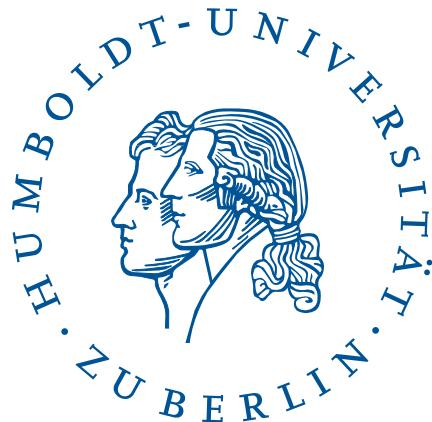


Konstruktion, Fertigung und Charakterisierung  
einer Paulfalle zum Einfangen von Nanodiamanten

BACHELORARBEIT

zur Erlangung des akademischen Grades  
Bachelor of Science (B. Sc.) im Fach Physik



eingereicht an der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I  
Institut für Physik  
Humboldt-Universität zu Berlin

von  
Joachim Zoll  
geboren am 27.09.1988 in Biberach a. d. Riß

Betreuung:

1. Prof. Dr. O. Benson
2. Prof. Dr. K. Busch

eingereicht am: 30. September 2014

## **Zusammenfassung**

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung einer Paulfalle zum Einfang von Nanodiamanten. Es werden Diamanten mit NV-Zentren in einer linearen Paulfalle eingefangen und stabilisiert, wobei die Diamanten mit dem Elektrospray elektrisch aufgeladen und in die Falle gebracht werden. Des Weiteren werden die Diamanten auf ihre Größe und Fluoreszenz hin untersucht. Aufgrund der geringen Aufsammeleffizienz der Fluoreszenz werden zwei neue Fallen mit einem besseren optischen Zugang entwickelt. Die erste Falle besteht aus zwei sich gegenüberstehenden Nadeln, wobei man beim Test dieser Falle feststellte, dass die Teilchen nicht ausreichend stabilisiert werden können. Es wird eine zweite Nadelfalle aus vier Wolframnadeln konstruiert, wobei diese einen Quadrupol bilden. In dieser Falle können Teilchen ausreichend gut stabilisiert werden. Außerdem wird ein Transfer eines Teilchens zwischen der Quadrupol-Nadelfalle und einer linearen Falle mit Segmenten vorgestellt. Diese Arbeit legt die Grundlage für weiterführende Experimente mit freischwebenden Nanodiamanten in der Quadrupol-Nadelfalle.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Die ideale Paulfalle</b>	<b>4</b>
2.1 Die ideale lineare Paulfalle . . . . .	4
2.1.1 Bewegungsgleichungen . . . . .	5
2.1.2 Stabilität . . . . .	6
2.1.3 Luftreibung . . . . .	7
2.1.4 Näherungslösung der Mathieu'schen Differentialgleichung . . .	8
2.1.5 Gravitation . . . . .	9
2.1.6 Axiale Speicherung . . . . .	10
2.2 Die klassische Paulfalle . . . . .	13
<b>3 Nanodiamanten in der linearen Falle</b>	<b>14</b>
3.1 Die lineare Paulfalle . . . . .	14
3.2 Elektrische Beschaltung . . . . .	14
3.3 Elektrospray . . . . .	15
3.4 Optischer Aufbau . . . . .	16
3.5 Nanodiamanten mit NV-Defekten . . . . .	17
3.6 Einfang und Stabilisation der Diamanten . . . . .	18
3.7 Ablage eines Teilchens auf einer Glasfaser . . . . .	20
3.8 Fluoreszenzspektrum der Diamanten . . . . .	21
<b>4 Nadelfalle mit zwei Elektroden</b>	<b>23</b>
4.1 Simulation . . . . .	23
4.2 Konstruktion und elektrische Versorgung . . . . .	26
4.3 Einfang von Teilchen . . . . .	27
<b>5 Quadrupol-Nadelfalle</b>	<b>29</b>
5.1 Simulation . . . . .	29
5.2 Konstruktion und Fertigung . . . . .	33
5.3 Einfang von Teilchen . . . . .	38
<b>6 Transfer eines Teilchens</b>	<b>40</b>
<b>7 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>43</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Ideale lineare Paulfalle	4
2.2	Stabilitätsdiagramm	7
2.3	Lineare Paulfalle mit Abschlussselektroden	10
2.4	Verkleinerung des ersten Stabilitätsbereichs aufgrund der axialen Spannung.	11
2.5	Segmentierte Paulfalle	12
2.6	Klassische Paulfalle	13
3.1	Elektrische Versorgung	15
3.2	Elektrospray	16
3.3	Optischer Aufbau	16
3.4	NV-Gitter und Energieniveau	17
3.5	Stabilisation der Teilchen	19
3.6	Lineare Falle mit Glasfaser	20
3.7	Faserfacette mit Diamantteilchen	20
3.8	Atomkraftmikroskop-Messung	21
3.9	Fluoreszenzspektrum von Diamantpartikeln	22
4.1	Nadelfalle mit zwei Elektroden	23
4.2	Tetraedernetz für zwei Nadeln	24
4.3	Potential zweier Nadelelektroden	25
4.4	Spitzen der Nähnadeln	26
4.5	Nadelfalle mit zwei Elektroden und deren elektrischer Versorgung	27
4.6	Nadelfalle mit Bärlappspore	27
5.1	Nadelfalle mit vier Elektroden	29
5.2	Vernetzung der Quadrupol-Nadelfalle	30
5.3	Potential der Quadrupol-Nadelfalle	32
5.4	Versatz des Fallenzentrums	33
5.5	Wolframnadel spitzen	33
5.6	Nadelhalterung	34
5.7	Servo und Exzenter scheibe	34
5.8	Schmelzen der Glaskugeln	35
5.9	Basisplatte	35
5.10	Basis- und Deckelplatte	36
5.11	Elektrische Versorgung der Quadrupol-Nadelfalle	37
5.12	Bild der Quadrupol-Nadelfalle	38
5.13	Schematische Darstellung des Aufbaus der Quadrupol-Nadelfalle	38
5.14	Bärlappspore in der Quadrupol-Nadelfalle	39

