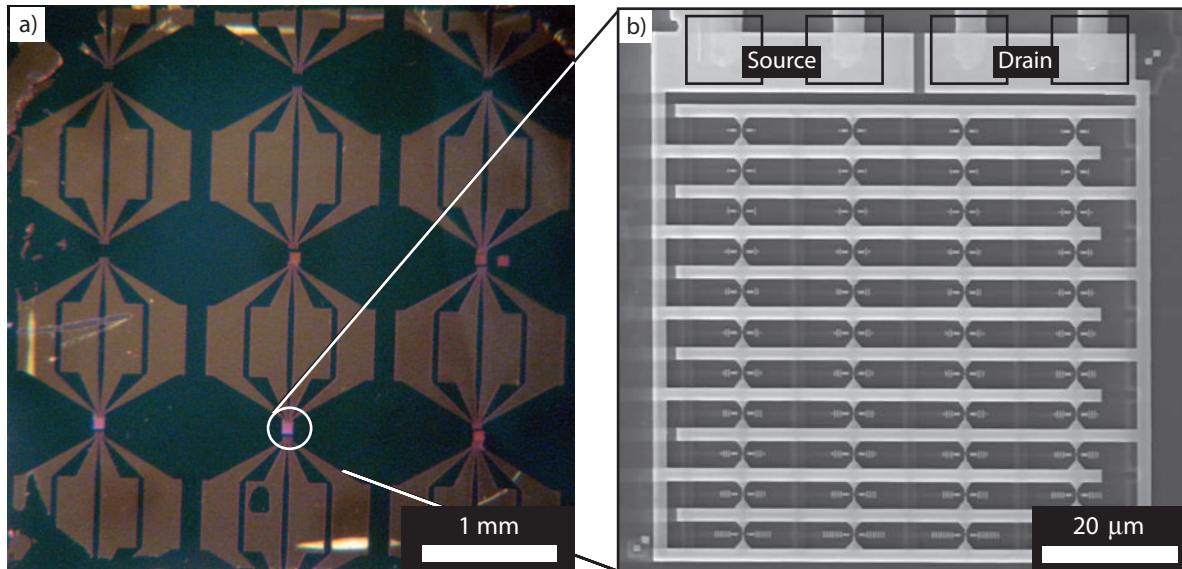


Abbildung 3.2: a) Siliziumnitridchip mit viereckigen Goldstrukturen für die Bonddrahtkontaktierung, die durch optische Lithographie aufgebracht wurden. Die finderförmigen Fortsätze der Goldstrukturen führen, zwecks elektrischer Kontaktierung, zu den durch REM-Lithographie hergestellten MSET-Matrizen, wie exemplarisch in b) gezeigt. Die schwarzen Vierecke kennzeichnen die Überlappbereiche der Goldzuleitungen und der MSET-Matrix.

3.3.2 Elektrische Zuleitungen: Optische Lithographie und Aufdampfen

Nach der Chipreinigung werden mit Hilfe von optischer Lithographie und thermischem Aufdampfen elektrische Goldzuleitungen auf den Chip aufgebracht, wie sie in Abbildung 3.2 a) gezeigt sind. Sie bestehen aus großflächigen viereckigen Goldbereichen, die nach der abgeschlossenen Probenfabrikation mittels Drahtbondverfahren elektrisch kontaktiert werden, so dass sie mit den für die Messungen notwendigen Messgeräten elektrisch verbunden werden können. Die fingerförmigen und zusammenlaufenden Goldbereiche der Zuleitungen werden in den Folgeschritten mit den durch REM-Lithographie definierten MSET-Matrizen verbunden, wobei pro Chip mehr als nur eine MSET-Matrix gefertigt werden können, siehe Abbildung 3.2 a). Dies wird realisiert, indem sich die durch optische Lithographie definierten Zuleitungen und die durch REM-Lithographie hergestellten MSET-Matrizen an bestimmten Bereichen überlappen. Dies ist in Abbildung 3.2 b) veranschaulicht, wobei die Überlappbereiche durch schwarze Vierecke gekennzeichnet sind. Beim Aufdampfen der Goldzuleitung muss nicht, wie in den noch folgenden Prozessschritten, eine Aluminiumätzmaske für das Reaktive Ionenätzen aufgebracht werden, da die 80 nm dicke Goldschicht selber als Ätzmaske fungiert.

Die Prozessschritte für das Aufbringen der Goldzuleitungen sind in Abbildung 3.3 ver-

| Optische Lithographie und thermisches Aufdampfen | |
|--|---|
| Fotolack: | AZ 5214 E <i>Image Reversal Photoresist</i> von Firma Clariant |
| Belacken: | 40 Sekunden bei 5000 U/min |
| Ausbacken: | 60 Sekunden bei 95°C auf Heizplatte |
| Belichten: | 12 Sekunden mit Maskaligner |
| Umkehrbackschrift | 120 Sekunden bei 120°C auf Heizplatte |
| Belichten: | 60 Sekunden Flutbelichtung |
| Entwickeln: | 60 Sekunden mit AZ3518 1:4, 10 Sekunden mit H ₂ O spülen |
| Aufdampfen: | 2 nm Titan als Haftvermittler, Aufdampfrate: 0,4 Å/Min, 80 nm Gold, Aufdampfrate: 1 Å/Min, |
| Lift-Off: | 60°C warmes Acetonbad und Druckpipetieren, bei Bedarf Ultraschall bis Stufe 3 |

Tabelle 3.7: Parameter für die optische Lithographie sowie dem Aufdampfschritt zur Herstellung von elektrischen Goldzuleitungen, wie sie in Abbildung 3.2 a) zu sehen sind.

anschaulicht, wobei die Parameter der einzelnen Prozessschritte in Tabelle 3.7 aufgelistet sind. Zuerst wird ein Fotolack auf den Ausgangschip aufgeschleudert, siehe Abbildung 3.3 a). Die Lackschicht wird durch eine Lichtmaske abgedeckt und mit ultravioletter Strahlung belichtet. Die Maske ist für den verwendeten *Image-Reversal*-Lack an den Stellen lichtundurchlässig, an denen sich später Goldstrukturen auf dem Chip befinden sollen, siehe Abbildung 3.3 b₁). Im nächsten Schritt wird der Chip im Entwickler hin- und herbewegt, und die nicht belichteten Lackbereiche herausgelöst, siehe Abbildung 3.3 c). Für gute Ergebnisse ist darauf zu achten, dass der Chip horizontal im Entwickler geschwenkt wird. Die Goldzuleitungen werden nun durch thermisches Aufdampfen in einer Ultrahochvakuumkammer aufgebracht, siehe Abbildung 3.3 d). Das aufgedampfte Metall lagert sich direkt an den frei liegenden Chipbereichen sowie auf dem noch vorhandenen Lack ab. Im *Lift-Off*-Schritt, der in Abbildung 3.3 e) gezeigt ist, werden die noch vorhandenen Lackbereiche abgelöst, so dass lediglich die Goldbereiche zurück bleiben, die sich im Aufdampfschritt direkt am Chipsubstrat abgeschieden haben. Der *Lift-Off*-Schritt kann erheblich beschleunigt werden, indem eine Pipette genutzt wird, um Aceton mit Druck auf die Chipoberfläche zu pumpen. Bei Bedarf kann der Schritt durch Ultraschall bis Stufe 3 unterstützt werden, ohne die Goldstrukturen zu zerstören, wobei sich diese Angabe auf das Gerät Sonorex Super, Geräte-Typ DK 102 (Bandelin, Darmstadt, Deutschland) bezieht.

Wie schon erwähnt, wird der elektrische Kontakt zwischen den durch optische Lithographie hergestellten Goldzuleitungen und den durch REM-Lithographie definierten MSET-Matrizen durch Überlappbereiche realisiert. Es ist allerdings durch überlappende Bereiche noch kein elektrischer Kontakt garantiert. Je nach verwendetem Fotolack und Prozessparametern kann es bei der optischen Lithographie zu positiven oder negativen Lackflanken kommen, wie in Abbildung 3.4 schematisch dargestellt ist. Abbildung 3.4 a-d) veranschaulicht den Fall positiver Lackflanken, die im Aufdampfschritt zu einer geschlossenen Metallschicht führen, siehe Abbildung 3.4 a). Dies kann den *Lift-Off* erheblich erschweren oder

Herstellung von Goldstrukturen durch optische bzw. REM-Lithographie sowie thermisches Aufdampfen

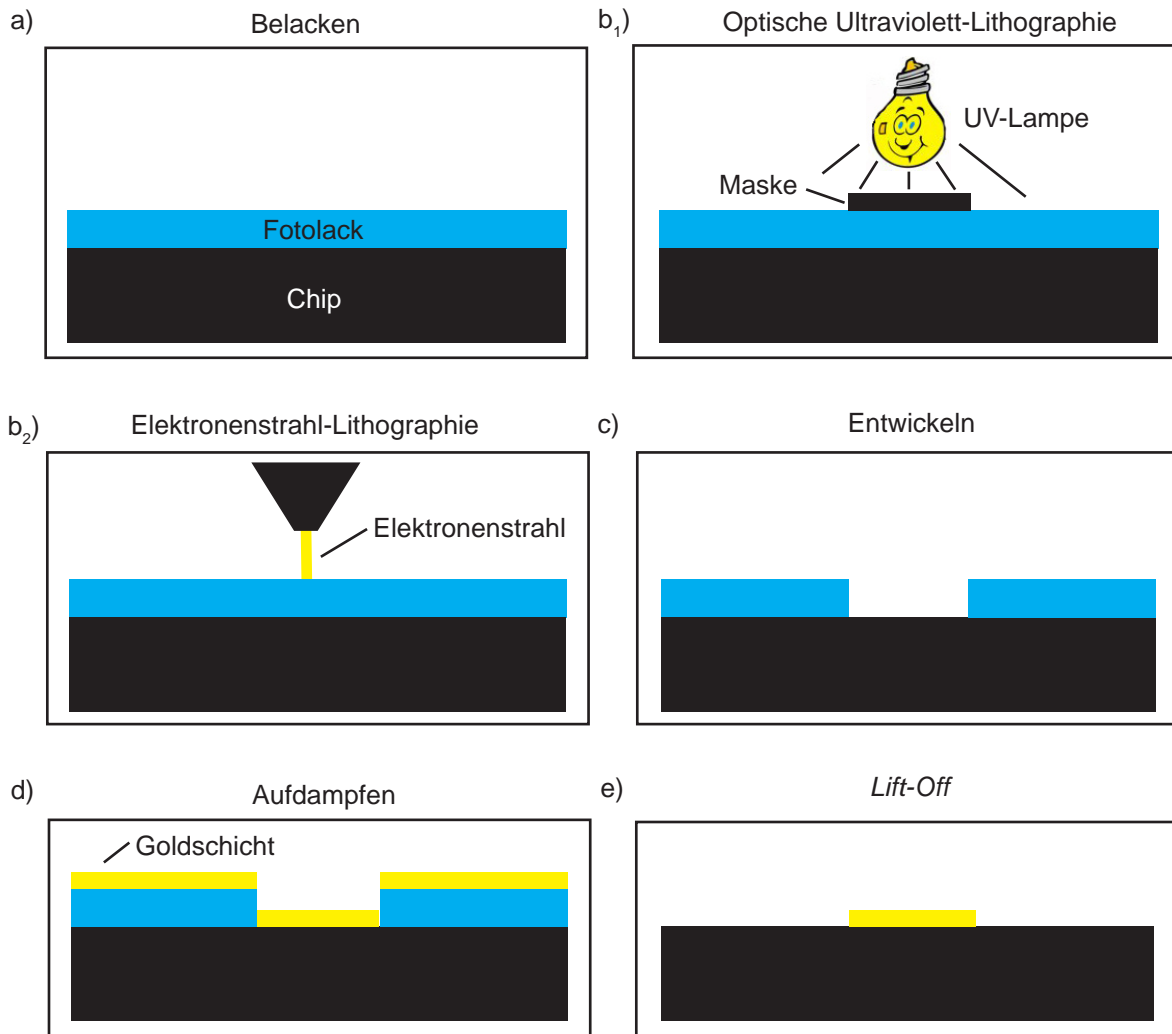
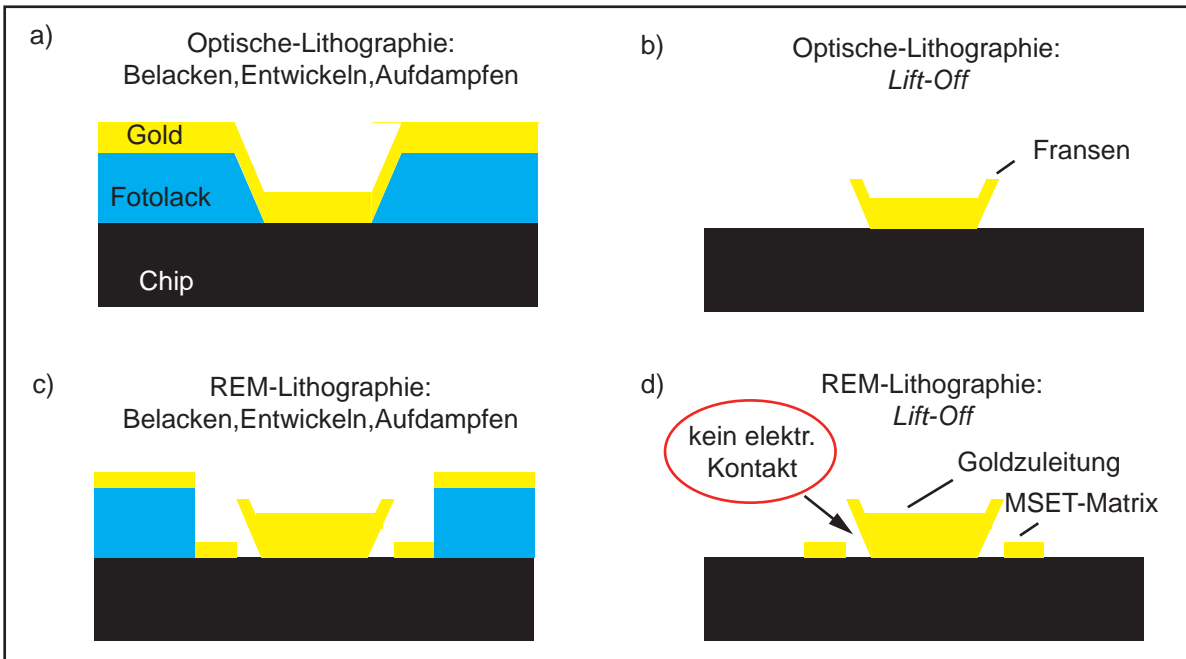


Abbildung 3.3: **a)** Aufschleudern des Fotolacks. **b₁)** Belichten des Lacks mit ultravioletter Strahlung in Verbindung mit einer Lichtmaske, wodurch hier minimale Strukturgrößen von etwa $1\ \mu\text{m}$ erreichbar sind. **b₂)** Elektronenstrahlbelichtung, mit der minimale Strukturgrößen von $10\ \text{nm}$ möglich sind. **c)** Herauslösen der durch Elektronenstrahl belichteten bzw. durch optische Lithographie nicht belichteten Lackbereiche, mittels einer Entwicklerflüssigkeit. **d)** Thermisches Aufdampfen von Gold. **e)** *Lift-Off*-Schritt, in dem die Lackreste zusammen mit der darüber liegenden Goldschicht entfernt werden und die Goldstrukturen zurückbleiben, die im Aufdampfschritt direkt auf dem Goldsubstrat abgeschieden wurden.

Positive Lackflanken in der optischen Lithographie



Negative Lackflanken in der optischen Lithographie

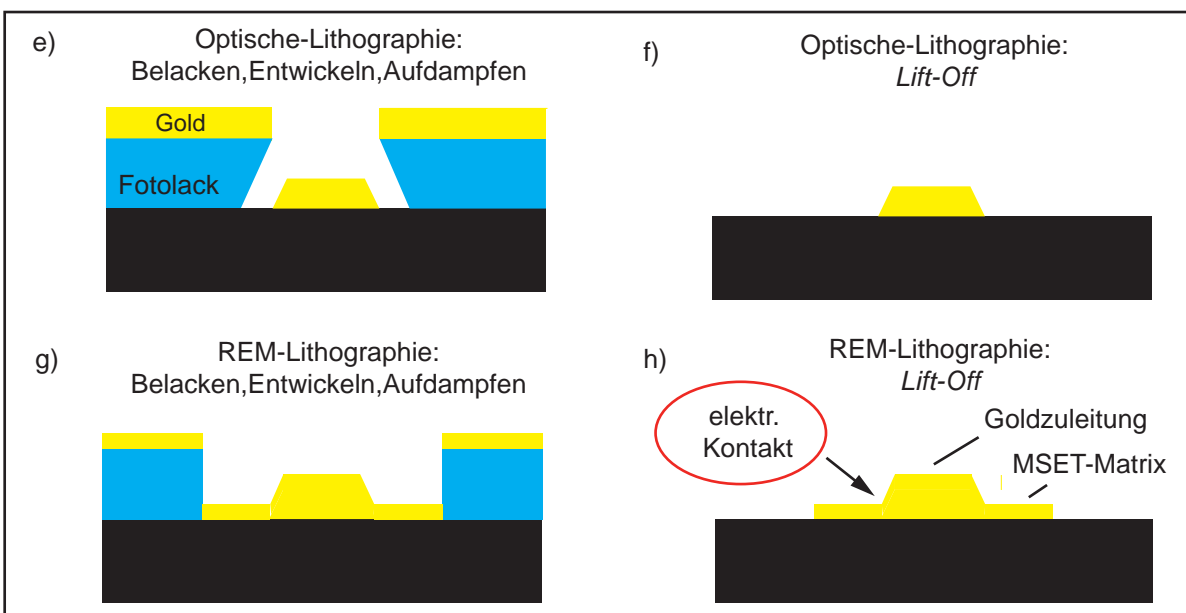


Abbildung 3.4: **a-d)** Schematische Darstellung, wie positive Lackflanken in der optischen Lithographie dazu führen können, dass die elektrischen Zuleitungen und die MSET-Matrix trotz überlappender Bereiche nicht elektrisch kontaktiert sind. **e-h)** Im Gegensatz dazu garantieren negative Lackflanken einen elektrischen Kontakt.

| MSET-Matrix Schritt 1: REM-Lithographie und Aufdampfen | |
|--|---|
| Fotolack: | 3,2 g PMMA + 76,8 g MIBK |
| Belacken: | 1 Sek. 800 U./Min., 30 Sek. 5000 U./Min. |
| Ausbacken: | 2 Minuten bei 170°C auf Heizplatte |
| Belichtungsdosis: | 65 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ |
| Entwickeln | 50 Sekunden 3:1 MIBK:IPA |
| Aufdampfen: | 2 nm Titan als Haftvermittler, Aufdampfrate: 0,4 Å/Min, 60 nm Gold als elektrische Leiterbahn, Aufdampfrate: 1 Å/Min, 20 nm Al als RIE-Ätzmaske, Aufdampfrate: 6 Å/Min, |
| Lift-Off: | 60°C warmes Acetonbad und Druckpipetieren, bei Bedarf Ultraschall bis Stufe 3 |

Tabelle 3.8: Parameter für die erste REM-Lithographie, mit der die kammförmigen Elektroden der MSET-Matrix sowie die Goldinseln und die Goldgewichte der MSETs aufgebracht werden.

sogar unmöglich machen, da die geschlossene Metallschicht, den unter ihr liegenden Lack vor dem Lösungsmittel schützt. Für den Fall, bei dem der *Lift-Off* dennoch erfolgreich ist, haben die aufgebrachten Goldleiterbahnen einen Unterschnitt, siehe Abbildung 3.4 b). Dies führt dazu, dass trotz Überlapp kein elektrischer Kontakt zwischen Goldzuleitungen und MSET-Matrix zustande kommt, wie in Abbildung 3.4 c) und d) veranschaulicht ist. Durch Verwendung eines *Image-Reversal-Photoresist* werden in dieser Arbeit negative Lackkanten und damit ein elektrischer Kontakt sichergestellt, wie in Abbildung 3.4 e-h) illustriert. Zusätzlich werden jeweils zwei Goldzuleitungen durch *Source* und *Drain* kurzgeschlossen - siehe Abbildung 3.2 b) -, so dass nach der Fabrikation durch Messung des Kontaktwiderstands der kurzgeschlossenen Zuleitungen eine elektrische Kontaktierung der MSET-Matrix überprüft werden kann.

3.3.3 MSET-Matrix Schritt 1: REM-Lithographie und Aufdampfen

Da die in dieser Arbeit verwendete optische Lithographie für Strukturgrößen unter einem Mikrometer nicht geeignet ist, werden kleinere Strukturen mit Elektronenstrahl-Lithographie hergestellt, was die Fertigung von Strukturgrößen von bis zu 10 nm erlaubt. Die Prozessschritte zur Herstellung von Metallstrukturen mittels Elektronenstrahl-Lithographie sind ebenfalls in Abbildung 3.3 veranschaulicht, wobei in der Bildsequenz b₂) anstatt von b₁) zu beachten ist. Bei dem hier beschriebenen 1. Schritt der MSET-Matrixherstellung werden die kammförmigen Interdigitalelektroden der MSET-Matrix, wie sie in Abbildung 3.2 b.) zu sehen sind, sowie die Goldinseln und die Goldgewichte der MSETs, wie sie exemplarisch in dem in Abbildung 3.5 dargestellten Matrixausschnitt zu sehen sind, aufgebracht. Die Prozessparameter für die Herstellung der Strukturen sind in Tabelle 3.8 aufgelistet. Die Prozessschritte sind bis auf den Belichtungsschritt in Abbildung 3.3 b₂) prinzipiell

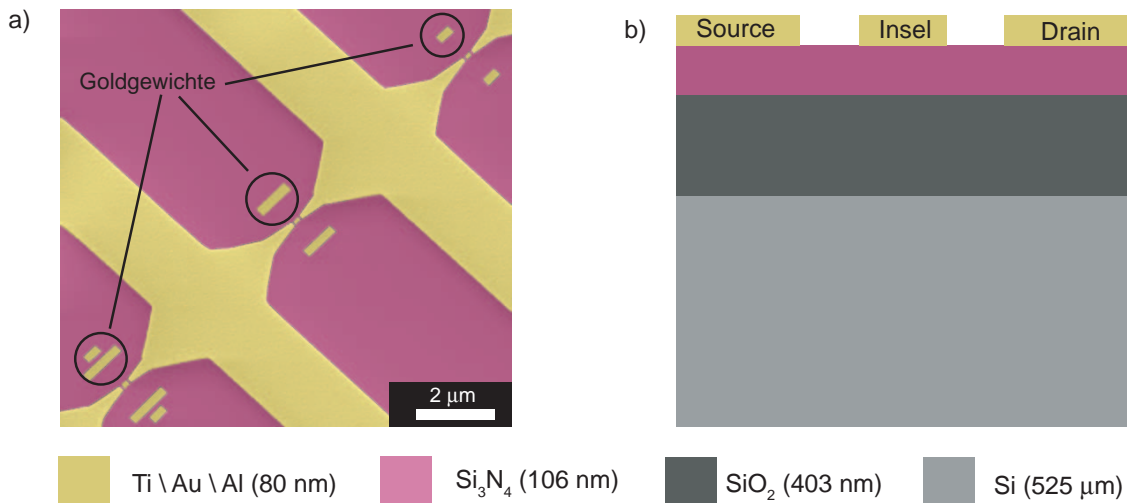


Abbildung 3.5: **a)** Ausschnitt der Goldstrukturen, die im ersten REM-Lithographie-Schritt aufgebracht werden. Sie umfassen die kammförmigen Elektroden der MSET-Matrix sowie die Goldinseln und die Goldgewichte der MSETs. **b)** Schematischer Querschnitt des Probenchips.

der Herstellung der elektrischen Zuleitungen sehr ähnlich. Bei dem in dieser Arbeit für die REM-Lithographie verwendeten Lack handelt es im Gegensatz zu einem oft verwendeten Zweischichtsystem um einen einschichtigen PMMA. Ein zweischichtiger PMMA wird häufig verwendet, um die Ergebnisse im schon beschriebenen *Lift-Off*-Schritt zu verbessern. Der Vergleich zwischen einem einschichtigen und einem zweischichtigen Lacksystem, wie er in Abbildung 3.6 dargestellt ist, zeigt jedoch, dass ein Einschichtsystem über wesentlich größere Parameterbereiche gute Ergebnisse erzielt. Dies führt zu einer wesentlich höheren Reproduzierbarkeit in der Fabrikation bei gleichzeitiger Minimierung des Ausschusses. Darüber hinaus können kleinere Strukturen mit gleichzeitig höherer Genauigkeit hergestellt werden. Eine Zunahme der Probleme im *Lift-Off* Schritt wurde für die hier hergestellten Strukturen durch eine Umstellung auf das einschichtige PMMA-Lacksystem nicht beobachtet.

3.3.4 MSET-Matrix Schritt 2: REM-Lithographie und Aufdampfen

Der 2. Herstellungsschritt der MSET-Matrix ist im Wesentlichen identisch mit dem 1. Schritt. Im Unterschied zu Schritt 1 handelt es sich bei den hier durch Elektronenstrahl-Lithographie aufgetragenen Strukturen um eine 20 nm dicke Aluminiumätzmaske, wie sie in Abbildung 3.7 für eine MSET-Struktur zu sehen ist. Durch die Ätzmaske entstehen in den folgenden Ätzschritten die Saiten der MSETs und deren Aufhängungen. Die Parameter für die Strukturierung der Aluminiumätzmaske sind in Tabelle 3.9 aufgelistet. Im Gegensatz zum 1. MSET-Herstellungsschritt ist der *Lift-Off* beim Aufbringen der Aluminiumätzmaske ten-

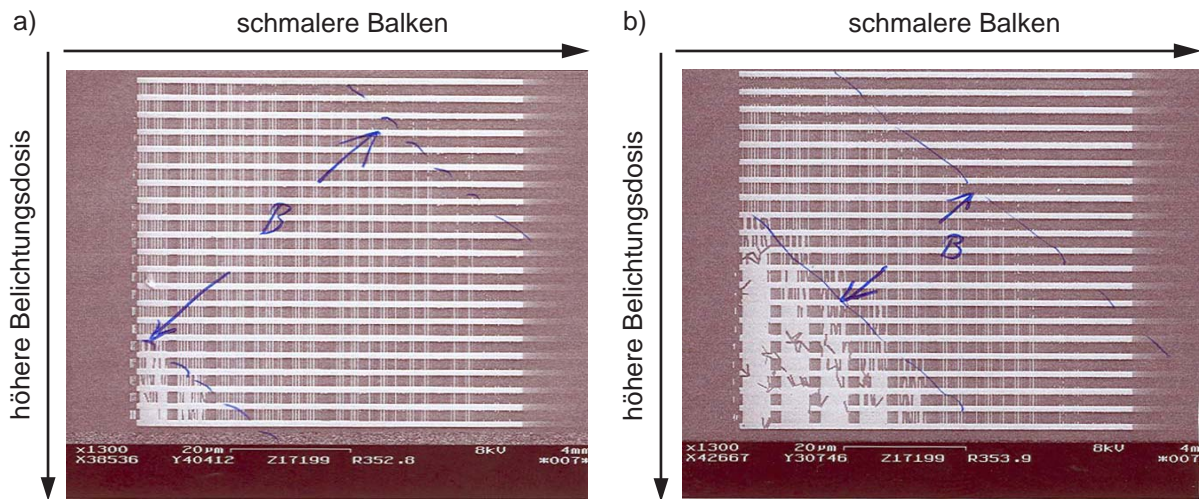


Abbildung 3.6: Teststruktur aus einer Matrix von Goldbalken. Die Breite der Balken nimmt von links nach rechts in 10 nm-Schichten von 100 nm auf 10 nm ab, wobei die verwendete Belichtungsdose von oben nach unten in $0,2 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ -Schritten von $1 - 4,8 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ zunimmt. Das Ergebnis ist in **a)** für ein einschichtiges PMMA-Lacksystem, sowie in **b)** für ein zweischichtiges PMMA-Lacksystem gezeigt.

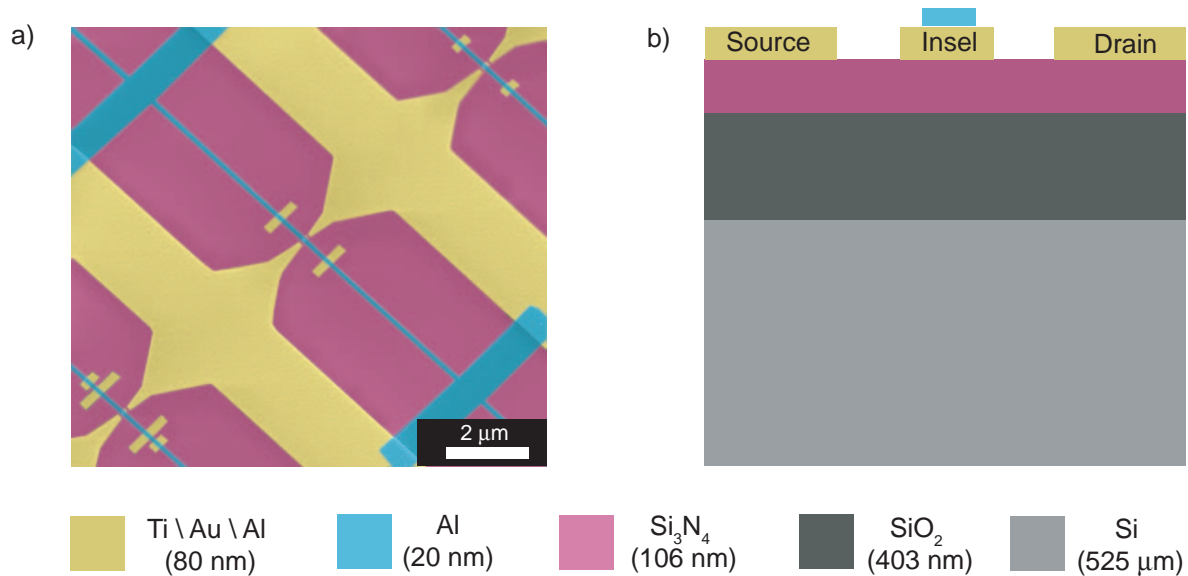


Abbildung 3.7: **a)** Ausschnitt der Gold- und Aluminiumstrukturen, die im ersten und zweiten REM-Lithographie-Schritt aufgebracht werden. **b)** Schematischer Querschnitt des Probenchips.

denziell problematisch. Zum einen wird im Gegensatz zum 1. Schritt kein Haftvermittler verwendet. Dadurch haftet das Aluminium schlechter an der Siliziumnitridoberfläche, so dass kein Ultraschall verwendet werden kann, da sich die Strukturen sonst wieder ablösen.

| MSET-Matrix Schritt 2: REM-Lithographie und Aufdampfen | |
|--|---|
| Fotolack: | 3,2 g PMMA + 76,8 g MIBK |
| Belacken: | 1 Sek. 800 U./Min., 30 Sek. 5000 U./Min. |
| Ausbacken: | 2 Minuten bei 170°C auf Heizplatte |
| Belichtungsdosis: | 65 μ C/cm ² |
| Entwickeln | 50 Sekunden 3:1 MIBK:IPA |
| Aufdampfen: | 20 nm Al als RIE-Ätzmaske, Aufdampfrate: 6 Å/Min, |
| Lift-Off: | 60°C warmes Acetonbad und Druckpipetieren, |

Tabelle 3.9: Parameter für die zweite REM-Lithographie, mit der die Aluminiumätzmaske für die MSET-Saiten und deren Aufhängungen hergestellt werden.

Zum anderen sind die Aufdampfströme des Elektronenstrahlverdampfers der am Lehrstuhl Kotthaus genutzten UHV-Aufdampfanlage für Aluminium generell höher als für Gold. Dies kann zu einer höheren thermischen Belastung und damit zu einem Verbacken des PMMA-Lackes führen, was einen *Lift-Off* erschweren bzw. unmöglich machen kann. Die thermische Belastung kann minimiert werden, indem zum einen die thermische Ankopplung des Aluminiumtiegels an die Wasserkühlung verbessert wird und zum zweiten das Aluminium durch den Elektronenstrahl lediglich an einem Punkt anstatt flächig aufgeschmolzen wird. Auch ist es unter Umständen möglich, die thermische Belastung durch hohe Aufdampfzeiten von über 1 nm/s, in Verbindung mit einer entsprechend kürzen Aufdampfzeit, stark zu reduzieren. Sollten sich diese Ansätze nicht als praktikabel erweisen, hat es sich für gute *Lift-Off*-Ergebnisse ebenfalls bewährt, die Balzers-Aufdampfanlage des Lehrstuhls zu nutzen, wobei das Aluminium in diesem Fall mit einem durch einen elektrischen Strom geheiztes Wolframschiffchen verdampft wird.

3.3.5 MSET-Matrix Schritt 3: Reaktives Ionenätzen (RIE)

Nachdem die Goldzuleitungen und Aluminiumätzmaske auf den Chip aufgebracht sind, wird mit Reaktivem Ionenätzen (RIE) vertikal und anisotrop durch die Siliziumnitrid-Schicht hindurch bis in die darunter liegende SiO₂-Schicht geätzt, wie in Abbildung 3.8 veranschaulicht. Die Prozessparameter für diesen Trockenätzschritt sind in Tabelle 3.10 aufgeführt. Für diesen Ätzschritt wurde die PP-RIE-Anlage des Lehrstuhls Kotthaus verwendet. Für den Prozessschritt wird der Probenchip in der Anlage zwischen zwei Platten-elektroden gebracht. Beim Ätzprozess wird das Ätzgas CF₄ in einem Hochfrequenzfeld von 13,56 MHz zwischen den Platten ionisiert und vertikal auf die Probe beschleunigt. Dies führt zu einem gerichteten Ätzprozess entlang des Normalenvektors der Chipoberfläche. Beim reaktiven Ionenätzen kommt es generell zu physikalischen und chemischen Ätzprozessen. Physikalisches Ätzen findet durch Stoßprozesse statt, bei denen Materialatome durch die kinetische Energie der Ätzgasmoleküle aus dem Atomverbund herausgeschlagen werden, ohne dabei chemische Bindungen einzugehen. Chemisches Ätzen kommt durch chemische Reaktionen zwischen dem Ätzgas und dem zu ätzenden Material und der Ent-

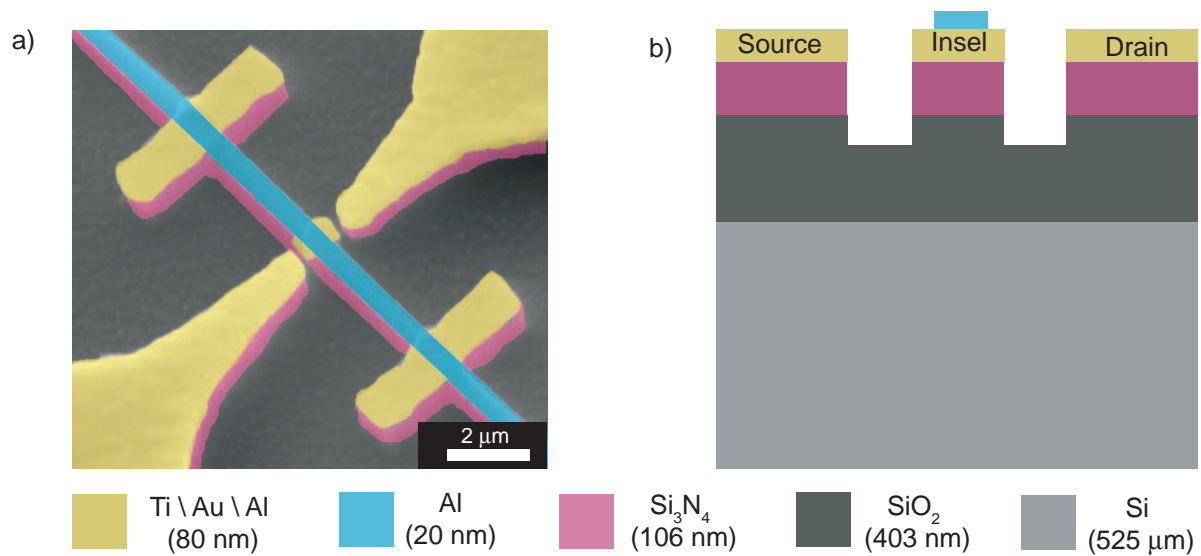


Abbildung 3.8: **a)** Die Abbildung zeigt, wie im RIE-Schritt vertikal durch die Siliziumnitridschicht hindurch bis in die Siliziumdioxidschicht hinein geätzt wurde. Die Aluminiumschicht der im MSET-Schritt 1 und 2 aufgebrachten Strukturen schützt die unter ihr liegenden Bereiche vor dem Ätzprozess. Das Resultat ist die gezeigte dreidimensionale Reliefstruktur. **b)** Schematischer Querschnitt des Probenchips.

| MSET-Matrix Schritt 3: Reaktives Ionenätzen | |
|---|---|
| Anlage: | Parallelplatten-Ätzanlage (13,56 MHz) |
| Ätzgas: | CF ₄ (Freon) |
| Gasfluss: | 50 ccm |
| Leistung: | 100 Watt |
| Ätzdruck: | 6×10^{-2} mbar |
| Ätzzeit: | 12 Minuten |
| Ätzrate: | 10 nm Si ₃ N ₄ pro Minute |

Tabelle 3.10: Parameter des RIE-Schritts, in dem vertikal durch die Siliziumnitridschicht hindurch bis in die Siliziumdioxidschicht (Opferschicht) des Chips hinein geätzt wird, wie in Abbildung 3.8 gezeigt.

stehung gasförmiger Reaktionsprodukte zustande. Je nachdem, welcher Prozess dominant ist, kann es beim Ätzen zu positiven oder negativen Flanken des Materials kommen. Für die Herstellung von funktionsfähigen MSETs müssen negative Materialflanken realisiert werden, so dass die Goldinsel im Betrieb die Seitenelektroden berühren und sich elektrisch aufladen kann, wie in Abbildung 3.9 a) gezeigt. Für positive Lackflanken berühren sich lediglich die Siliziumnitridbereiche der Saite und der Seitenelektrode, wodurch ein mechanischer Elektronentransport ausgeschlossen ist, wie es Abbildung 3.9 b) veranschaulicht.