6.1	Schematische Darstellung des Transfers eines Teilchens . . . . .	40
6.2	Transfer eines Teilchens . . . . .	42
7.1	Schematische Darstellung des Anit-Stokes-Prozess . . . . .	44

# 1. Einleitung

Mit Paulfallen können einzelne geladene Partikel freischwebend untersucht werden. Dies bietet den Vorteil, dass die Partikel keiner Wechselwirkung mit anderen Partikeln oder Oberflächen ausgesetzt sind. Es gibt zahlreiche Anwendungsmöglichkeiten der Paulfalle in verschiedensten Forschungsschwerpunkten. Wolfgang Paul erhielt 1989 mit Hans G. Dehmelt für die Entwicklung der elektromagnetischen Fallen neben Norman Ramsey den Nobelpreis für Physik.

Im Jahr 1955 wurde von Paul und Raether das erste Massenfilter vorgestellt, das rein elektrisch funktionierte und aus vier runden Messingstangen bestand [PR55]. Dieses wurde dann 1958 zum Massenspektrometer weiterentwickelt und es kamen die ersten Vorschläge auf zur dreidimensionalen Speicherung von geladenen Partikeln [PRVZ58, Fis59]. Die als Ionenkäfig vorgestellte Elektrodengeometrie bestand aus einer Ring- und zwei Deckelektroden und wurde später nach Paul benannt. Von Wuerker et. al. wurden die ersten Metallteilchen aus Aluminium und Eisen im Größenbereich von ein paar Mikrometern gefangen [WSL59]. Fischer gelang der erste Einfang von ionisierten Molekülen und Elektronen [Fis59]. Im Jahr 1978 wurde von Dehmelt et. al. zum ersten Mal von einer Laserkühlung an freischwebenden Barium-Ionen in einer Paulfalle berichtet [NHTD78]. Derselben Gruppe gelang es zwei Jahre später ein einzelnes Barium-Ion zu fangen und zu kühlen [NHTD80]. Von einer Laserkühlung bis zum Nullpunkt der Bewegungsenergie eines freischwebenden Quecksilber-Ions wurde zum ersten Mal im Jahre 1989 von der Gruppe um Winegard berichtet [DBIW89].