Das Einstellen der Ätzparameter beim reaktiven Ionenätzen hinsichtlich gewünschter

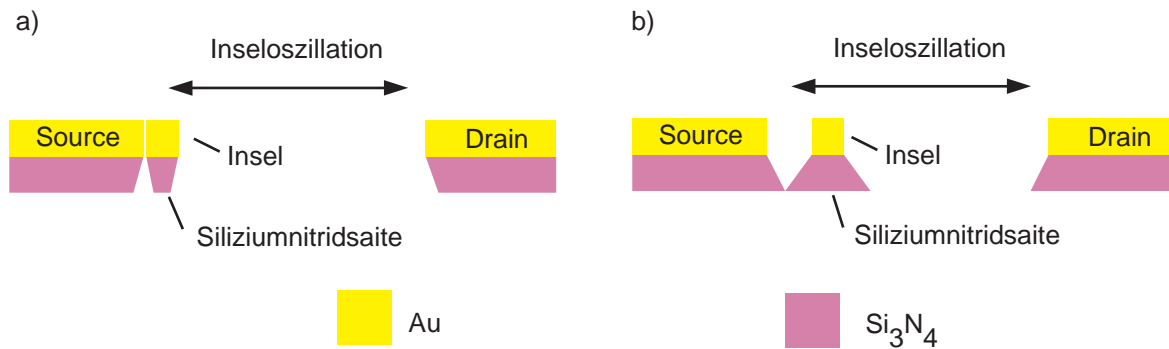


Abbildung 3.9: **a)** Die Realisierung negative Ätzflanken im RIE-Prozess ist die Voraussetzung für funktionsfähige MSETs, da nur durch sie der elektrische Kontakt zwischen Goldinsel und Seitenelektrode für mechanisch angeregte MSETs möglich ist. **b)** Für positive Flanken können sich lediglich die Siliziumnitridbereiche der Saite und der Seitenelektrode berühren, wodurch ein mechanischer Elektronentransport ausgeschlossen ist.

Ergebnisse wie zum Beispiel dem Flankenwinkel kann aufwendig sein. Welche Ätzprozesse vorherrschen, hängt von vielen Parametern wie dem zu ätzenden Material, dem Ätzgas, der Ätzleistung, der thermischen Ankopplung des Probenchips an die Kühlung (zum Beispiel durch einen Öltropfen) und dem Kammerdruck während des Ätzens ab. Generell sei bemerkt, dass eine hohe Ätzleistung die Ätzgasionen stärker in ihre Vorzugsrichtung beschleunigen und damit tendenziell die Flankesteilheit erhöht. Eine gute thermische Ankopplung des Probenchips an die Kühlung führt zu einer Minimierung der Temperatur an der Chipoberfläche und kann somit chemische Prozesse minimieren. Dies wiederum kann einen erheblichen Einfluss auf die Oberflächenqualität der geätzten Flanken haben. Darüber hinaus führt eine Erhöhung des Kammerdrucks in der Ätzanlage zu einer kürzeren freien Weglänge der Ätzgasionen und damit zu einer Abschwächung der Vorzugsrichtung und dies wiederum zu einer verminderten Flankensteilheit.

3.3.6 MSET-Matrix Schritt 4: Nassätzen

Im Nassätzschritt wird der Chip in gepufferte Flusssäure getaucht, die Siliziumdioxid und Aluminium entfernt, Gold und Siliziumnitrid jedoch nur unwesentlich angreift. Durch passende Wahl der Ätzdauer werden die dünnen Strukturen wie die Siliziumnitridsaite und die Goldgewichte vollständig unterätzt und damit freitragend. Die breiteren Strukturen wie zum Beispiel die Aufhängungen und die Kammelektroden werde nur teilweise am Rand unterätzt. Abbildung 3.10 zeigt eine fertige MSET-Struktur nach dem Nassätzen, wobei unter den Seitenelektroden und dem Goldgewichten noch Reste der Siliziumdioxidschicht zu sehen sind. Die Prozessparameter für den Nassätzschritt sind in Tabelle 3.11 aufgelistet, wobei zu beachten ist, dass Flusssäure (HF) hochgradig giftig ist und nur unter den notwendigen Sicherheitsvorkehrungen verwendet werden darf. Nach dem Spülvorgang des Nassätzprozesses kommt es beim Trocknen vor, dass der sich ausbilden-

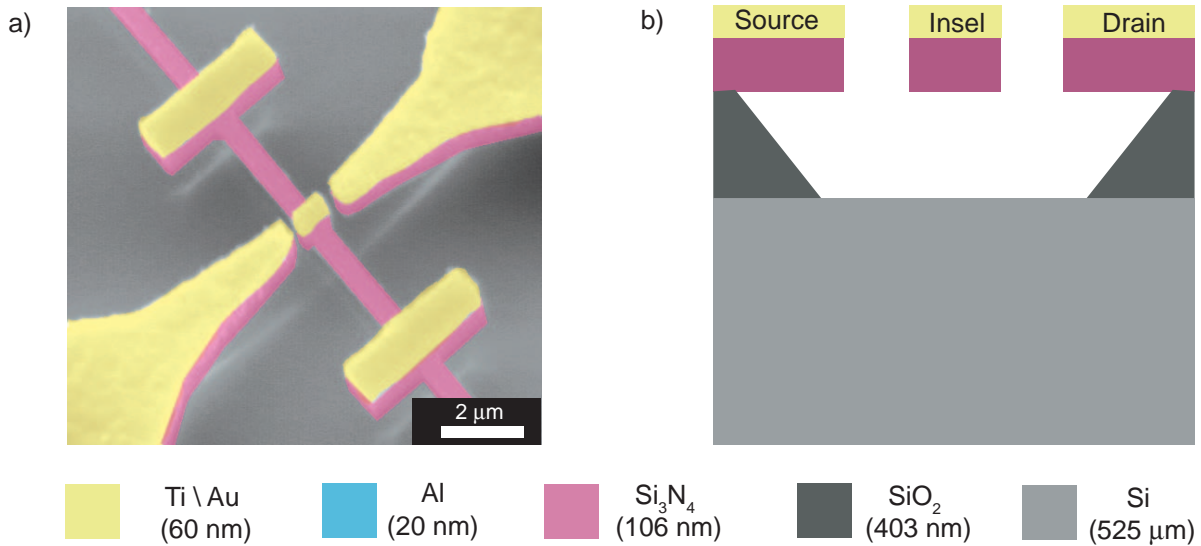


Abbildung 3.10: **a)** Fertige MSET-Struktur nach dem Nassätzschritt. Die Siliziumdioxidschicht (Opferschicht) wurde teilweise und die Aluminiumschicht vollständig durch gepufferte Flusssäure entfernt. Die schmalen Strukturen wie die Siliziumnitridsaite und die Goldgewichte wurden vollständig unterätzt und damit freitragend. Die Bereiche unter den Goldgewichten und den Seitenelektroden zeigen noch Reste der nicht vollständig entfernten Siliziumdioxidschicht. **b)** Schematischer Querschnitt des Probenchips.

| MSET-Matrix Schritt 4: Nassätzen | |
|--|---|
| Ätzmischung: | HF _{aq} :NH ₄ F 12,5%:87,5% |
| Ätzrate Si ₃ N ₄ : | 0,5-1 nm pro Minute [76] bei Raumtemperatur |
| Ätzrate SiO ₂ : | 60 nm ± 10% pro Minute bei Raumtemperatur |
| Ätzzeit: | 5 Minuten |
| Erster Spülschritt: | H ₂ O |
| Zweiter Spülschritt: | IPA |
| Trocknen: | Abblasen mit Stickstoffpistole |

Tabelle 3.11: Parameter des Nassätzschrittes, in dem die Aluminiumätzmaske vollständig entfernt wird und die schmalen Strukturen, wie die Siliziumnitridsaite und die Goldgewichte, unterätzt und damit freitragend werden.

de Flüssigkeitsmeniskus der Spülflüssigkeit die Siliziumnitridsaiten zum Siliziumsubstrat zieht. Generell ist dies in der NEMS-Fabrikation häufig ein Problem, da es dazu führen kann, dass die freitragenden Strukturen am Substrat haften bleiben und nicht mehr verwendbar sind. Dieses Problem kann mit kritischem Punkttrocknen (CPD) gelöst werden, auf das hier nicht näher eingegangen wird. Für die hier hergestellten zugverspannten Siliziumnitridsaiten ist der beschriebene Effekt auf Grund ihrer hohen Rückstellkraft in der Regel kein Problem, solange sie kürzer als 20 µm sind. Bei längeren Saiten kann es vorkom-

men, dass sie am Substrat kleben bleiben. Sind sie nicht zu lang, so lösen sie sich wieder vom Substrat, wenn sie in Isopropanol getaucht werden. Ein erneutes Haftenbleiben durch den Flüssigkeitsmeniskus kann in diesem Fall häufig vermieden werden, indem die Strukturen unter höherem Druck mit der Stickstoffpistole getrocknet werden. In der Regel werden die Strukturen dadurch nicht beschädigt.

Nach einem erfolgreichen Nassätzschritt liegen die MSET-Matrizen in ihrer endgültigen Form vor und werden für die elektrischen Transportmessungen in den Faradaykäfig eingebaut und elektrisch kontaktiert.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit nanomechanischem Elektronentransport. Ihr Ziel war die Realisierung des kontrollierten Einzel-Elektronen-Transports im Coulomb-blockaderegime für metrologische Anwendungen, hochempfindliche Sensorik und für neue Experimente der Grundlagenforschung.

Im Rahmen dieser Zielsetzung wurde nanomechanischer Elektronentransport über einen Temperaturbereich von 4 bis 300 Kelvin, mit den in dieser Arbeit entwickelten nanomechanischen Einzel-Elektronen-Transistoren (MSETs), realisiert. Die MSETs bestehen aus zweiseitig eingespannten Saiten, die aus der Hochleistungskeramik Siliziumnitrid gefertigt werden. In der Mitte der Saite befindet sich eine Goldinsel, die Elektronen mechanisch zwischen den beiden Seitenelektroden *Source* und *Drain* transportieren kann, wenn die Saite zur Schwingung mit ausreichender Amplitude angeregt wird. Ein wesentlicher Teil dieser Arbeit war die, hinsichtlich einer ausschussfreien und hochgradig parallelen MSET-Fertigung optimierten, Probenherstellung. Durch sie wurde es möglich, ganze MSET-Matrizen mit 44, zwischen zwei Interdigitalelektroden parallel geschalteten, MSETs in kurzer Zeit und nahezu ausschussfrei zu prozessieren. Jeder der 44 MSETs wurde mit unterschiedlichen Goldgewichten gefertigt, um eine individuelle Eigenfrequenz der einzelnen Strukturen zu gewährleisten. Diese Realisierung ermöglicht es - trotz hochgradig paralleler Fertigung - einzelne MSETs individuell über ihre Eigenfrequenz zu adressieren und anzutreiben. Die parallele Fertigung stellt in Verbindung mit dem beschriebenen Frequenzmultiplexing einen Durchbruch im Bereich des mechanischen Elektronentransportes dar, der eine bisher nicht erreichte Beschleunigung und Geschwindigkeit der Entwicklungszyklen zur Folge hat.

Die Anregung der MSETs erfolgte durch Ultraschallwellen, die mit einem neuartigen, im Rahmen dieser Arbeit entwickelten piezoelektrischen Antriebssystem erzeugt werden. Der Antrieb zeichnet sich durch den nichtelektrischen Charakter der Ultraschallwellen aus, durch den ein unerwünschtes elektrisches Wechselwirken mit dem Ladungstransport vollständig ausgeschlossen werden kann. Damit wird eine Grundvoraussetzung für das Erreichen der Coulombblockade erfüllt, die äußerst empfindlich gegenüber elektrischen Wechselfeldern ist. In Kombination mit einem Faradaykäfig, in den die Probe zwecks einer perfekten elektrischen Abschirmung gegenüber Störsignalen eingebaut wurde, konnte erstmals vollständig ungestörter nanomechanischer Ladungstransport demonstriert werden. Der *Source-Drain*-Strom \bar{I}_{sd} wurde dabei im zeitlichen Mittel mit einer Empfindlichkeit von einer zwanzigstel Elementarladung e pro Anregungsperiode T_{drive} bestimmt. Darüber hinaus konnten die Ladungstransportmessungen hervorragend mit dem in dieser Arbeit

vorgestellten Modell der Einzel-Elektronen-Box, beschrieben werden. Durch die exzellente Übereinstimmung von Experiment und Theorie konnte der Temperaturübergang ins Coulombblockaderegime simuliert werden. Die Simulation ergab für die hier untersuchten MSETs, dass Coulombblockade bereits bei einer Temperatur von 0,2 Kelvin zu erwarten ist. Dieses Ergebnis wurde unabhängig durch Finite-Elemente-Berechnungen überprüft und im Rahmen einer 6%igen Genauigkeit bestätigt.

Neben dem Piezoantrieb, konnte erfolgreicher Ladungstransport ebenfalls durch gleichspannungsinduzierte Anregung demonstriert werden, bei der die geladene Goldinsel im elektrischen DC-Feld zwischen *Source* und *Drain* eine Kraft erfährt. Da die Insel sich an den Kontakten jeweils mit umgekehrten Vorzeichen auflädt, oszilliert die Kraft und kann die MSETs mechanisch anregen. Damit konnte erstmalig Gleichspannungsantrieb bei 4 Kelvin realisiert werden, der ebenso wie der Piezoantrieb durch die Abwesenheit von elektrischen Wechselfeldern die notwendige Voraussetzung für das Erreichen von Coulombblockade erfüllt. Darüber hinaus wurde für den Fall des Gleichspannungsantriebs gezeigt, dass die dissipierte Leistung weniger als 1 Nanowatt beträgt und damit fünf Größenordnungen kleiner ist als die Kühlleistung konventioneller Verdünnungskryostaten, mit denen Millikelvintemperaturen erreicht werden können. Die Simulation der für die Coulombblockade notwendigen Temperatur von 0,2 Kelvin zeigen zusammen mit den Ergebnissen des Gleichspannungsantriebs, dass es möglich sein sollte, die hier entwickelten und gefertigten MSETs im Verdünnungskryostaten bei Millikelvintemperaturen im Bereich hochgradig ausgeprägter Coulombblockade zu betreiben.

Die in dieser Arbeit entwickelte hochgradig parallele Fertigung, der durch Frequenzmultiplexing realisierte Antrieb sowie die vollständige elektrische Abschirmung durch einen Faradaykäfig, die zusammen mit dem Ultraschallantrieb völlig störungsfreien Ladungstransport erlaubt, überschreiten fundamentale Limitierungen, die mechanischem Einzel-Elektronen-Transport im Coulombblockaderegime bisher im Wege standen. Die genannten Innovationen stellen somit einen wesentlichen Durchbruch auf dem Gebiet des nanomechanischen Elektronentransportes dar. Sie lassen das Erreichen der Coulombblockade in absehbarer Zeit erwarten und ihr Patentschutz ist durch die Ludwig-Maximilians-Universität beim Deutschen-Patent- und Markenamt beantragt worden.

Über die genannten technologischen Fortschritte hinaus ist es in dieser Arbeit gelungen den elektrischen Ladungstransport einzelner MSETs in hochgradig reproduzierbarer Weise über große Parameterbereiche zu untersuchen. Dabei konnte ein komplexes Schwingungsverhalten der Systeme nachgewiesen, charakterisiert und durch periodisches, subharmonisches und chaotisches Schwingungsverhalten klassifiziert werden. Die Ursache der mechanischen Komplexität konnte auf die intrinsischen Nichtlinearitäten der MSETs zurückgeführt werden, die durch die nichtlineare Rückstellkraft der Siliziumnitridsaiten sowie die seitliche Schwingungsbegrenzung durch *Source* und *Drain* verursacht sind. Die MSETs sind somit der Klasse der Impakt-Oszillatoren zuzuordnen. Dies ist eine fundamental neue Erkenntnis, die eine wesentliche Voraussetzung für das Verständnis von MSET-Ladungstransportmessungen ist.

Ebenfalls wurden die Systemparameter der MSETs, durch zum Teil neu entwickelte Analysemethoden, in großem Umfang quantitativ bestimmt. Die Eigenfrequenz der MSETs

wurde mit dem Rasterelektronenmikroskop in situ gemessen. Die Größenordnung der Dissipationsleistung für die Systeme konnte durch Gleichspannungsantriebsmessungen mit 1 nW ermittelt werden. In Verbindung mit der durch Rasterkraftmikroskopanalyse gemessenen Rückstellkraft der Siliziumnitridsaite wurde die Zugverspannung der Saiten und zusammen mit der Dissipationsleistung der mechanische Q-Faktor berechnet. Die effektive Masse wurde durch die Eigenfrequenzen und die Zugverspannung ermittelt. Mit dieser umfangreichen Parameterbestimmung konnte die Bewegungsgleichung der hier untersuchten MSETs vollständig aufgestellt werden. Dies wiederum erlaubt eine gesamtheitliche numerische Systemsimulation, die eine weitergehende Systementwicklung sowie neue Erkenntnisse der mechanischen Systemeigenschaften ermöglicht.

Zusammenfassend liefert die vorliegende Arbeit grundlegend neue Erkenntnisse und technische Innovationen im Bereich des nanomechanischen Elektronentransportes, die bisherige fundamentale Limitierungen überwinden und damit die Voraussetzung für das Erreichen von Coulombblockade schaffen.

Veröffentlichungen

Die angefertigten Publikationen, die meine Arbeit im Rahmen der Dissertation im wesentlichen widerspiegeln sind hier kurz gelistet und auf den kommenden Seiten beigefügt:

- Daniel R. Koenig, Eva M. Weig, and Joerg P. Kotthaus, Ultrasonically driven nano-mechanical single-electron transistor, *submitted to Nature Nanotechnology (under revision)*.
- Daniel R. Koenig, Ralf Jungmann, Julia Schmitz, Eva M. Weig and Jorg P. Kotthaus, Self-excitation of a nano-mechanical single-electron transistor at 4 Kelvin, *to be submitted to NanoLetters*.
- Daniel R Koenig, Constanze Metzger, Stephan Camerer and Joerg P Kotthaus, Non-linear operation of nanomechanical systems combining photothermal excitation and magneto-motive detection, *Nanotechnology* **17**, 5260-5263 (2006).

Ultrasonically driven nano-mechanical single-electron transistor

Daniel R. Koenig, Eva M. Weig, and Jorg P. Kotthaus
*Center for NanoScience and Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität,
 Geschwister-Scholl-Platz 1, 80539 München, Germany.*

(Dated: April 27, 2008)

PACS numbers: 81.16.-C, 85.85.+j

The single-electron transistor (SET) is the fastest and most sensitive electrometer known today [1, 2]. Besides the ability to detect charges with a sensitivity approaching the quantum limit it has become a building block for single-electron pumps and turnstiles for the realization of a current standard [3–6]. In both application areas cotunneling [7] is a fundamental factor in the limitation of device performance. The mechanical single-electron transistor (MSET) is the mechanical counterpart of the SET [8]. Unlike the SET it is anticipated to completely suppress cotunneling [9]. Therefore, the MSET is expected to outperform the SET in the realization of a current standard as well as in certain charge detection applications. The MSETs developed so far are fundamentally limited by undesired interactions with their excitation mechanisms [10–12]. Here we present the first electrically decoupled excitation scheme, which completely overcomes this impasse using ultrasonic waves. We experimentally show theoretically predicted MSET operation at low temperatures thus opening the pathway for high performance MSETs. The MSETs we fabricate consist of a freely suspended silicon nitride string (see Fig. 1a and b). The string is $14\ \mu\text{m}$ in length, $70\ \text{nm}$ in width and $100\ \text{nm}$ in height. A gold island with dimensions of about $140\ \text{nm}$ in length, $170\ \text{nm}$ in width, and $60\ \text{nm}$ in height is located at the center of the string. The silicon nitride string can be excited so that the gold island oscillates between the source and drain electrode, which are placed within a distance of $80\ \text{nm}$ to either side of the island (see Fig. 1a). If a voltage V_{sd} is applied between source and drain the oscillating island can transport electrons from one electrode to the other. The gold structures located symmetrically on the string to the left and right of the island in Fig. 1a are weights to tune the eigenfrequency of the MSET. Figure 1c shows an array of 44 MSETs. All structures are connected in parallel between two interdigitated comb electrodes constituting source and drain. Every MSET has its unique eigenfrequency realized by individually customized weights. This allows for large scale-integration of independently controllable devices as each MSET can be selectively addressed by its characteristic eigenfrequency. We chose silicon nitride with a tensile stress of $1.38\ \text{GPa}$ as resonator material. The material allows for attaining one of the highest mechanical quality factors in nano-electromechanical systems [13].

The actuation of the MSETs is realized by ultrasonic waves, which are produced using a piezo actuator. By placing the sample chip inside a Faraday cage with solid $3\ \text{mm}$ titanium walls (see Fig. 2a and b) the sample is perfectly shielded from

the electrical signal required for the piezo actuation. This is a key feature as it allows for absolute undisturbed MSET operation. The chip is glued to the inside of the cage wall. Source and drain are electrically contacted to the coaxial cables, which are fed through the side walls of the cage. The piezo is mechanically pressed to the outer side of the wall to which the sample is attached. By this configuration the ultrasonic waves are transmitted through the cage wall as well as through the sample substrate to drive the MSETs. The mechanical resonances of the MSETs can be probed using a scanning electron microscope (SEM) [14] as illustrated in Fig. 3a and Fig. 3b without and with actuation, respectively. We determine the eigenfrequencies of the MSETs of the array in Fig. 1c to lie in the range between 3.5 and $6\ \text{MHz}$.

The experimental configuration for electrical transport measurements is illustrated in Fig. 2a. It allows to measure the time-averaged current $\overline{I_{\text{sd}}}$ across the island with a resolution corresponding to just $1/20$ of an electron per shuttle period. The Faraday cage is placed within an evacuated tube, which can be lowered into a helium dewar. The electrical transport measurement shown in Fig. 3c is conducted at a temperature of approximately $20\ \text{K}$ and a Helium exchange gas pressure of $7.5 \times 10^{-4}\ \text{mbar}$ and has been corrected for a small offset of the current-voltage amplifier. The measurement shows the transport resonance spectrum of the MSET array for an actuation frequency f_{drive} between $3.5\ \text{MHz}$ and $6\ \text{MHz}$. The driving power P_{drive} of the signal generator is $25\ \text{dBm}$ and $V_{\text{sd}}=0.8\ \text{V}$. Eight MSETs of the array show resonances in the transport measurement. This demonstrates that not all of the vibrating MSETs give rise to charge transport [15]. The reason that not all vibrating MSETs show charge transport is that our mechanical resonators can be classified as so-called impacting systems [16, 17]. These deceptively simple systems have been shown to display complicated subharmonic and chaotic behavior. Therefore, the charge transport by mechanically excited MSETs is not necessarily limited by the island electrical capacitance, but also by their complex mechanical response.

The above discussion demonstrates successful resonant charge transport as function of f_{drive} . We now investigate the charge transport as function of V_{sd} at a given frequency. The following measurements are shown for the MSET corresponding to the third resonance in Fig. 3c (marked by a dashed rectangle), which was chosen due to its remarkable stability over time. Figure 4a shows $\overline{I_{\text{sd}}}$ as function of V_{sd} for five different drive frequencies f_1 - f_5 at $P_{\text{drive}} = 29\ \text{dBm}$. Once again we have subtracted the offset of the current-voltage amplifier.

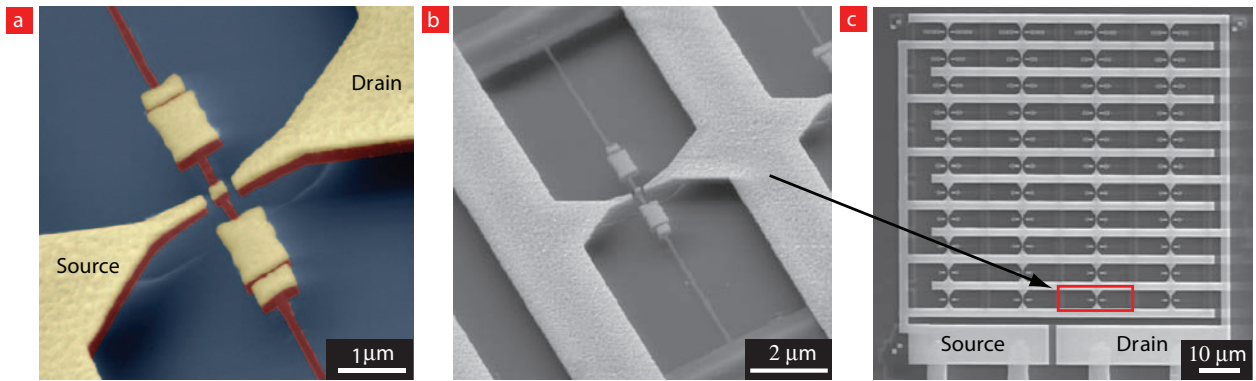


FIG. 1: **Figure 1 The MSET devices.** **a**, A false-color scanning electron micrograph taken at an angle to reveal the 3D character of the MSET. A gold (yellow) island is located at the center of a doubly clamped freely suspended silicon nitride (red) string. The gold island can shuttle electrons between the source and drain electrode when excited by ultrasonic waves. **b**, An SEM micrograph taken at an angle showing a complete MSET together with the clamping points of the freely suspended string. **c**, A scanning electron micrograph showing a top view of an array of 44 MSETs, which are connected in parallel between two interdigitated comb electrodes.

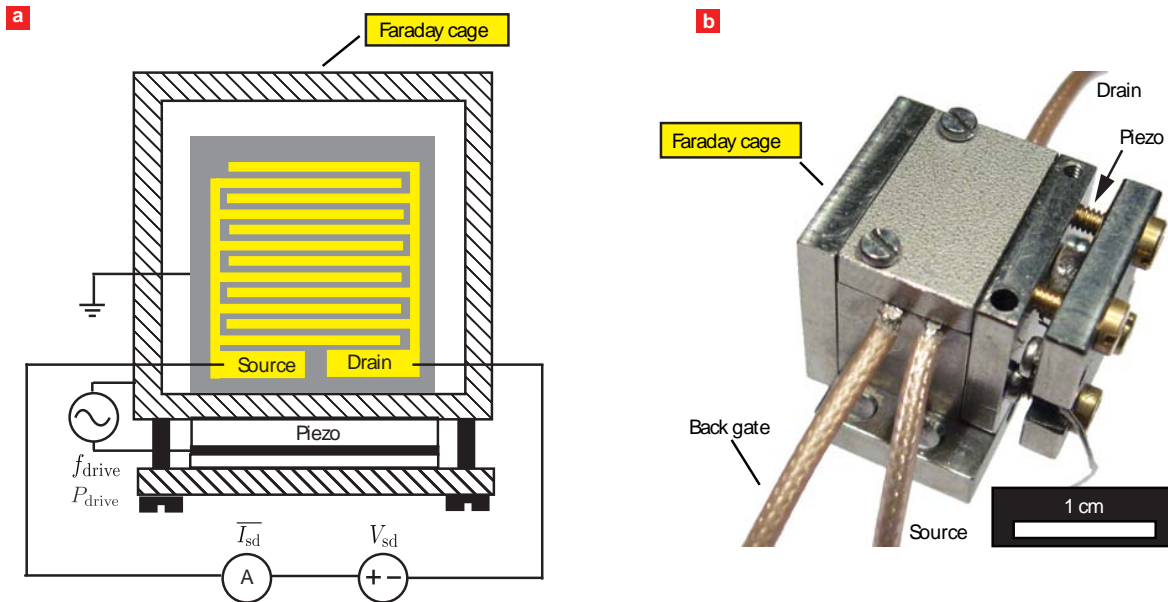


FIG. 2: **Figure 2 The Faraday cage and piezo actuation system.** **a**, Simplified experimental setup with sample chip inside the Faraday cage. The piezo for actuation is pressed against the cage wall from the outside. **b**, Picture of the Faraday cage together with the piezo actuation unit.

For an actuation frequency of $f_1 = 3.804800$ MHz, which is below the system's eigenfrequency, the mechanical amplitude of the MSET is insufficient to produce charge transport (black squares). As the frequency is chosen closer to the MSET's eigenfrequency a current sets in. With increasing frequency the system moves through different oscillation regimes, which depending on the number of successive electrode contacts per driving period, more or less limit the charge transport [18]. Plots f_2 , and f_3 illustrate how the system moves through different subharmonic oscillation regimes with increasing trans-

port efficiency as f_{drive} is incremented. The system eventually shows optimal transport in the limit of 1-periodic motion for which the oscillation period is given by $T = 1/f_{\text{drive}}$, represented by f_4 and f_5 . The island charges according to its capacitance C_{off} (see Fig. 4b) when in contact with either source or drain as the contact time t_0 between island and one electrode is much larger than the RC -time τ of the system. Therefore the charged island is in equilibrium and optimum shuttling in accordance with [9] can be observed. For frequencies above f_5 the system eventually returns to the state of no transport

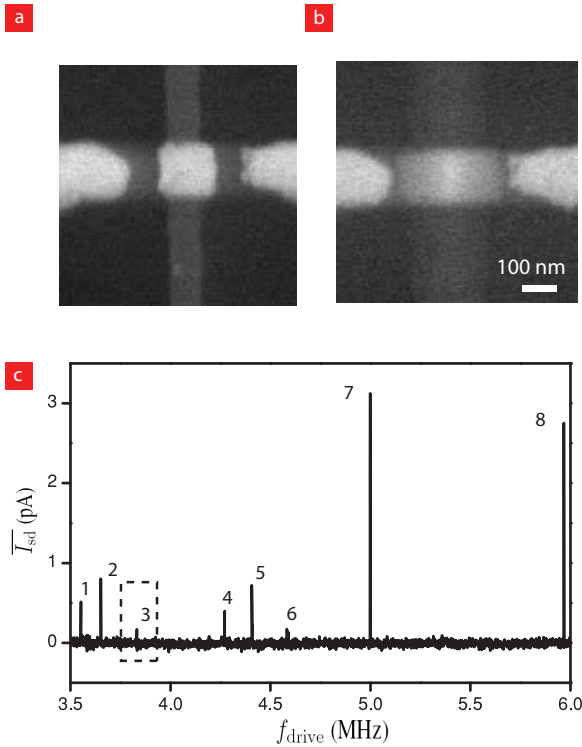


FIG. 3: **Figure 3** MSET resonances. **a**, Scanning electron micrograph of the gold island and parts of the source and drain electrode of one MSET **b**, Scanning electron micrograph of the gold island of the MSET oscillating between the source and drain electrode while actuated by ultrasonic waves at the mechanical eigenfrequency. **c**, Resonances of the MSET array observed in the electrical transport measurement at a temperature of approximately 20 K. The pressure is 7.5×10^{-4} mbar and V_{sd} is 0.8 volts.

when beyond resonance (not shown).

In the limit of 1-periodic motion (f_4, f_5) the system can be modeled by the single-electron box [19], which is schematically illustrated in Fig. 4b. We denote the capacitance of the tunnel junction between the island and the charging electrode as C_{on} while we refer to the capacitance of the island and the far electrode as C_{off} . From the model of the single-electron box the electrostatic energy of the island is given by

$$E_{ch}(n, V_{sd}) = \frac{(ne - V_{sd}C_{off})^2}{2(C_{on} + C_{off})}, \quad (1)$$

where n is the number of excess charges on the island, and e the elementary charge [19]. Combining the electrostatic energy with the canonical probability distribution for the island excess charge n yields the expectation value of the number of excess charges being transferred to the island:

$$\langle n(V_{sd}) \rangle = \frac{1}{Z_{ch}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n \exp(-E_{ch}(n, V_{sd})/k_B T), \quad (2)$$

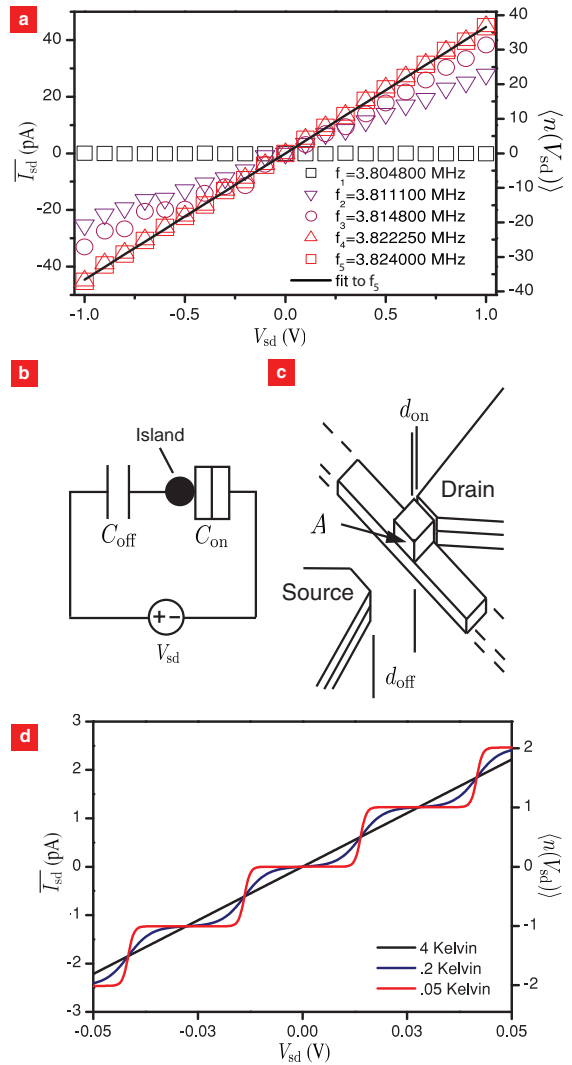


FIG. 4: **Figure 4** Measurement, model and simulation of the MSET. **a**, The graph shows the measured current \bar{I}_{sd} as function of the source-drain voltage for five different actuation frequencies. The axis on the right hand side of the graph shows the number of excess charges on the island. **b**, Schematic of the single-electron box used as a model for the MSET. **c**, Graphical illustration of the parameters, which are used in the parallel plate capacitor model. **d**, Simulation of the current as function of the source-drain voltage for the measured MSET at different temperatures. The V_{sd} scale is magnified with respect to Fig. 4a to resolve the emerging Coulomb staircase.