Bis zu diesem Zeitpunkt wurde für die rein elektrische Speicherung von geladenen Partikeln nur die Elektrodengeometrie verwendet, die in den 50er Jahren als Ionenkäfig vorgestellt wurde. Im Jahr 1989 wurde die erste lineare Paulfalle vorgestellt, die wie das Massenspektrometer aus zylindrischen Elektroden bestand, aber an den Enden zusätzliche Stiftelektroden für die axiale Speicherung hatte [PDM89]. Im Vergleich zu der klassischen Paulfalle hat die lineare Paulfalle ein ausgedehntes Fallenzentrum, das ihr einen großen Vorteil gegenüber der klassischen Falle verschafft. Befinden sich mehrere Partikel in der Falle, hält sich in der klassischen Falle maximal ein Teilchen im Fallenzentrum auf und die restlichen befinden sich außerhalb des Zentrums. Dort werden sie zu einer ständigen Bewegung gezwungen, die nicht gekühlt werden kann. Bei der linearen Falle können viele Teilchen nebeneinander im ausgedehnten Fallenzentrum stabil gespeichert werden und gleichzeitig untersucht werden. Dies ist zum Beispiel für zukünftige Quantencomputer wichtig. Im Jahr 1995 kam von Cirac et. al. der Vorschlag für einen Quantencomputer auf Basis von gekühlten Ionen in einer linearen Paulfalle [CZ95].

Paulfallen werden auch für eine Vielzahl von anderen Experimenten verwendet. Sie

werden für die Massenspektrometrie [DFM05], Bestimmung von Brechungsindizes [DL04], Ionisationspotentialen [AH85] und wie hier für die Fluoreszenzspektroskopie [AF86] genutzt. Für die meisten Experimente werden die gefangenen Teilchen beleuchtet und es wird das gestreute oder lumineszente Licht zur Untersuchung der Teilcheneigenschaften aufgesammelt. Ein großer Nachteil den die lineare und klassische Falle für die Detektion haben, ist der beschränkte optische Zugang durch die Begrenzung der Elektroden. Vor allem bei der Detektion von fluoreszentem Licht von gefangenen Partikeln die relativ wenig Photonen pro Zeit emittieren macht sich dies bemerkbar.

Die Entwicklung neuer Elektrodengeometrien zur elektrischen Speicherung von geladenen Partikeln ist bis heute nicht abgeschlossen. Die Geometrien wurden immer mehr vereinfacht und verkleinert. In den vergangenen Jahren wurden einige neue Geometrien vorgestellt, wie zum Beispiel Fallen mit planaren Oberflächenelektroden [PLB<sup>+</sup>06], Ring- oder Lochelektroden [BDK92] oder Nadelfallen [DOS<sup>+</sup>06]. Mit diesen Fallen lassen sich Teilchen ebenfalls effizient fangen und dabei bieten sie einen größeren optischen Zugang. In dieser Arbeit soll für die Untersuchung quantenoptomechanischer Effekte an gefangenen Nanopartikeln eine spezielle Fallengeometrie vorgestellt werden. Als Partikel sollen Nanodiamanten im Größenbereich unter einem Mikrometer gefangen werden. Diese enthalten einzelne fluoreszente Fehlstellen, die mit den mechanischen Eigenschwingungen wechselwirken. Eine geeignete Falle muss deshalb sowohl einen stabilen Einfang ermöglichen als auch einen guten optischen Zugang bieten, um das sehr geringe Fluoreszenzsignal effizient detektieren zu können. Solche Eigenschaften bietet eine hier neu entwickelte Falle, die im Wesentlichen aus vier dünnen Nadeln besteht. Sie ermöglicht eine deutlich größere Aufsammelfizienz als die bisher in der AG Nanooptik verwendeten linearen Fallen.

In Kapitel 2 wird auf die theoretischen Grundlagen für den Einfang von geladenen Teilchen, bei einer idealen Fallengeometrie, eingegangen. Es wird die Mathieu'sche Differentialgleichung und ihre Lösungen vorgestellt. Außerdem wird der Einfluss der Luftreibung und der Gravitation auf die Lösung der Differentialgleichung berücksichtigt.

Der Einfang und die Stabilisation von Nanodiamanten in einer linearen Paulfalle wird in Kapitel 3 vorgestellt. Die Teilchen werden spektroskopisch untersucht und es wird gezeigt, wie die Mikro- und Makrobewegung durch Veränderung der Faltenparameter verringert werden kann. Zum Abschluss wird die Notwendigkeit einer offeneren Fallengeometrie belegt.

In Kapitel 4 wird der erste Prototyp einer Nadelfalle präsentiert, die aus zwei sich gegenüberstehenden Nadeln besteht. Es wird das Potential in der Umgebung des Fallenzentrums gezeigt und das Einfangen von Teilchen demonstriert.

Kapitel 5 beschäftigt sich mit einer weiteren, komplizierteren Nadelfalle, die aus vier Wolframmnadeln besteht. Es wird auf die Konstruktion und Fertigung sowie auf das Potential eingegangen. Außerdem wird ebenfalls gezeigt wie Teilchen eingefangen werden können.

Ein Teilchentransfer zwischen einer segmentierten Falle und der konstruierten Nadel-

falle wird in Kapitel 6 vorgestellt. Dieser Transfer ist notwendig, da die Diamanten mit dem Elektrospray elektrisch aufgeladen und mit der Quadrupol-Nadelfalle nur schwer eingefangen werden können.

Abschließend endet die Arbeit mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick auf weitere Experimente.

## 2. Die ideale Paulfalle

Mit einer Paulfalle können elektrisch geladene Partikel gefangen und stabilisiert werden, indem eine rücktreibende elektrische Kraft auf das Partikel wirkt, sobald es das Fallenzentrum verlässt [Pau90]. Dieser Bedingung genügt ein statisches Potential der Form:

$$\Phi \sim \alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2 . \quad (2.1)$$

Beachtet man allerdings die Laplacegleichung  $\Delta\Phi = 0$ , erkennt man, dass das statische Potential in mindestens eine Raumrichtung abstoßend sein muss. Zur Stabilisierung von Partikeln können daher nur zeitabhängige Potentiale verwendet werden. Es gibt zwei einfache Lösungen für Gleichung (2.1):

$$a) \quad \alpha = 1 = -\beta, \quad \gamma = 0 \quad b) \quad \alpha = \beta = 1, \quad \gamma = -2 . \quad (2.2)$$

Die Parameter a) beschreiben die lineare und die Parameter b) die klassische Paulfalle.

### 2.1 Die ideale lineare Paulfalle

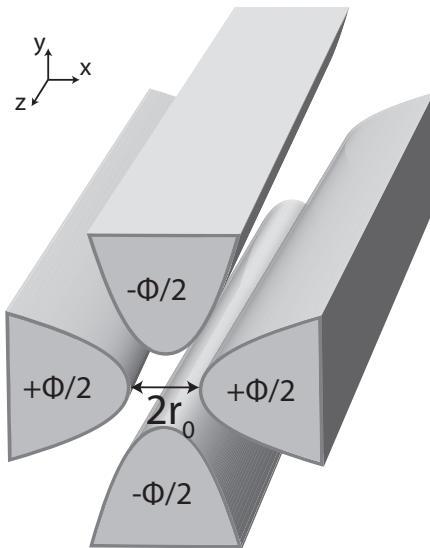


Abbildung 2.1: Ideale lineare Paulfalle mit hyperbolisch geformten Elektroden.

Die ideale lineare Paulfalle besteht aus vier hyperbolisch geformten Elektroden, die unendlich lang sind. Wird, wie in Abbildung 2.1 gezeigt, an die Elektroden das zeitabhängige Potential  $\Phi_0(t)$  angelegt und sei der Elektrodenabstand  $2r_0$ , so ergibt

sich folgendes Potential:

$$\Phi(x, y, t) = \Phi_0(t) \frac{x^2 - y^2}{2r_0^2} . \quad (2.3)$$

Aus diesem Potential erhält man folgende elektrische Feldkomponenten:

$$E_x = -\Phi_0(t) \frac{x}{r_0^2} , \quad E_y = \Phi_0(t) \frac{y}{r_0^2} \quad \text{und} \quad E_z = 0 . \quad (2.4)$$

An den elektrischen Feldstärken erkennt man die fokussierende und defokussierende Wirkung der resultierenden Kraft in die x- und y-Richtung. Durch anlegen eines periodischen Potentials

$$\Phi_0(t) = U_{DC} + U_{AC} \cos(\Omega t) \quad (2.5)$$

mit der Gleichspannungsamplitude  $U_{DC}$ , der Wechselspannungsamplitude  $U_{AC}$  und der Frequenz  $\Omega$ , kann man dieses Problem effektiv vermeiden. Durch die Periodizität der angelegten Spannung wechselt sich die fokussierende und defokussierende Wirkung zwischen den beiden Raumrichtungen ab und man erhält für geeignete Parameter eine stabile Partikelbahn.