where Z_{ch} is the partition function of the system, k_B the Boltzmann factor, and T the temperature [19]. In the event of charging, the number of charge carriers transferred to or from the island is twice the number of excess charges, accounting for holes and electrons [8]. Taking this into consideration we derive the following expression for the current:

$$\bar{I}_{sd} = 2\langle n(V_{sd}) \rangle f_{drive} e. \quad (3)$$

Assuming a parallel plate capacitor model (see Fig. 4c) we approximate $C_{\text{on}} = A\epsilon_0/d_{\text{on}}$ and $C_{\text{off}} = A\epsilon_0/d_{\text{off}}$ where A is the cross section of the island facing the contact, ϵ_0 the permittivity of free space, d_{on} the distance between the island and the charging electrode, and d_{off} the distance between the island and the electrode not in contact as illustrated in Fig. 4c. We take d_{on} to be a typical tunnel distance of 1 nm [20]. The distance between the island at rest and the electrodes is 80 nm. From this we approximate the distance d_{off} between the island and the electrode not in contact in the event of charging to be 160 nm. Having assigned values for d_{on} and d_{off} equation (3) gives us an expression for the current with only one free parameter, the cross section area A . We fit equation (3) to the curve f_5 of Fig. 4a in the limit of 1-periodic motion (solid line). For the fit we let the summation index n run from -1000 to 1000 . We have run the fit for different values of n to confirm that the fit result converges to one value. From A obtained through the fit and d_{off} we calculate C_{off} to be 5.94 aF. Figure 4a shows that the experimental data and the fit are in excellent agreement. We independently determine C_{off} by finite element calculations [21]. Figure 5 displays the electric potential between one side electrode and the island for an applied bias voltage of 1 V, using our device dimensions. The

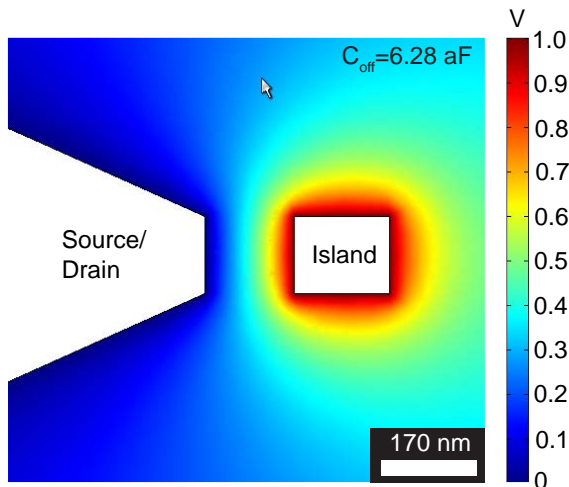


FIG. 5: **Figure 5 Finite element calculation.** The electric potential for a voltage difference of 1 volt between one side electrode and the gold island, determined by finite element calculations. The finite element simulation yields a capacitance $C_{\text{off}} = 6.28$ aF.

simulation yields $C_{\text{off}} = 6.28$ aF, which agrees with the experimental result to an accuracy of 6%.

Not only does this demonstrate that we achieve MSET operation as predicted by theory, but it also allows us to simulate the current-voltage dependence of our system for different temperatures as illustrated in Fig. 4d. We find that the Coulomb blockade requirement $\Delta E_{\text{ch}} = \frac{e^2}{2(C_{\text{on}} + C_{\text{off}})} \gg k_{\text{B}}T$ is satisfied for temperatures below 0.2 Kelvin, which is shown by the evolving staircase shape of $\overline{I_{\text{sd}}}$ in the simulation for bias voltages in the range of 20 mV. The second condition for Coulomb blockade is that the energy uncertainty given by the Heisenberg uncertainty relation due to the limited life time τ_{sd} of the island charge state is much smaller than the energy difference ΔE_{ch} between two subsequent charge states. Taking τ_{sd} to be the time the island travels between the two electrodes this requires for our system that

$$f_{\text{drive}} \ll \frac{\Delta E_{\text{ch}}}{h} \simeq 1 \times 10^{10} \text{ Hz}, \quad (4)$$

which is satisfied by several orders of magnitude. It has recently been demonstrated that the requirements for Coulomb blockade can be satisfied for a system with one mechanically modulated tunnel junction at a frequency as high as 82 MHz [22], which exceeds our operation frequency by a factor of 10. With this we conclude that the technology presented here paves the way for high performance MSETs operated in the Coulomb blockade regime, which may have implications for quantum metrology.

Since self-excitation in MSETs has been a long predicted effect [8], which has recently been reported for room temperature [23], we would like to note, that we have accomplished self-excitation at a temperature of 4 Kelvin above $V_{\text{sd}} = 4$ V.

We gratefully acknowledge financial support of the German Excellence Initiative via the Nanosystems Initiative Munich (NIM) and by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (Ko 416/18-1). We thank K. Karrai for helpful discussion and S. Manus for expert technical help. D. R. Koenig thankfully acknowledges support by the Studienstiftung des deutschen Volkes.

- [1] Schoelkopf, R. J., Wahlgren, P., Kozhevnikov, A. A., Delsing, P. & Prober, D. E. The Radio-Frequency Single-Electron Transistor (RF-SET): A Fast and Ultrasensitive Electrometer. *Science* **280**, 1238-1242 (1998).
- [2] Devoret, M. H. & Schoelkopf, R. J. Amplifying quantum signals with the single-electron transistor. *Nature* **406**, 1039-1046 (2000).
- [3] Keller, M. W., Martinis, J. M., Zimmermann, N. M. & Stein-

- bach, A. H. Accuracy of electron counting using 7-junction electron pump. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 1804-1806. (1996).
- [4] Ono, Y., Zimmermann, N. M., Yamazaki, K. & Takahashi, Y. Turnstile Operation Using a Silicon Dual-Gate Single-Electron Transistor. *Jpn. J. Appl. Phys.* **42**, L1109-L1111 (2003).
- [5] Geerligs, L. J. et al. Frequency-Locked Turnstile Device for Single Electrons. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2691-2694 (1990).
- [6] Fonseca, L. R. C., Korotkov, A. N. & Likharev, K. K. A numer-

- ical study of the accuracy of single-electron current standards. *J. Appl. Phys.* **79**, 9155-9165 (1996).
- [7] De Franceschi, S. et al. Electron Cotunneling in a Semiconductor Quantum Dot. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 878-881 (2001).
- [8] Gorelik, L. Y. et al. Shuttle Mechanism for Charge Transfer in Coulomb Blockade Nanostructures. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4526-4529 (1998).
- [9] Weiss, C. & Zwerger, W. Accuracy of a mechanical single-electron shuttle. *Europhys. Lett.* **47**, 97-103 (1999).
- [10] Erbe, A., Blick, R. H., Tilke, A., Kriele, A. & Kotthaus, J. P. A mechanically flexible tunneling contact operating at radio frequencies *Appl. Phys. Lett.* **73** 3751 (1998).
- [11] Erbe, A., Weiss, C., Zwerger, W. & Blick, R. H. Nanomechanical Resonator Shuttling Single Electrons at Radio Frequencies. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 096106 (2001).
- [12] Scheible, D. V., Blick, R. H. Silicon nanopillars for mechanical single-electron transport. *Appl. Phys. Lett.* **84**, 4632-4634 (2004).
- [13] Verbridge, S. S., Parpia, J. M., Reichenbach, R. B., Bellan, L. M. & Craighead, H. G. High quality factor resonance at room temperature with nanostrings under high tensile stress *J. Appl. Phys.* **99**, 124304 (2006).
- [14] Jänchen, G. et al. Mechanical properties of high-aspect-ratio atomic-force microscope tips. *Appl. Phys. Lett.* **80**, 4623-4625 (2002).
- [15] We note that we have verified by post-inspection that the MSETs were not damaged during the electrical transport measurements.
- [16] Shaw, S. W. The Dynamics of a Harmonically Excited System Having Rigid Amplitude Constraints. *J. Appl. Mech.* **52**, 453-464 (1985).
- [17] Isacsson, A. Dynamics of a three-terminal mechanically flexible tunneling contact. *Phys. Rev. B* **64** 035326 (2001).
- [18] This is characteristic for impacting oscillators, which move non-monotonically through different oscillation regimes with changing system parameters, including 1-periodic, subharmonic, and chaotic behavior. For the MSET 1-periodic oscillation gives rise to optimal charge transport while subharmonic or chaotic behavior limits the transport efficiency.
- [19] Devoret, M. H. & Grabert, H. in *Single Charge Tunneling* (eds Grabert, H. & Devoret, M. H.) (Plenum, New York, 1992).
- [20] Sze, S. M. in *Physics of Semiconductor Devices* (eds Sze, S. M.) (John Wiley & Sons, New York, 1981).
- [21] For finite element calculations we have used the Programm Femlab 3.3 (Comsol Multiphysics GmbH, Göttingen, Germany).
- [22] Azuma, Y. et al. One by one single-electron transport in nanomechanical Coulomb blockade shuttle. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 053120 (2007).
- [23] Kim, H. S., Qin, H. & Blick, R. H. Self Excitation of Nano-Mechanical Pillars *arXiv*, 0708.1646 (2007).

Self-excitation of a nano-mechanical single-electron transistor at 4 Kelvin

Daniel R. Koenig, Ralf Jungmann, Julia Schmitz, Eva M. Weig and Jorg P. Kotthaus
*Center for NanoScience and Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität,
 Geschwister-Scholl-Platz 1, 80539 München, Germany.*

(Dated: April 22, 2008)

We report self-excitation of a nano-mechanical single-electron transistor at 4 Kelvin. By this we demonstrate mechanical shuttling of electrons in a well defined electrical potential a low temperatures. This is a major step towards one-by-one mechanical electron transfer in the Coulomb blockade regime being relevant for the realization of a mechanical current standard. Above this, a dissipation power of 0.7 nW and a Q-factor of 500 for the system is determined.

Suspended nano-electro-mechanical systems (NEMS) have been subject of intense research and development over the last decade. They have become of strong relevance for metrological applications like ultra sensitive displacement, mass, charge and even spin detection [1–6]. One nanomechanical system, which is intended for the application as a current standard, is the mechanical single-electron-transistor (MSET) [7]. It generally consists of a metal island, which is located on a mobile mechanical element like a string, beam or pillar. A source and a drain electrode is placed to both sides of the island. That way, it can shuttle electrons from one contact to the other, once the element is mechanically excited to sufficiently large amplitudes. The ultimate goal of these structures is the mechanical one-by-one electron transfer. This is possible, if the island size and the operation temperature of the MSETs are sufficiently reduced. In this case it can be realized that only one electron is transferred to the island as additional electrons are blocked by the coulomb repulsion of the already charged island. This situation is referred to as Coulomb blockade. Although the progress in nanotechnology has lead to different designs and significant advances of such systems [9–13] the ultimate goal of mechanical electron transport in the Coulomb blockade regime has not yet been achieved. The reason for this is that the systems so far are either fundamentally limited by undesired interactions with their excitation mechanism and/or could just been operated at room temperature. Here we report voltage induced self-excitation of an MSET. By avoiding undesired interaction through operation in a well defined timely constant electrical potential at 4 Kelvin we demonstrate a decisive step towards mechanical electron transport in the Coulomb blockade regime.

Above this we present how the dissipation power P_{diss} of the MSET can be directly calculated by self-excitation measurements. We further determine the mechanical quality factor Q of the system, which is general defined as:

$$Q \equiv 2\pi \frac{E_{\text{tot}}}{E_{\text{diss}}}, \quad (1)$$

where E_{tot} is the total mechanical energy stored in the system and E_{diss} is the energy, which is dissipated during one oscillation period. For the MSET however it is noch possible to determine Q directly from the Lorentzian resonance curve, like for most NEMS, which can be operated in the linear regime for which $Q = f_0/\Delta f$, where f_0 is the eigenfrequency of

the system and Δf is the full width of the resonance peak at half maximum (FWHM). This is because for MSETs the source and drain constitute impacting boundary conditions to the oscillating island. Therefore, MSETs belong to the class of impacting systems, are intrinsically non-linear and display complicated subharmonic and chaotic behavior [14–17]. We account for the impacting nature of the MSET by employing atomic force microscopy (AFM) in determining Q . The quantitative analysis of E_{diss} and E_{tot} provides fundamental information about the system dissipation, which we are discussing.

The investigated MSET consists of a freely suspended doubly clamped silicon nitride string. The string is fabricated out of LPCVD silicon nitride with an intrinsic tensile stress of 1.38 GPa, which allows for one of the highest Q-factors attainable in NEMS [19]. The string is 14 μm long, 70 nm wide, and 100 nm high. A gold island with dimensions 170 nm in length, 140 nm in width and 60 nm in height is located at the center of the string, as depicted in Fig. 1(a). The gold structures placed symmetrically on the string to either side of the island are gold weights for tailoring the system's eigenfrequency to a value accessible by the piezoelectric driving system. The string can be mechanically excited by voltage-induced self-oscillation [12] as initially proposed by Gorelik et. al. [7] or by ultrasonic waves produced by a piezo actuator, described in detail elsewhere [13]. When excited, the gold island can oscillate and shuttle electrons between the source and drain electrode, placed 80 nm away to either side of the island. Figure 1(b) shows a resonance in the electrical transport measurement for an MSET driven by ultrasonic waves. The time averaged source-drain current \bar{I}_{sd} is plotted as function of the drive frequency f_{drive} . The measurement was conducted at a temperature of approximately 20 K and a helium exchange gas pressure of 7.5×10^{-4} mbar [20]. The driving power P_{drive} of the signal generator, which drives the piezo actuator, was set to 27.5 dBm, the drive frequency f_{drive} was swept from 3.806 to 3.817 MHz, and the source-drain voltage V_{sd} was set to -2 V. The resonance curve illustrates that the system shuttles electrons between the source and the drain electrode. This happens when the string is excited to sufficiently large amplitudes within its eigenfrequency range. The system however is not exclusively driven by ultrasonic waves, but also by V_{sd} . The voltage V_{sd} causes an electric field E_{sd} between the source and drain electrode, which is given by $E_{\text{sd}} = V_{\text{sd}}/(2d)$, where $d = 80$ nm is the distance between

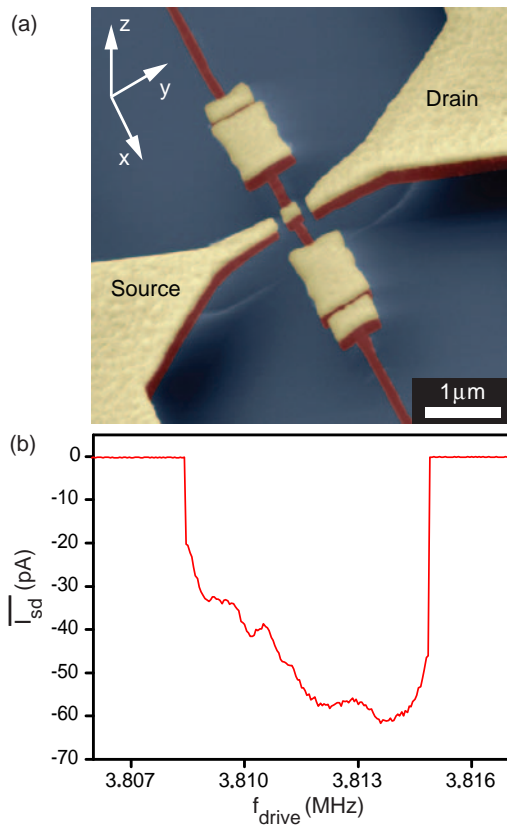


FIG. 1: a) Scanning electron micrograph taken at an angle to reveal the 3D character of the MSET. A gold island is located at the center of a doubly clamped freely suspended silicon nitride string. The gold island can shuttle electrons between the source and drain electrodes when excited to sufficiently large amplitudes. b) Charge transport of the MSET, actuated by ultrasonic waves. The time averaged source-drain-current \overline{I}_{sd} is plotted as function of f_{drive} .

the island and one electrode. The island with charge Q_{island} experiences an additional driving force $F_{sd} = Q_{island}E_{sd}$. The direction of F_{sd} oscillates, as Q_{island} changes its sign with each island-electrode contact. Figure 2(a) illustrates, how F_{sd} supports the ultrasonic actuation at a temperature of 4 K and a helium exchange gas pressure of 3.5×10^{-2} mbar, while $P_{drive} = 22.3$ dBm and $f_{drive} = 3.81$ MHz [20]. For $V_{sd} = -1$ V and a driving power $P_{drive} = 22.3$ dBm of the ultrasonic drive the system is in the state of no transport ($\overline{I}_{sd} = 0$). If $V_{sd} = -1.8$ V, the overall energy put into the resonator is sufficient to compensate for the dissipated energy and the MSET shows electrical transport ($\overline{I}_{sd} \neq 0$).

If V_{sd} is sufficiently large, the system can undergo voltage-induced self-excitation while the ultrasonic drive is completely switched off. This is illustrated in Fig. 2(b) for a V_{sd} -sweep from 6 to 8 Volts without ultrasonic excitation. If V_{sd} is continuously reduced, the self-excitation eventually collapses at a threshold voltage V_{th} . For the system presented here $V_{th} = 4.2$ Volts is determined (data not shown). If 1-periodic motion of the system is assumed the source-drain-

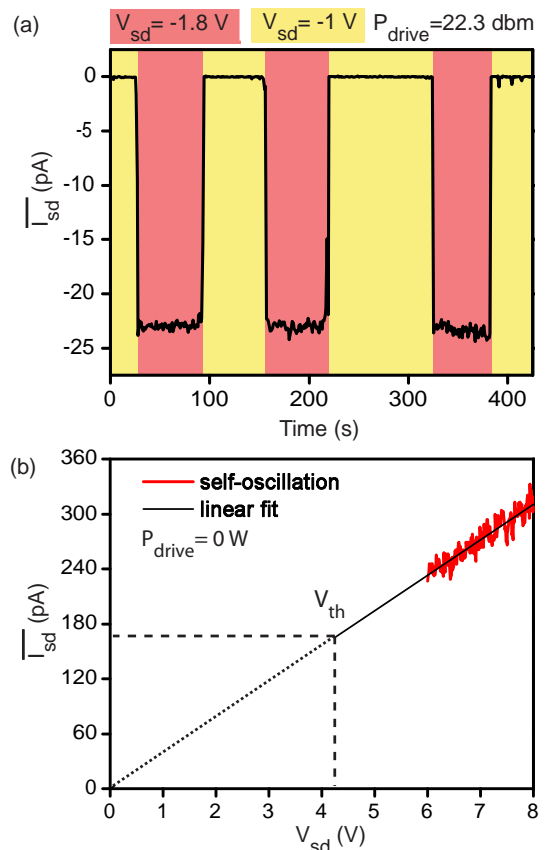


FIG. 2: a) Voltage supported ultrasonic actuation at a drive power $P_{drive} = 22.3$ dBm and $f_{drive} = 3.81$ MHz. Electrical transport is present for $V_{sd} = -1.8$ V and collapses for $V_{sd} = -1$ V. b) Source-drain voltage sweep of self sustained oscillation after the ultrasonic drive is switched off, for sufficiently high source-drain-voltages.

current is given by:

$$\overline{I}_{sd} = 2Q_{island}f_{drive} = 2\langle n \rangle ef_{drive}, \quad (2)$$

where $\langle n \rangle$ is the expectation value of the number of island excess charges [7]. The factor 2 comes in as the number of charge carriers transferred to and from the island is twice the number of excess charges, accounting for holes and electrons. For V_{th} we find $\langle n \rangle \simeq 130$. This is still more than two orders of magnitude higher than for single electron transfer. However, by investigating different MSET designs using ultrasonic excitation at room temperature we found for system with an island-electrode distance $d = 30$ nm that P_{drive} could be reduced by more than one order of magnitude for successful electron transport. This indicates a decrease of dissipation and therefore allowing for lower values of $\langle n \rangle$. A further reduction of $\langle n \rangle$ should be possible with operation at even lower temperatures as it is generally found that this significantly reduces the dissipation of NEMS [1, 21, 22]. Above this it should be noted that mechanical electron transport in the Coulomb blockade regimen is not necessarily limit to the charging state $n = 1$. Addressing the operation temperature, we determine

a value of 0.2 Kelvin for which an onset of Coulomb blockade for the presented MSET can be expected [13].

Having demonstrated successful self-excitation we are now going to investigate the dissipation of the MSET. As noted, self-excitation collapses below a certain source-drain-voltage. At this threshold voltage V_{th} , the dissipation power P_{diss} , caused by the sum of all underlying loss mechanisms, is equal to the power put into the system. For the system presented here P_{diss} can therefore be calculated:

$$\begin{aligned} P_{diss} &= E_{sd}(V_{th})Q_{island}(V_{th})4df_{drive} \\ &= \frac{V_{th}}{2d} \frac{I_{sd}(V_{th})}{2f_{drive}} 4df_{drive} \\ &= V_{th} \overline{I_{sd}}(V_{th}) = 0.7 \text{ nW}. \end{aligned} \quad (3)$$

This analysis assumes that the charging process of the island exclusively occurs at the point of maximum deflection. This is not exactly true as it does not account for tunneling. Taking the maximum tunneling distance to be 1 nm [8] and assuming that the energy the electrons gain over this distance is not at all contributing to the mechanical excitation we estimate the upper limit of the error in equation (3) to be $(4 \times 1 \text{ nm}) / (4 \times d \text{ nm}) \simeq 1\%$. Together with the frequency of the system the energy dissipated per oscillation period T , yields:

$$E_{diss} = \int_{y(0)}^{y(T)} F_{sd} dy = P_{diss} / f_{drive} = 1.8 \times 10^{-16} \text{ J}. \quad (4)$$

The oscillation period was calculated using $f_{drive} = 3.81 \text{ MHz}$, which was initially applied to trigger the self-oscillation by ultrasonic waves.

In order to calculate the Q-factor in addition to E_{diss} we now determine E_{tot} , the total energy stored in the system. This is accomplished by using an AFM in force spectroscopy mode. The AFM cantilever is used as a reference cantilever against the freely suspended string [23–25]. Figure 3(a) shows an AFM-image of the gold island on the silicon nitride string along with the source and drain electrode taken with a Nanowizard II AFM (JPK Instruments, Berlin, Germany) in noncontact mode, using Pointprobe NCH-W cantilevers (Nanosensors, Neuchatel, Switzerland). For the measurements of E_{tot} the AFM-tip was positioned in the center of the silicon nitride string and the restoring force $F_{restore}$ was measured as function of the out-of-plane deflection in the z-direction. The data are illustrated in Fig. 3(b) and are almost undistinguishable from the coinciding fit. The force $F_{restore}$ follows a superlinear behavior above a z-deflection of 50 nm. The measurement curve is fitted to a 3rd order polynomial of the form $F_{restore} = az + bz^3$ [26]. From the fit, the coefficients $a = 1.8 \frac{\text{N}}{\text{m}}$ and $b = 5.0 \times 10^{12} \frac{\text{N}}{\text{m}^3}$ were determined, with an error of 40%. We estimate this functional dependence to be equally valid for the in-plane/y-direction with an error of 10%. This is due to the fact that in the limit of high tensile stress, $F_{restore}$ is mainly governed by the tensile force of the string rather than by the Young's modulus and geometry factors [19]. Furthermore, we assume in the calculation of E_{tot} that the functional dependence $F_{restore}$, which was measured at room temperature, also applies for 4 K. Taking the different thermal expansion coefficients of silicon nitride $\alpha_{SiN} = 1.67 \times 10^{-6}/\text{K}$ [27] and the silicon substrate

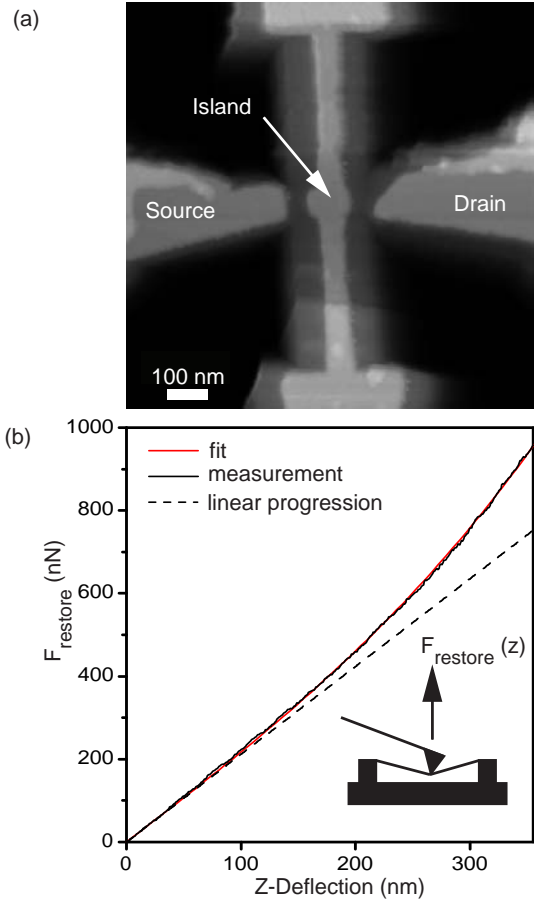


FIG. 3: a) AFM-image of an MSET, which shows the gold island at the center of the silicon nitride string and parts of the source and drain electrode. b) Restoring force $F_{restore}$ of the silicon nitride string as function of its out-of-plane deflection. The functional dependence was measured with an atomic force microscope (see inset).

$\alpha_{Si} = 2.3 \times 10^{-6}/\text{K}$ [28] we find this assumption to be valid with an error of 4%. With this, E_{tot} of the MSET system can be calculated:

$$E_{tot} = F_{restore} \Delta y = \int_0^{125 \text{ nm}} (ay + by^3) dy. \quad (5)$$

For the integration distance 125 nm is chosen instead of $y_{max} = 80 \text{ nm}$, which corresponds to the maximum amplitude, constrained by the source and drain electrode. This is because the string shape under MSET operation has a sinusoidal instead of a triangular shape as in the case of atomic force spectroscopy measurements. Therefore the length difference $\Delta L = L - S$ of the string due to stretching is different for the dynamic and static case, where L is the length without deflection and S is the length under deflection. Numerical analysis show that ΔL for a static deflection of 125 nm is equivalent with a dynamic deflection of 80 nm as illustrated in figure 4. Therefore 125 nm is applied for the integration distance in equation (5). With this the evaluated integral in

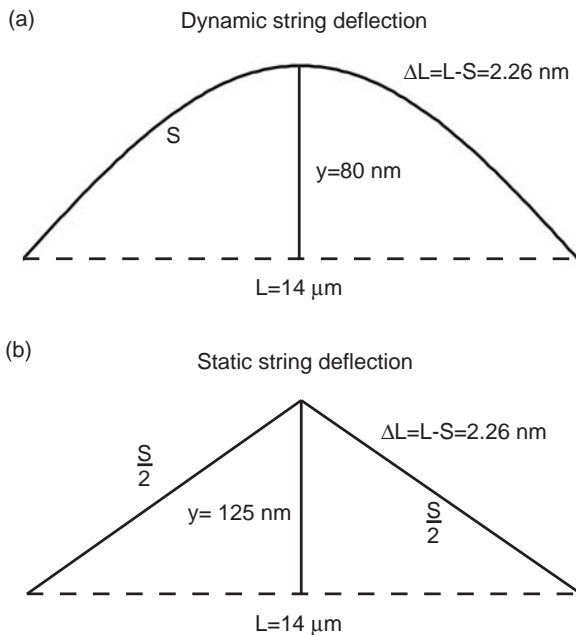


FIG. 4: a) Resonator shape at the point of maximal deflection in the case of MSET operation. The curve follows a sinusoidal behavior as expected for a string under tensile stress. b) Shape of the resonator string for the static deflection in the case of atomic force spectroscopy.

equation (5) yields $E_{\text{tot}} = 1.4 \times 10^{-14}$ J. Combining equation (1) with the results from equation (4) and (5), we obtain a Q-factor of approximately 500. As we are now going to analyze, this value is far below what would be expected for a non-impacting doubly clamped resonator. The presented system is operated in the so called molecular regime for which the mean free path of the gas molecules is much larger than the device dimensions. In this situation the quality factor due to gas dissipation is given by [18]:

$$Q_{\text{gas}} \approx \frac{m_{\text{eff}} 2\pi f_{\text{drive}} v}{pA}, \quad (6)$$

where $m_{\text{eff}} = 3.22 \times 10^{-15}$ Kg is the effective mass of the MSET, $v = \sqrt{k_B T / m_{\text{He}}} = 91$ m/s is the thermal velocity of the helium molecules each with mass $m_{\text{He}} = 1.7 \times 10^{-27}$ Kg, $p = 3.5 \times 10^{-2}$ mbar is the surrounding gas pressure, and $A \approx 1 \times 10^{-11}$ m² is the surface area of the resonator. It is found that $Q_{\text{gas}} > 1 \times 10^7$ and hence can not explain a Q-factor of 500. Other limiting factors are for example clamping losses, surface effects, thermo elastic damping and dissipation

caused by the metallization of the gold weights. The contribution of these effect can be approximated by a comparison with similar system. For completely metal coated doubly clamped resonators fabricated from nanocrystalline-diamond the lowest Q-factors under similar operation conditions was found to be > 7000 [21]. The MSETs investigated here however should have Q-factors significantly higher than this lower limit. First of all their clamping points are not metal coated. Secondly the MSETs are fabricated from silicon nitride under high tensile stress which has been demonstrated to enable unprecedented high Q-Factors in NEMS [19, 29, 30]. That the Q-factor of the MSET falls short by more than one order of magnitude compared to the lower limit of the expected value can be explained by additional dissipation factors. Compared to other, non-impacting resonators the MSET has two additional dissipation sources, the radiation power of the accelerated and charged island and phonon excitation due to the impacting island. Estimating the radiation power using the Larmor-formula:

$$P_{\text{radiation}} = \frac{e^2 a^2}{6\pi\epsilon_0 c^3}, \quad (7)$$

where $a \approx y_{\text{max}} \omega^2 \simeq 4.6 \times 10^7 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$ is the acceleration of charge carriers, ϵ_0 the permittivity of free space and c the speed of light shows a negligible contribution. Therefore, we attribute the main source of dissipation to phonon excitations caused by the impacts between the gold island and the side electrodes, not being present in non-impacting resonators.

In conclusion, we present self-excitation of a nano-mechanical single-electron-transistor at 4 K. This demonstrates an important step towards mechanical one-by-one electron transport in the Coulomb blockade regime as it allows for transport in a well defined timely constant electrical potential at low temperatures. We demonstrate transport for a charge state as low as $\langle n \rangle \simeq 130$. Further we quantitatively determine $E_{\text{diss}} = 0.7$ nW and $E_{\text{tot}} 1.4 \times 10^{-14}$ J from which we calculate a Q-factor of approximately 500. By this we determine fundamental system parameters being important indicators for further progress in this field of research. Based on these parameters we discuss the dissipation of the system and find that a significant reduction of $\langle n \rangle$ and operation in the Coulomb blockade regime should be possible with a modified system design and operation at even lower temperatures.

We gratefully acknowledge financial support of the German Excellence Initiative via the Nanosystems Initiative Munich (NIM), the Deutsche Forschungsgemeinschaft (Ko 416/18-1), and of the Internationales Doktorandenkolleg "Nanobiotechnology". We thank S. Manus for expert technical help. D. R. Koenig thankfully acknowledges support by the Studienstiftung des deutschen Volkes.

- [1] M. D. LaHaye, O. Buu, B. Camarota, and K. C. Schwab, *Science* **304**, 74 (2004).
 [2] R. G. Knobel, and A. N. Cleland, *Nature* **424**, 291 (2003).

- [3] Mo Li, H. X. Tang, and M. L. Roukes, *Nature Nanotechnology* **2**, 114 (2007).
 [4] Y. T. Yang, C. Callegari, X. L. Feng, K. L. Ekinci, and M. L.

- Roukes, *Nano Lett.* **6**, 583 (2006).
- [5] A. N. Cleland, and M. L. Roukes, *Nature* **392**, 160 (1998).
- [6] D. Rugar, R. Budakian, H. J. Mamin, and B. W. Chui, *Nature* **430**, 329 (2004).
- [7] L. Y. Gorelik, A. Isacsson, M. V. Voinova, B. Kasemo, R. I. Shekhter, and M. Jonson, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4526 (1998).
- [8] Sze, S. M. in *Physics of Semiconductor Devices* (eds Sze, S. M.) (John Wiley & Sons, New York, 1981).
- [9] A. Erbe, R. H. Blick, A. Tilke, A. Kriele, and J. P. Kotthaus, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3751 (1998).
- [10] A. Erbe, C. Weiss, W. Zwerger, and R. H. Blick, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 096106 (2001).
- [11] D. V. Scheible, and R. H. Blick, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 4632 (2004).
- [12] H. S. Kim, H. Qin, and R. H. Blick, *arXiv/0708.1646* (2007).
- [13] D. R. Koenig, E. M. Weig, and J. P. Kotthaus, Ultrasonically driven nano-mechanical single-electron transistor (submitted).
- [14] A. Isacsson, *Phys. Rev. B* **64**, 035326 (2001).
- [15] S. W. Shaw, *J. Appl. Mech.* **52**, 453 (1985).
- [16] S. Foale, and S. R. Bishop, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **338**, 547 (1992).
- [17] T. Kotera, and M. Shintani, *JSME International Journal Series C* **46**, 659 (2003).
- [18] K. L. Ekinci, and M. L. Roukes, *Rev. Sci. Instrum.* **76**, 061101 (2005).
- [19] S. S. Verbridge, J. M. Parpia, R. B. Reichenbach, L. M. Bellan, and H. G. Craighead, *J. Appl. Phys.* **99**, 124304 (2006).
- [20] The measurements have been corrected for a small offset of the current-voltage amplifier.
- [21] Hutchinson, A. B., Truitt, P. A., Schwab, K. C., Sekaric, L., Parpia, J. M., Craighead, H. G., and Butler, J. E., *Appl. Phys. Lett.* **84**, 972-974 (2004).
- [22] Yang, Y. T., Ekinci, K. L., Huang, X. M. H., Schiavone, L. M., Roukes, M. L., Zorman, C. A. and Mehregany, M., *Appl. Phys. Lett.* **78**, 162-164 (2004).
- [23] H.-J. Butt, B. Cappella, and M. Kappl, *Surface Science Reports* **59** 1-152 (2005).
- [24] I. W. Frank, D. M. Tanenbaum, A. M. van der Zande, and P. L. McEuen, *J. Vac. Sci. Technol. B* **25**, 2558 (2007).
- [25] A. S. Paulo, J. Bokor, R. T. Howe, R. He, P. Yang, D. Gao, C. Carraro, and R. Maboudian, *Appl. Phys. Lett.* **87** 053111 (2005).
- [26] M. W. Pruessner, T. T. King, D. P. Kelly, R. Grover, L. C. Calhoun, and R. Ghodssi, *Sensors & Actuators A* **105** 190 (2003).
- [27] Senturai, in *Microsystem Design*, (New York, Kluwer, 2001).
- [28] Mohamed Gad-el Hak, in *The MEMS handbook*, (CRC Press, Boca Raton, FL, 2005) 2. ed.
- [29] Verbridge, S. S., Shapiro, D. F., Craighead, H. G. and Parpia, M. *Nano Lett.* **7** 1728-1735 (2007).
- [30] Verbridge, S. S., Craighead, H. G. and Parpia, M. *Appl. Phys. Lett.* **92** 013112 (2008).

Non-linear operation of nanomechanical systems combining photothermal excitation and magneto-motive detection

Daniel R Koenig, Constanze Metzger, Stephan Camerer and Joerg P Kotthaus

Center for NanoScience and Department für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität, Geschwister-Scholl-Platz 1, 80539 München, Germany

Received 13 July 2006, in final form 13 September 2006

Published 3 October 2006

Online at stacks.iop.org/Nano/17/5260

Abstract

We present a non-linear operation of a nanomechanical beam resonator by photothermal excitation at 4 K. The resonator dimensions are 10 μm in length, 200 nm in width, and 200 nm in height. The actuation mechanism is based on a pulsed diode laser focused onto the centre of the beam resonator. Thermally induced stress caused by the different thermal expansion coefficients of the bi-layer system periodically deflects the resonator. Magneto-motively detected amplitudes up to 150 nm are reached at the fundamental resonance mode at a frequency of 8.9 MHz. Furthermore, the third eigenmode of the resonator at a frequency 36 MHz is also excited. We conclude that the photothermal excitation at 4 K should be applicable up to the GHz regime, the operation in the non-linear regime can be used for performance enhancement of nanomechanical systems, and the combination of photothermal excitation and magneto-motive detection avoids undesired cross talk.