### 2.1.1 Bewegungsgleichungen

Aus dem elektrischen Feld Gl. (2.4) und dem Potential Gl. (2.5) ergeben sich für ein Partikel mit der Ladung  $q$  und der Masse  $m$  folgende Bewegungsgleichungen:

$$\begin{aligned} \ddot{x} + \frac{q}{mr_0^2} (U_{DC} + U_{AC} \cos(\Omega t)) \cdot x &= 0 , \\ \ddot{y} - \frac{q}{mr_0^2} (U_{DC} + U_{AC} \cos(\Omega t)) \cdot y &= 0 , \\ \ddot{z} &= 0 . \end{aligned} \quad (2.6)$$

Führt man die dimensionslosen Parameter

$$a_x = -a_y = \frac{4qU_{DC}}{mr_0^2\Omega^2} , \quad q_x = -q_y = \frac{2qU_{AC}}{mr_0^2\Omega^2} , \quad \Omega t = 2\xi \quad (2.7)$$

ein, erhält man aus Gl. (2.6) die Mathieu'schen Differentialgleichungen:

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{d\xi^2} + (a_x + 2q_x \cos(2\xi)) \cdot x &= 0 , \\ \frac{d^2y}{d\xi^2} + (a_y + 2q_y \cos(2\xi)) \cdot y &= 0 . \end{aligned} \quad (2.8)$$

In der sogenannten Normalform kann man die Mathieu'sche Differentialgleichungen wie folgt zusammenfassen:

$$\frac{d^2u}{d\xi^2} + (a_u + 2q_u \cos(2\xi)) \cdot u = 0 \quad \text{mit} \quad u = x, y . \quad (2.9)$$

Die allgemeinen Lösungen dieser Differentialgleichung können als Linearkombination zweier Fourierreihen dargestellt werden [MS54]:

$$u(\xi) = A \cdot e^{i\beta_u \xi} \sum_{s=-\infty}^{\infty} c_{2s,u} e^{2is\xi} + B \cdot e^{-i\beta_u \xi} \sum_{s=-\infty}^{\infty} c_{2s,u} e^{-2is\xi} . \quad (2.10)$$

Die Koeffizienten  $c_{2s,u}$  lassen sich über folgende rekursive Formel bestimmen

$$c_{2s+2,u} = \frac{a_u - (\beta_u + 2s)^2}{q_u} \cdot c_{2s} - c_{2s-2} \quad (2.11)$$

und hängen somit nur von den Parametern  $a_u$ ,  $q_u$  und dem charakteristischen Exponent  $\beta_u$  ab. Der charakteristische Exponent  $\beta_u$  hängt ebenfalls über eine Kettenbruchgleichung nur von den Paramtern  $a_u$  und  $q_u$  ab [Bla06]. Die Koeffizienten  $A$  und  $B$  ergeben sich aus den Anfangsbedingungen der Partikeltrajektorie.

### 2.1.2 Stabilität

Betrachtet man die Lösung Gl. (2.10), so kann man bereits Schlussfolgerungen über die Stabilität der Trajektorie treffen. Im Falle, dass der charakteristische Exponent  $\beta_u$  komplexwertig ist und  $A \neq 0$ ,  $B \neq 0$  gilt, steigt einer der Summanden von Gl. (2.10) exponentiell an und die Teilchenbahn ist instabil. Das Teilchen verlässt das Fallenzentrum und trifft auf die Elektroden. Die Trajektorie ist nur dann periodisch und stabil, falls der charakteristische Exponent nicht ganzzahlig und reell ist. Ist der charakteristische Exponent ganzzahlig und reell, gibt es genau eine periodische, beschränkte Lösung [Bla06]. Diese sogenannten charakteristischen Funktionen trennen die stabilen von den instabilen Bereichen.

Die Stabilität der Lösungen hängt also allein von den Fallen- und Partikelparametern  $a_u$  und  $q_u$  ab und nicht von den Anfangsbedingungen  $A$  und  $B$ . Um die Stabilitätsbereiche darzustellen, trägt man die charakteristischen Kurven  $a_u = a_u(q_u)$  in ein Koordinatensystem ein. Dazu werden die charakteristischen Funktionen in gerade Lösungen  $a_{m,u}$  und ungerade Lösungen  $b_{m,u}$  unterteilt, mit  $m \in \mathbb{N}$ . Aus einer Potenzreihenentwicklung um  $q_u = 0$  erhält man näherungsweise diese Funktionen. Die ersten vier Funktionen lauten wie folgt [MS54]:

$$\begin{aligned} a_{0,u} &= -\frac{1}{2}q_u^2 + \frac{7}{128}q_u^4 - \frac{29}{2304}q_u^6 + \frac{68687}{18874368}q_u^8 + O(q_u^{10}) \quad , \\ a_{1,u} &= 1 + q_u - \frac{1}{8}q_u^2 - \frac{1}{64}q_u^3 - \frac{1}{1536}q_u^4 + \frac{11}{36864}q_u^5 + \frac{49}{589824}q_u^6 + O(q_u^7) \quad , \\ b_{1,u} &= 1 - q_u - \frac{1}{8}q_u^2 + \frac{1}{64}q_u^3 - \frac{1}{1536}q_u^4 - \frac{11}{36864}q_u^5 + \frac{49}{589824}q_u^6 + O(q_u^7) \quad , \\ b_{2,u} &= 4 - \frac{1}{12}q_u^2 + \frac{5}{13824}q_u^4 - \frac{289}{79626240}q_u^6 + \frac{21391}{458647142400}q_u^8 + O(q_u^{10}) \quad . \end{aligned} \quad (2.12)$$

Die Reihenfolge der Kurven ist für  $q_u > 0$

$$a_{0,u} < b_{1,u} < a_{1,u} < b_{2,u} < a_{2,u} < \dots \quad (2.13)$$

und für die Stabilität gilt:

$$a_{m,u} < a_u < b_{m+1,u} \quad . \quad (2.14)$$

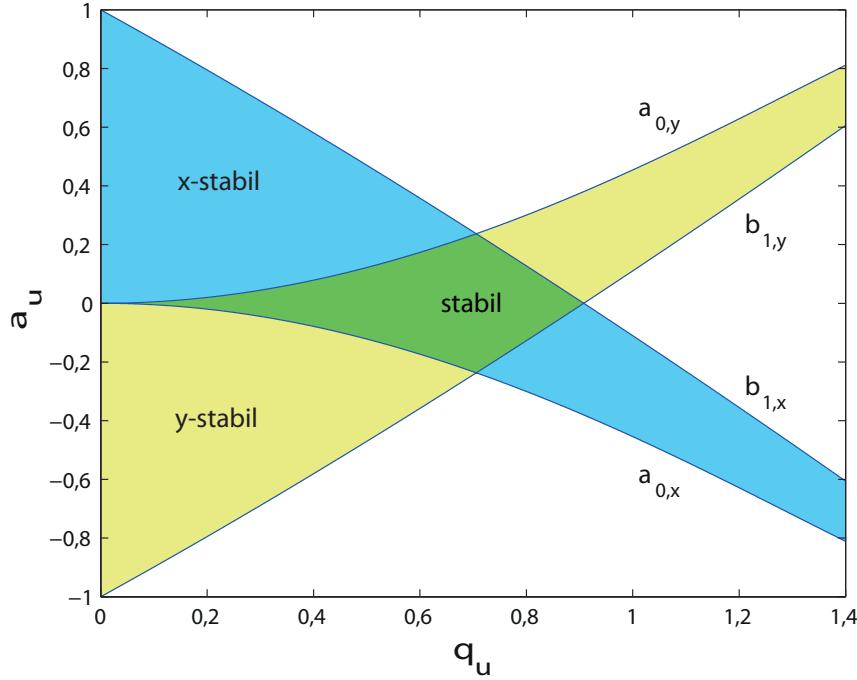


Abbildung 2.2: Stabilitätsdiagramm für die erste Stabilitätszone. Dargestellt sind die ersten zwei charakteristischen Kurven für die x- bzw. y-Komponente. Der blaue Bereich ist x-stabil und der gelbe y-stabil. Der grün markierte Bereich ist für x und y stabil.

In Abbildung 2.2 betrachtet man den ersten Stabilitätsbereich. Auf der  $q_u$ -Achse ( $0 < q_u < q_{u,max} = 0,908$ ), kommt man mit Gleichung (2.7) auf folgende Stabilitätsbedingung:

$$\frac{q}{m} < \frac{0,908}{2} \cdot \frac{\Omega^2 r_0^2}{U_{AC}} . \quad (2.15)$$

Dies entspricht einem Betrieb der Falle ohne zusätzlich angelegte Gleichspannung auf den Elektroden.