(Some figures in this article are in colour only in the electronic version)

1. Introduction

For the last decade, suspended nanoelectromechanical systems (NEMS) have been the subject of intense research and development. NEMS are of high relevance in the area of ultra sensitive applications such as charge, displacement, mass, and even single electron spin detection [1–4]. In highly integrated circuits, they can potentially be utilized as fast switches [5] and frequency filters [6]. Furthermore, they become of great interest in fundamental research as they approach the quantum limit due to continuous miniaturization [7]. Most of these applications are based on dynamic operation, which requires dependable driving mechanisms. Dynamic operation in the non-linear regime can further enhance the performance of nanomechanical systems [8]. A widely used actuation technique meeting this requirement is magneto-motive drive [9]. The functional principle is based on the oscillating Lorentz force a metallized beam resonator experiences in a static magnetic field when an ac-current is sent through it. In the past years, photothermal excitation has been demonstrated to be a reliable alternative driving scheme

in ambient conditions [10]. Recently, this was even shown for nanomechanical systems being, in two dimensions, smaller than 300 nm [11].

In this paper, we present non-linear operation of nanomechanical systems by photothermal excitation at 4 K. The devices under test are metallized beam resonators with typical dimensions of 10 μm in length, 200 nm in width, and 200 nm in height. The height of the resonator is composed of 100 nm silicon and 100 nm gold. The mechanical response is probed via magneto-motive detection. The combination of optical excitation and electrical detection has the advantage of decoupling the excitation and probing mechanism, therefore avoiding any undesired cross talk. We show that the affectivity of photothermal excitation at 4 K is comparable to magneto-motive drive. At low temperatures, the driving mechanism should be applicable even to frequencies as high as the GHz range.

2. Experimental setup

The experimental setup is illustrated in figure 1. The beam resonator is placed in a sample tube which is evacuated to

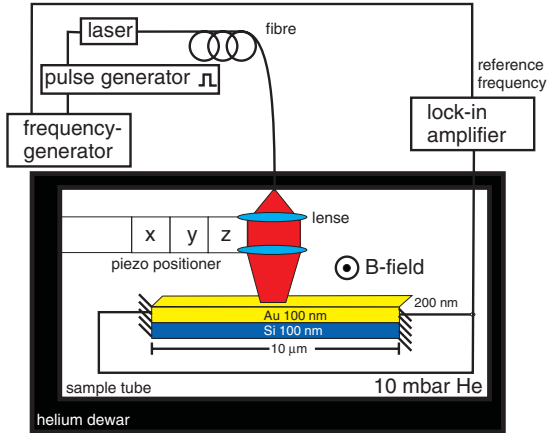


Figure 1. Schematic diagram of laser actuation. A pulsed 10 mW diode laser is focused onto a beam resonator. The laser is modulated by a pulse generator which is triggered by a signal generator. Due to the thermally induced mechanical stress the resonator is actuated. The mechanical response is detected with a lock-in amplifier by measuring the signal caused by the Lorentz force in the magnetic field of 12 T at 4 K.

pressures in the 1×10^{-5} mbar range and afterwards filled with 10 mbar of helium, that acts as an exchange gas for cooling. The sample tube is inserted into a 4 K helium bath dewar with a 12 T magnetic field in the sample area. The magnetic field and the low temperatures serve only for detecting the mechanical response of the resonator and are not required for the driving mechanism itself. A 10 mW diode laser with a wavelength of 635 nm is coupled into a single mode fibre. Using a diffraction limited objective mounted on a piezo positioning system (Attocube), the laser is focused onto the centre of the resonator. We estimate the focus diameter to be 500 nm (fwhm). The laser is periodically switched on and off by a square pulse modulation provided by a pulse generator (Philips PM 5712). The pulse generator is triggered by a signal generator (Marconi 2032). The resonator undergoes periodic heating due to the modulated laser irradiation. The thermally induced stress caused by the different thermal expansion coefficients of the bi-layer system periodically deflects the resonator. In conjunction with the magnetic field, the resulting Lorentz force causes a voltage signal proportional to the deflection. The signal is measured with a high frequency lock-in amplifier (Stanford Research Systems SR844).

3. Sample fabrication

The resonators are fabricated from a $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ silicon-on-insulator (SOI) chip composed of three layers: a $675 \mu\text{m}$ silicon substrate (handle), a 500 nm silicon dioxide layer (sacrificial layer), and a 100 nm silicon top layer (device layer). Using electron beam lithography and subsequent thermal evaporation, the metallization is patterned. It consists of a 2 nm titanium adhesion layer, a 100 nm gold layer, and a 30 nm aluminium layer. Next, we utilize reactive ion etching to vertically etch through 100 nm of silicon and into the silicon dioxide layer. The aluminium masks the gold and silicon areas beneath it from the reactive ion etching. In the final wet etch

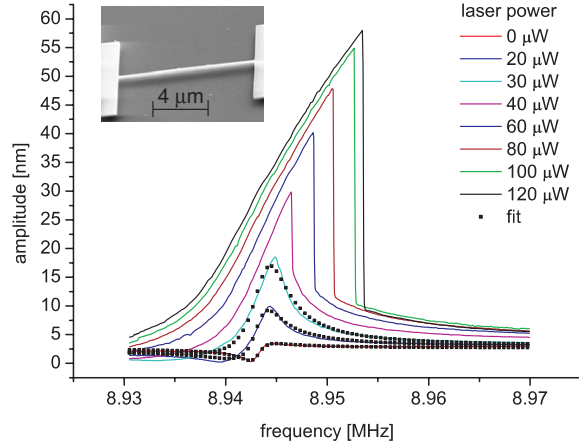


Figure 2. Resonance curves for different laser actuation powers. The beam resonator is driven into the non-linear regime which is described by the Duffing-equation (1). The laser pulse length is set to 55 ns, the magnetic field to 12 T, and the temperature is 4 K. The response of the first three curves fits well to a Lorentzian function with an appropriate phase difference between the driving force and the amplitude response. Inset: SEM image of a doubly clamped free standing Au/Si-bi-layer resonator.

step, we immerse the chip in buffered hydrofluoric acid which selectively etches the sacrificial layer as well as the aluminium mask. The narrow Au/Si-bi-layer features are completely under-etched. These structures become free standing while the wider parts are still supported by the silicon dioxide layer. We are left with suspended metallized beam resonators like the one shown in the scanning electron microscope (SEM) image in the inset of figure 2. The detailed fabrication process is reported in [12].

4. Measurement results and discussion

Finally, the resonators are electrically contacted and placed into the experimental setup. Figure 2 shows a series of resonance curves for different laser powers. The laser power is measured before the laser is coupled into the fibre. We determine that about 50% of the light is lost while transferred through the fibre onto the sample. Considering the focal point of 500 nm (fwhm) diameter, roughly 20% of the laser power is eventually focused onto the resonator. The length of the laser pulses is set to 55 ns, corresponding to about one half of the oscillation period at the resonators fundamental eigenfrequency. We find that this choice of pulse length is most efficient for actuation as illustrated in figure 3. This result is expected since during one half of the period the resonator is moving in the direction of the thermally induced force of the bi-layer system.

For a laser power of higher than $20 \mu\text{W}$, the resonator is driven into the non-linear regime [14] described by the Duffing equation:

$$\ddot{x} + 2\gamma\dot{x} + \alpha x + \beta x^3 = \frac{F}{m} \cos(\omega t), \quad (1)$$

where x is the beam centre amplitude, γ is the damping coefficient, β is the coefficient of non-linearity, F is the

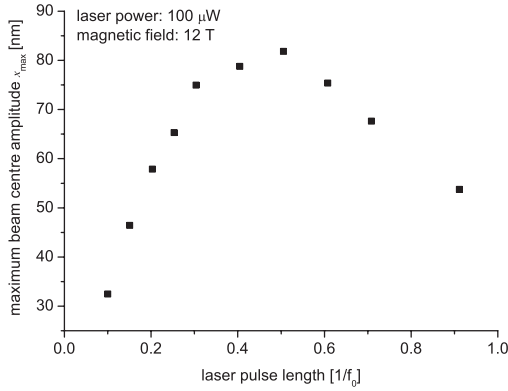


Figure 3. The graph shows the peak amplitude x_{\max} for different laser pulse length, where f_0 is the fundamental eigenfrequency of the resonator. The actuation is most efficient when the pulse length is one half of the period.

effective driving force, and m is the effective mass of the resonator. We establish the relation between the maximum beam centre amplitude and the rms voltage measured by the lock-in amplifier valid for the fundamental resonance mode. We start with the following Maxwell equation:

$$\nabla \times E = -\frac{dB}{dt}. \quad (2)$$

Using Stokes-theorem we obtain:

$$V = -\frac{d\Phi}{dt} = -B\frac{dA}{dt}, \quad (3)$$

where Φ is the magnetic flux, B is the applied magnetic field, and A is the area of the loop through which the magnetic field passes. With equation (3) and the envelope function for the first resonance mode, we calculate V_{rms} and can directly relate the measured lock-in signal to the maximum beam centre amplitude:

$$x_{\max} = \frac{\sqrt{2}V_{\text{rms}}}{(0.5231)\omega l B}, \quad (4)$$

where ω is the frequency of the laser modulation, and l is the length of the beam. Using equation (4), our results show that a maximum amplitude of 150 nm is reached at a laser power of about 310 μW . We would like to note that the resonator with its chip carrier and bond wires will not be perfectly impedance matched to the 50 Ω coax cable which connects the lock-in amplifier to the sample. Therefore, a loss in signal is expected. Hence, our calculated amplitudes should be smaller than the actual ones. This conclusion is supported by equation (5), which approximates the critical amplitude at which the transition from the linear to the non-linear regime occurs [15]

$$x_c = \frac{\sqrt{2}b}{\sqrt{\frac{1}{2}Q(1-\kappa)^2}}, \quad (5)$$

where b is the width of the beam resonator and κ is the Poisson ratio. We approximate κ to be 0.3. From the fit of the resonance curve corresponding to a laser actuation power of 30 μW , $Q = 342$ is obtained. We find x_c to be 30 nm.

In comparison, the critical amplitude which is inferred from the non-linear resonance shapes in figure 2 lies below 30 nm corroborating our assumption.

Figure 2 shows that even without optical actuation a signal is detected. This observation is explained by a coherent pick-up (cross talk) from the reference frequency input of the lock-in to the lock-in signal input. The cross talk results in an magneto-motive actuation of the resonator. By fitting the first three curves in figure 2 to a Lorentzian function with an appropriate phase difference between the driving force and the amplitude response, we obtain Q factors of 624 ± 10 , 445 ± 10 , and 342 ± 10 for laser powers of 0, 20, and 30 μW , respectively. We attribute the decrease in Q factor to a rise in temperature caused by thermal heating of the laser [13]. Using

$$F = \frac{x_{\max}m\omega^2}{Q} \quad (6)$$

with $m = 4 \times 10^{-15}$ kg, $Q = 340$, and $x_{\max} = 150$ nm, we can approximate the effective driving force F to be of the order of 1×10^{-10} N, which is comparable to the effective driving forces for magneto-motive drive.

Probing higher resonance modes by choosing the laser pulse length to be one half of the period of those modes, we are able to excite the third eigenmode at a frequency of 36 MHz. NEMS-beams with higher eigenfrequencies could not be probed with our measurement setup as the pulse generator is limited to a frequency of 50 MHz. In principle, the actuation mechanism should be applicable up to frequencies where the oscillation period becomes comparable with the thermal relaxation time which—for our system—can be estimated as [16, 17]:

$$\tau_{\text{therm}} = \frac{1}{6}l^2 \frac{\rho_{\text{Si}}c_{\text{Si}} + \rho_{\text{Au}}c_{\text{Au}}}{\lambda_{\text{Si}} + \lambda_{\text{Au}}}, \quad (7)$$

where ρ is the density, c is the specific heat capacity, and λ is the thermal conductivity. For 4 K, the thermal relaxation time is of the order of 10 ps so that actuation of frequencies up to the GHz range should be possible. At room temperature, the different thermal conductivity and heat capacity result in a relaxation time of the order of 0.1 μs , which should limit the frequency to about 10 MHz.

For studying the widely observed T dependence of the Q factor, it would be desirable to directly relate temperature, thermal relaxation time, and Q factor. Even though our system may seem adequate for extracting these dependencies, determining the thermal relaxation time still poses a problem. Furthermore, it has to be noted that τ of our system is an effective thermal relaxation time. Because the laser is modulated and focused onto the centre of the resonator, the temperature and therefore also the relaxation time varies locally and over time.

We reliably reproduced the driving mechanism on five resonators. The mechanical response of different samples with the same dimension is not exactly the same. The data of figures 2 and 3 are obtained from two different resonators. The peak amplitudes for a laser power of 100 μW of the two figures do not match due to fluctuations in the fabrication process, uncertainties in the laser focus and position, and timely variations of the laser power which is coupled into the fibre.

5. Conclusion

In conclusion, we present effective photothermal actuation for bi-layer beam resonators at 4 K. The resonators are driven into the non-linear regime with amplitudes up to 150 nm. This is an important feature as non-linear operation can be used for performance enhancement in nanomechanical systems. At 4 K, the driving scheme should be applicable to frequencies as high as the GHz range. The combination of photothermal excitation and magneto-motive detection avoids any undesired cross talk.

Acknowledgments

The authors would like to thank Khaled Karraï for his support and helpful discussions and Stephan Manus for his technical expertise. We gratefully acknowledge financial support by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) under grant KO-416/18-1.

References

- [1] Rugar D, Budakian R, Mamin H J and Chui B W 2004 *Nature* **430** 329
- [2] Knobel R G and Cleland A N 2003 *Nature* **424** 291
- [3] Ilic B, Yang Y and Craighead H G 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 2604
- [4] Cleland A N 2005 *New J. Phys.* **7** 235
- [5] Jang J E *et al* 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 163114
- [6] Nguyen C T-C 1999 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **47** 1486
- [7] LaHaye M D, Buu O, Camarota B and Schwab K C 2004 *Science* **304** 74
- [8] Turner K L, Baskaran R and Zhang 2003 *42nd IEEE Int. Conf. on Decision and Control* vol 3 (Cat.-No. 03CH37475, 2650-1)
- [9] Blick R H *et al* 2002 *J. Phys.: Condens. Matter* **14** R905–45
- [10] Lavrik N V and Datskos P G 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 2697
- [11] Sampathkumar A, Murray T W and Ekinci K L 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 223104
- [12] Ekinci K L and Roukes M L 2005 *Rev. Sci. Instrum.* **76** 061101
- [13] Lifshitz R and Roukes M L 2000 *Phys. Rev. B* **61** 8
- [14] Aldridge J S and Cleland A N 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 156403
- [15] Tilmans H A C, Elwenspoek M and Fluitman J H J 1992 *Sensors Actuators A* **30** 35
- [16] Gimzewski J K, Gerber Ch, Meyer E and Schlittler R R 1994 *Chem. Phys. Lett.* **217** 589
- [17] Barnes J R *et al* 1994 *Rev. Sci. Instrum.* **65** 3793

Literaturverzeichnis

- [1] J. Flowers. The route to atomic and quantum standards. *Science*, 306:1324–1330, November 2004.
- [2] Procés-verbaux des séances du comité international des poids et mesures. volume 20, page 129, 1946.
- [3] B. D. Josephson. *Phys. Lett.*, 1:251–253, 1962.
- [4] K. v. Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper. New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized hall resistance. *Phys. Rev. Lett.*, 45(6):494 – 497, August 1980.
- [5] K. Likharev and A. Zorin. Theory of the bloch-wave oscillations in small josephson junctions. *Journal of Low Temperature Physics*, 59(3):347–382, May 1985.
- [6] J. P. Kauppinen, K. T. Loberg, A. J. Manninen, J. P. Pekola, and R. A. Voutilainen. Coulomb blockade thermometer: Tests and instrumentation. *Review of Scientific Instruments*, 69(12):4166–4175, 1998.
- [7] Mo Li, TangH. X., and RoukesM. L. Ultra-sensitive nems-based cantilevers for sensing, scanned probe and very high-frequency applications. *Nature Nanotechnology*, 2(2):114–120, February 2007.
- [8] Robert G. Knobel and Andrew N. Cleland. Nanometre-scale displacement sensing using a single electron transistor. *Nature*, 424(6946):291–293, July 2003.
- [9] Y.T. Yang, C. Callegari, X.L. Feng, K.L. Ekinci, and M.L. Roukes. Zeptogram-scale nanomechanical mass sensing. *Nano Lett.*, 6(4):583–586, 2006.
- [10] A. N. Cleland and M. L. Roukes. A nanometre-scale mechanical electrometer. *Nature*, 392(6672):160–162, March 1998.
- [11] D. Rugar, R. Budakian, H. J. Mamin, and B. W. Chui. Single spin detection by magnetic resonance force microscopy. *Nature*, 430(6997):329–332, July 2004.
- [12] M. D. LaHaye, O. Buu, B. Camarota, and K. C. Schwab. Approaching the quantum limit of a nanomechanical resonator. *Science*, 304(5667):74–77, 2004.