### 2.1.3 Luftreibung

Im Falle, dass die Paulfalle nicht im Vakuum betrieben wird, spielt die Luftreibung als zusätzlich wirkende Kraft eine wesentliche Rolle. Geht man davon aus, dass die Luftreibung proportional zur Geschwindigkeit des Teilchens ist (Stokes'sche Reibung) [WO91], dann wirkt auf ein sphärisches Teilchen mit Radius R und der Dichte  $\rho$  folgende Kraft:

$$F_{Stokes,u} = -6\pi\eta R^2 \frac{du}{dt} , \quad (2.16)$$

wobei  $\eta$  die Viskosität des umgebenden Mediums ist.

Die Lösungen der Mathieu'schen Differentialgleichung (2.10) wird dann um einen mit zunehmender Zeit exponentiell abnehmenden Faktor erweitert:

$$u(\xi) = A \cdot e^{(i\beta'_u - k)\xi} \sum_{s=-\infty}^{\infty} c_{2s,u} e^{2is\xi} + B \cdot e^{(-i\beta'_u - k)\xi} \sum_{s=-\infty}^{\infty} c_{2s,u} e^{-2is\xi} , \quad (2.17)$$

mit dem Reibungskoeffizient

$$k = \frac{9}{2} \frac{\eta}{\rho \Omega R^2} . \quad (2.18)$$

An Gleichung (2.17) kann man bereits erkennen, dass die Stabilitätsbereiche unter Berücksichtigung der Reibung vergrößert werden. Der charakteristische Exponent  $\beta'_u$  kann nun auch komplexwertig sein, um auf stabile Teilchenbahnen zu kommen. Die einzige Bedingung die an den charakteristischen Exponenten für stabile Lösungen gestellt werden muss, ist:

$$\text{Im}(\beta'_u) < k . \quad (2.19)$$

Die modifizierten Stabilitätsgrenzen werden nun durch die Gleichung  $\text{Im}(\beta'_u) = k$  beschrieben und reichen bis in die instabilen Bereiche von Gl. (2.10) hinein. Für  $k = 2$  wird der Wert  $q_{u,\max}$  um einen Faktor 6 vergrößert [Kuh07]. Der Wert  $q_{u,\max}$  steigt monoton mit dem Reibungskoeffizient. Die Stabilitätsbedingung (2.15) verändert sich somit wie folgt:

$$\frac{q}{m} < \frac{q_{u,\max}}{2} \cdot \frac{\Omega^2 r_0^2}{U_{AC}} . \quad (2.20)$$

## 2.1.4 Näherungslösung der Mathieu'schen Differentialgleichung

Um eine anschauliche Lösung der Teilchenbewegung zu erhalten, kann man die Lösung der Mathieu'schen Differentialgleichung in zwei Komponenten aufteilen [WSL59, WO91]. In eine langsam schwingende über eine Periode der Mikrobewegung gemittelte Säkularbewegung  $\bar{u}(\xi)$  und eine schnell schwingende Mikrobewegung  $\delta(\xi)$ , angetrieben mit der Frequenz  $\Omega$ :

$$u(\xi) = \bar{u}(\xi) + \delta(\xi) . \quad (2.21)$$

Die Amplitude der Säkularbewegung ist wesentlich größer als die der Mikrobewegung, damit gilt:

$$\delta \ll \bar{u} , \quad \frac{d\bar{u}}{d\xi} \ll \frac{d\delta}{d\xi} . \quad (2.22)$$

Setzt man den Ansatz Gl. (2.21), unter Beachtung der obigen Bedingungen, in die Mathieu'sche Differentialgleichung Gl. (2.9) ein, so erhält man folgendes Verhältnis zwischen Mikro- und Säkularbewegung:

$$\delta(\xi) = \frac{q_u}{2} \cos(2\xi) \cdot \bar{u}(\xi) . \quad (2.23)$$

Es wurde außerdem angenommen, dass  $a_u \ll q_u$ . Die Mikrobewegung ist also für die y-Komponente um einen Faktor  $\pi$  phasenverschoben zur antreibenden Wechselspannung und für die x-Komponente phasengleich.