- [13] Mark W. Keller, editor. *Standards of Current and Capacitance Based on Single-Electron Tunneling Devices*. Proceedings of Fermi school CXLVI:Recent Advances in Metrology and Fundamental Constants”, 2000.
- [14] L. J. Geerligs, V. F. Anderegg, P. A. M. Holweg, J. E. Mooij, H. Pothier, D. Esteve, C. Urbina, and M. H. Devoret. Frequency-locked turnstile device for single electrons. *Phys. Rev. Lett.*, 64(22):2691 – 2694, May 1990.
- [15] Jukka P. Pekola, Juha J. Vartiainen, Mikko Mottonen, Olli-Pentti Saira, Matthias Meschke, and Dmitri V. Averin. Hybrid single-electron transistor as a source of quantized electric current. *Nat Phys*, 4(2):120–124, February 2008.
- [16] C. Urbina D. Esteve H. Pothier, P. Lafarge and M. H. Devoret. Single-electron pump based on charging effects. *Europhys. Lett.*, 17(3):249–254, 1992.
- [17] S. V. Lotkhov, S. A. Bogoslovsky, A. B. Zorin, and J. Niemeyer. Operation of a three-junction single-electron pump with on-chip resistors. *Appl. Phys. Lett.*, 78(7):946–948, 2001.
- [18] Karin Andersson, Per Delsing, and David Haviland. Synchronous cooper pair tunneling in a 1d-array of josephson junctions. *Physica B: Condensed Matter*, 284(Part 2):1816–1817, July 2000.
- [19] J. P. Pekola, A. B. Zorin, and M. A. Paalanen. Control of single-electron tunneling by surface acoustic waves. *Phys. Rev. B*, 50(15):11255–11258, October 1994.
- [20] A. B. Zorin, J. P. Pekola, K. P. Hirvi, and M. A. Paalanen. Pumping of single electrons with a traveling wave. *Physica B: Condensed Matter*, 210(3-4):461–467, May 1995.
- [21] L. Y. Gorelik, A. Isacsson, M. V. Voinova, B. Kasemo, R. I. Shekhter, and M. Jonson. Shuttle mechanism for charge transfer in coulomb blockade nanostructures. *Phys. Rev. Lett.*, 80(20):4526–4529, May 1998.
- [22] S. De Franceschi, S. Sasaki, J. M. Elzerman, W. G. van der Wiel, S. Tarucha, and L. P. Kouwenhoven. Electron cotunneling in a semiconductor quantum dot. *Phys. Rev. Lett.*, 86(5):878–881, January 2001.
- [23] C. Weiss and W. Zwerger. Accuracy of a mechanical single-electron shuttle. *Europhys. Lett.*, 47(1):97–103, 1999.
- [24] Richard P. Feynman. There’s plenty of room at the bottom. <http://www.zyvex.com/nanotech/feynman.html>, 1959.
- [25] K. L. Ekinci and M. L. Roukes. Nanoelectromechanical systems. *Review of Scientific Instruments*, 76(6):061101, 2005.

- [26] A. Erbe, C. Weiss, W. Zwerger, and R. H. Blick. Nanomechanical resonator shuttling single electrons at radio frequencies. *Phys. Rev. Lett.*, 87(9):096106, August 2001.
- [27] Dominik V. Scheible and Robert H. Blick. Silicon nanopillars for mechanical single-electron transport. *Appl. Phys. Lett.*, 84(23):4632–4634, 2004.
- [28] Hyun S. Kim, Hua Qin, and Robert H. Blick. Self excitation of nano-mechanical pillars. *arXiv.org*, page 0708.1646, 2007.
- [29] Thomas Dittrich. *Quantum transport and dissipation*. Wiley-VCH, Weinheim [u.a.], 1998.
- [30] Ralph Baierlein. *Thermal physics*, volume Reprint. Cambridge Univ. Press, Cambridge [u.a.], 2003.
- [31] Josiah Willard Gibbs. *Elementary principles in statistical mechanics developed with especial reference to the rational foundation of thermodynamics*. Scribner, New York u.a., 1902.
- [32] A. Erbe, R. H. Blick, A. Tilke, A. Kriele, and J. P. Kotthaus. A mechanically flexible tunneling contact operating at radio frequencies. *Appl. Phys. Lett.*, 73(25):3751–3753, December 1998.
- [33] David R. Lide and Ohio» Chemical Rubber Company «Cleveland. *CRC handbook of chemistry and physics a ready-reference book of chemical and physical data*, volume 88. ed. Taylor & Francis, Boca Raton [u.a.], 2007.
- [34] Christoph Weiss. *Theoretische Untersuchung zur Genauigkeit von Einzel-Elektronen-Bauelementen*. PhD thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2000.
- [35] Kurt Magnus and Karl Popp. *Schwingungen eine Einführung in physikalische Grundlagen und die theoretische Behandlung von Schwingungsproblemen*, volume 7,. Teubner, Stuttgart [u.a.], 2005.
- [36] Philip Holmes and Calif.» Conference on New Approaches to Nonlinear Problems in Dynamics «1979, Pacific Grove. *New approaches to nonlinear problems in dynamics proceedings of a conference, Asimolar Conference Grounds, Pacific Grove, Calif., December 9 - 14, 1979*. Soc. for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia, 1980.
- [37] S. R. Bishop. Impact oscillators. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 347:345–448, 1994.
- [38] S. W. Shaw. The dynamics of a harmonically excited system having rigid amplitude constraint. *J. Appl. Mech.*, 52:453–464, 1985.
- [39] T. Kotera and M. Shintani. Chaotic and periodic motions in a vibro-impacting system. *JSME International Journal Series C*, 46:659–665, 2003.

- [40] C. N. Bapat. Periodic motions of an impact oscillator. *Journal of Sound and Vibration*, 209:43–60, 1998.
- [41] S. Foale and S. R. Bishop. Dynamical complexities in forced impacting systems. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 338:547–556, 1992.
- [42] A. Isacson. Dynamics of a three-terminal mechanically flexible tunneling contact. *Phys. Rev. B*, 64(3):035326, June 2001.
- [43] C. N. Bapat. Duffing oscillator under periodic impulses. *Journal of Sound and Vibration*, 179:725–732, 1994.
- [44] S. Kulkarni N. Bhutani and C. N. Bapat. Vibroimpacts of a duffing oscillator under sinusoidal force. *Journal of Sound and Vibration*, 210:407–411, 1997.
- [45] Slavka Mitic. Dynamics of the duffing oscillator with impacts. *Facta Universitatis Series: Working and Living Enviromental Protection*, 1:65–72, 1998.
- [46] C. Budd and F. Dux. Chattering and related behaviour in impact oscillators. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 347:365–390, 1994.
- [47] Simon M. Sze. *Physics of semiconductor devices*. Wiley, New York u.a., 2. ed. edition, 1981.
- [48] J. Tersoff and D. R. Hamann. Theory of the scanning tunneling microscope. *Phys. Rev. B*, 31(2):805–, January 1985.
- [49] R. H. Fowler and L. Nordheim. Electron emission in intense electric fields. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character (1905-1934)*, 119(781):173–181, May 1928.
- [50] G. Jänchen, P. Hoffmann, A. Kriele, H. Lorenz, A. J. Kulik, and G. Dietler. Mechanical properties of high-aspect-ratio atomic-force microscope tips. *Appl. Phys. Lett.*, 80(24):4623–4625, June 2002.
- [51] Hans-Jurgen Butt, Brunero Cappella, and Michael Kappl. Force measurements with the atomic force microscope: Technique, interpretation and applications. *Surface Science Reports*, 59(1-6):1–152, October 2005.
- [52] I. W. Frank, D. M. Tanenbaum, A. M. van der Zande, and P. L. McEuen. Mechanical properties of suspended graphene sheets. In *J. Vac. Sci. Technol. B*, volume 25, pages 2558–2561. AVS, November 2007.
- [53] A. San Paulo, J. Bokor, R. T. Howe, R. He, P. Yang, D. Gao, C. Carraro, and R. Maboudian. Mechanical elasticity of single and double clamped silicon nanobeams fabricated by the vapor-liquid-solid method. *Appl. Phys. Lett.*, 87(5):053111, August 2005.

- [54] Marcel W. Pruessner, Todd T. King, Daniel P. Kelly, Rohit Grover, Lynn C. Calhoun, and Reza Ghodssi. Mechanical property measurement of inp-based mems for optical communications. *Sensors and Actuators A: Physical*, 105(2):190–200, July 2003.
- [55] Scott S. Verbridge, Jeevak M. Parpia, Robert B. Reichenbach, Leon M. Bellan, and H. G. Craighead. High quality factor resonance at room temperature with nanostrings under high tensile stress. *J. Appl. Phys.*, 99(12):124304, 2006.
- [56] Stephen D. Senturai. *Microsystem design*, volume 4. print. Kluwer Academic Publ., Boston [u.a.], 2002.
- [57] Mohamed Gad-el Hak. *The MEMS handbook*, volume 2. ed. CRC Press, Boca Raton, FL, 2005.
- [58] A. B. Hutchinson, P. A. Truitt, K. C. Schwab, L. Sekaric, J. M. Parpia, H. G. Craighead, and J. E. Butler. Dissipation in nanocrystalline-diamond nanomechanical resonators. *Appl. Phys. Lett.*, 84(6):972–974, February 2004.
- [59] S.S. Verbridge, D.F. Shapiro, H.G. Craighead, and J.M. Parpia. Macroscopic tuning of nanomechanics: Substrate bending for reversible control of frequency and quality factor of nanostring resonators. *Nano Lett.*, 7(6):1728–1735, 2007.
- [60] Scott S. Verbridge, Harold G. Craighead, and Jeevak M. Parpia. A megahertz nanomechanical resonator with room temperature quality factor over a million. *Appl. Phys. Lett.*, 92(1):013112, January 2008.
- [61] Dustin W. Carr, S. Evoy, L. Sekaric, H. G. Craighead, and J. M. Parpia. Measurement of mechanical resonance and losses in nanometer scale silicon wires. *Appl. Phys. Lett.*, 75(7):920–922, 1999.
- [62] J. Kirschbaum, E. M. Hohberger, R. H. Blick, W. Wegscheider, and M. Bichler. Integrating suspended quantum dot circuits for applications in nanomechanics. *Applied Physics Letters*, 81(2):280–282, 2002.
- [63] Florian W Beil, Laura Pescini, Eva Hohberger, Andreas Kraus, Artur Erbe, and Robert H Blick. Comparing schemes of displacement detection and subharmonic generation in nanomachined mechanical resonators. *Nanotechnology*, 14(7):799–802, 2003.
- [64] R. H. Blick, M. L. Roukes, W. Wegscheider, and M. Bichler. Freely suspended two-dimensional electron gases. *Physica B: Condensed Matter*, 249-251:784–787, June 1998.
- [65] L. Sekaric, J. M. Parpia, H. G. Craighead, T. Feygelson, B. H. Houston, and J. E. Butler. Nanomechanical resonant structures in nanocrystalline diamond. *Appl. Phys. Lett.*, 81(23):4455–4457, 2002.
- [66] Gary L. Harris. *Properties of silicon carbide*. INSPEC, London, 1995.

- [67] Simon M. Sze and Kwok K. Ng. *Physics of semiconductor devices*, volume 3. ed. Wiley-Interscience, Hoboken, NJ, 2007.
- [68] R.K. Ghodssi R. Wen-Hsien Chuang Luger, T. Fettig. Mechanical property characterization of lpcvd silicon nitride thin films at cryogenic temperatures. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 13:870–879, 2004.
- [69] Osamu Tabata, Ken Kawahata, Susumu Sugiyama, and Isemi Igarashi. Mechanical property measurements of thin films using load-deflection of composite rectangular membranes. *Sensors and Actuators*, 20(1-2):135–141, November 1989.
- [70] James D. Plummer, Michael Deal, and Peter B. Griffin. *Silicon VLSI technology fundamentals, practice and modeling*. Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ, 2000.
- [71] S. Dohn, O. Hansen, and A. Boisen. Cantilever based mass sensor with hard contact readout. *Appl. Phys. Lett.*, 88(26):264104, June 2006.
- [72] Zhao Yapu. Stiction and anti-stiction in mems and nems. *Acta Mechanica Sinica*, 19(1):1–10, February 2003.
- [73] G. Gregori and D. R. Clarke. Mechanical creep as a life-limiting factor of radio frequency microswitches. *Appl. Phys. Lett.*, 87(15):154101, October 2005.
- [74] Giuliano Gregori and David R. Clarke. The interrelation between adhesion, contact creep, and roughness on the life of gold contacts in radio-frequency microswitches. *J. Appl. Phys.*, 100(9):094904, November 2006.
- [75] Hyukjae Lee, Ronald A. Coutu, Shankar Mall, and Kevin D. Leedy. Characterization of metal and metal alloy films as contact materials in mems switches. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 16(3):557–563, 2006.
- [76] K. R. Williams, K. Gupta, and M. Wasilik. Etch rates for micromachining processing – part 2. *Journal Of Microelectromechanical Systems*, 12(6):761–778, December 2003.

Danksagung

Mein ganz besonderen Dank gilt Herrn Prof. Jörg Kotthaus für das optimale Forschungsumfeld an seinem Lehrstuhl. Die großzügige Gestaltungsfreiheit, die angenehme Atmosphäre und die hervorragende Ausstattung waren eine Grundvoraussetzung für das Zustandekommen dieser Arbeit. Herzlichen Dank Jörg!

Ich danke Herrn Prof. Khaled Karrai, der sich trotz seines engen Zeitplans immer wieder Zeit für meine Fragen genommen hat. Seine Erfahrung und sein direkter Blick für das Wesentliche waren immer wieder von unschätzbarem Wert. Vielen Dank Khaled!

Constanze Metzger danke ich für ihre uneingeschränkte Bereitschaft, ihr Wissen weiterzugeben. Der Weg zum Ziel wurde dadurch oft verkürzt. Danke Danke Danke!

Eva Weig möchte ich für die tolle Zusammenarbeit in den letzten Monaten meiner Arbeit danken. Sie hat mir besonderen Spass und Freude bereitet. Ihrer gewissenhaften Auseinandersetzung mit meiner Arbeit verdanke ich viele wertvolle Anregungen und Verbesserungen. Vielen Dank Eva!

Stefan Manus, dem Meister der Hochfrequenzelektronik, danke ich für seine stets hilfreiche Kompetenz. Sein Rat beim Planen von Experimenten war oft von großem Wert, um die Machbarkeit eines Vorhabens sicher zustellen. Stefan, vielen Dank!

Alexander Paul danke ich für seine besondere Unterstützung während meiner intensiven Arbeit im Reinraum. Sein treffsicherer Instinkt hat Probleme oft im Handumdrehen aus dem Wege geräumt und damit ein reibungsloses Vorankommen ermöglicht. Tausend Dank und Grüße ins Saarland!

Herrn Aust und seinem ganzen Werkstattteam danke ich für den engagierten Einsatz bei der Fertigung von Teilen meines experimentellen Aufbaus. Ihr Interesse und ihre Anteilnahme war von großer Hilfe.

Stefan Schöffberger danke ich für die hervorragende Reinraumbetreuung während seiner Zeit am Lehrstuhl von Prof. Kotthaus. Vielen Dank Stefan!

Meinem Zimmergenossen Martin Kroner danke ich ganz herzlich für seine Bereitschaft, immer gerne mit Rat und Tat zur Seite zu stehen. Herzlichen Dank Martin für die nette Zimmernachbarschaft.

Martina Jüttner danke ich für die immer gute Laune und für die tollen Fotos, die sie in den passenden Momenten von mir geschossen hat, um sie dann mit dem ganzen Lehrstuhl im Postschrank zu teilen. Vielen Dank Martina!

Hendrik, Dir ein ganz herzliches Dankeschön für das kritische Lesen meiner Arbeit und für die super Zeit mit Dir in München. Prost! Tim und Hendrik, Euch beiden zusammen

tausend Dank für die gemeinsamen kultivierten Diskussionsrunden. Der Gesprächskreis war in vielerlei Hinsicht inspirierend. Vielen Dank und allerbeste Grüße nach Boston!

Valli, tausend Dank für den Korrektorendspurt in den letzten Tagen. Danke Valli!

Jan, Dir einen herzlichen Dank für das Lesen meiner Arbeit und für die konstruktiven Anregungen. Auch danke ich Dir und Lars für die immer wieder schönen Treffen in Göttingen.

Philipp, vielen Dank, dass Du meine Arbeit so schnell und gründlich gelesen hast und für die vielen guten Ratschläge. Auch danke ich Dir für die musikalischen Inspirationen, auf die ich mich auch in Zukunft freue.

Ralf Jungmann und Julia Schmitz danke ich für die tolle Kooperation und die gemeinsamen AFM-Experimente an den Einzel-Elektronen-Transistoren. Vielen Dank für die netten Feiertage, an denen die Arbeit zum Freizeitvergnügen wurde.

Quirin, Meister des LabMasters und von Mathematica, Dir einen besonderen Dank für die immer schnelle und professionelle Hilfe, ein "notebook" um die richtigen Codezeilen zu erweitern.

Georg und Jose einen ganz herzlichen Dank für das Eichen von Temperaturwiderständen, mit denen Ihr entscheidend zu der Erweiterung der Temperaturmessung in meinem Aufbau beigetragen habt.

Ich danke dem Lehrstuhlteam: Danke Bert für die allzeitbereite wohlwollende Unterstützung, Wolfgang Dir einen besonderen Dank für den Zugang zu professionellem Werkzeug und der Anleitung zu dessen Gebrauch, Pit, Dir vielen Dank für die Versorgung mit flüssigem Helium.

Vielen Dank auch an das Attocubeteam Christoph und Mitzi für die nette und kooperative Zusammenarbeit.

Ich danke der Studienstiftung des Deutschen Volkes, der Deutschen Forschungsgemeinschaft, der Nano-Initiative-München und der Ludwig-Maximilians-Universität für die finanzielle Unterstützung meiner Forschungsarbeit.

Lebenslauf

Daniel Ruben König, geboren 13. Oktober 1975 in Göttingen

| | |
|---------------|--|
| 1982 - 1986 | Höltyschule, Göttingen, Deutschland |
| 1986 - 1988 | Bert-Brecht-Schule, Göttingen, Deutschland |
| 1988 - 1989 | Theodor-Heuss-Gymnasium, Göttingen, Deutschland |
| 1989 - 1990 | Internatsgymnasium Pädagogium, Bad Sachsa, Deutschland |
| 1990 - 1993 | Hainberg-Gymnasium, Göttingen, Deutschland |
| 1993 - 1994 | West Vancouver Senior Secondary School, Vancouver, Canada |
| 1994 - 1996 | Hainberg-Gymnasium, Göttingen, Deutschland |
| 22.05.1996 | Allgemeine Hochschulreife |
| 1997 - 1998 | Individuelle Schwerstbehindertenbetreuung bei der Selbsthilfe Körperbehinderter, Göttingen, Deutschland |
| 1998 - 2000 | Studium der Physik Georg-August-Universität, Göttingen, Deutschland |
| 2000 - 2001 | Auslandsstudium der Physik University of California, San Diego, USA |
| 2001 - 2003 | Hauptstudium der Physik Ludwig-Maximilians-Universität, München, Deutschland |
| 2003 - 2004 | Diplomarbeit Ludwig-Maximilians-Universität, München, Deutschland |
| 07.01.2004 | Diplom der Physik Ludwig-Maximilians-Universität, München, Deutschland |
| seit 1.5.2004 | Doktorarbeit in der Physik Lehrstuhl Prof. Dr. Kotthaus Ludwig-Maximilians-Universität, München, Deutschland |