Setzt man Gleichung (2.21) und (2.23) in die Mathieu'sche Differentialgleichung ein, so erhält man:

$$\frac{d^2 u(\xi)}{d\xi^2} = \left( -a_u - q_u \left( \frac{a_u}{2} + 2 \right) \cos(2\xi) - q_u^2 \cos^2(2\xi) \right) \bar{u}(\xi) \quad (2.24)$$

Über eine Periode der Mikrobewegung gemittelt erhält man:

$$\frac{d^2 \bar{u}}{d\xi^2} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d^2 u}{d\xi^2} d\xi = - \left( a_u + \frac{q_u^2}{2} \right) \bar{u} . \quad (2.25)$$

Dies ist die wohlbekannte Differentialgleichung des harmonischen Oszillators, die Lösungen davon sind:

$$\bar{u}(\xi) = \bar{u}_1 \sin(\bar{\omega}_u \xi) + \bar{u}_2 \cos(\bar{\omega}_u \xi) \quad \text{mit} \quad \bar{\omega}_u = \sqrt{a_u + \frac{q_u^2}{2}} \quad . \quad (2.26)$$

Als gesamte Lösung für die Bewegung erhält man dann:

$$u(\xi) = (\bar{u}_1 \sin(\bar{\omega}_u \xi) + \bar{u}_2 \cos(\bar{\omega}_u \xi)) \cdot \left(1 + \frac{q_u}{2} \cos(2\xi)\right) \quad . \quad (2.27)$$

Für die Säkularbewegung (2.26) kann man ein sogenanntes Pseudopotential  $U$  aufstellen:

$$qU_P = \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2) \quad , \quad (2.28)$$

wobei  $\omega_u = \bar{\omega}_u \frac{\Omega}{2}$  die Eigenfrequenz in der Realzeit  $t$  ist. Setzt man die angelegte Gleichspannung und damit  $a_u = 0$  gleich Null, dann erhält man für das Pseudopotential:

$$U_P = \frac{1}{4} \frac{qU_{AC}^2}{mr_0^4 \Omega^2} (x^2 + y^2) \quad . \quad (2.29)$$

Die Potentialtiefe hängt quadratisch von der angelegten Wechselspannung ab, zwischen Fallenzentrum und Elektrode beträgt sie:

$$U_{P,max} = \frac{1}{4} \frac{qU_{AC}^2}{mr_0^2 \Omega^2} \quad . \quad (2.30)$$

Die angelegte Wechselspannung sollte also so groß wie möglich gewählt werden, um effizient Teilchen zu fangen. Allerdings hängt die Stabilitätsbedingung Gl. (2.15) umgekehrt proportional von der Wechselspannung ab. Daher wird die Obergrenze der spezifischen Ladung für stabile Teilchen mit wachsender Spannung verringert. Experimentell muss man geeignete Parameter für die jeweiligen Teilchen finden.

## 2.1.5 Gravitation

Zusätzlich zur Reibung sollte man noch die Gravitation berücksichtigen. Nimmt man an, dass eine konstante Gravitationskraft  $F_y$  in die  $y$ -Richtung wirkt, dann muss die Mathieu'sche Differentialgleichung für die  $y$ -Komponente wie folgt erweitert werden [WSL59]:

$$\frac{d^2y}{d\xi^2} + (a_y + 2q_y \cos(2\xi)) \cdot y = A \quad \text{mit} \quad A = \frac{4F_y}{m\Omega^2} \quad . \quad (2.31)$$

Verwendet man den Näherungsansatz Gl. (2.21), kommt man für die Säkularbewegung auf

$$\frac{d^2\bar{y}}{d\xi^2} = - \left( a_y + \frac{q_y^2}{2} \right) \bar{y} + A \quad . \quad (2.32)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung lautet:

$$\bar{y}(\xi) = \bar{y}_1 \sin(\bar{\omega}_y \xi) + \bar{y}_2 \cos(\bar{\omega}_y \xi) + \frac{A}{\bar{\omega}_y^2} \quad . \quad (2.33)$$

Die y-Komponente der Säkularbewegung wird also um

$$\Delta y = \frac{A}{\bar{\omega}_y^2} \quad (2.34)$$

verschoben, bleibt aber ansonsten unverändert. Dieser Verschiebung kann man mit einem statischen elektrischen Gegenfeld entgegenwirken.

Die gesamte Lösung für die y-Komponente lautet dann:

$$y(\xi) = (\bar{y}_1 \sin(\bar{\omega}_y \xi) + \bar{y}_2 \cos(\bar{\omega}_y \xi) + \Delta y) \cdot \left(1 + \frac{q_y}{2} \cos(2\xi)\right) \quad . \quad (2.35)$$

Durch die Gravitation entsteht folglich eine zusätzliche Mikrobewegung in die y-Richtung.

## 2.1.6 Axiale Speicherung

### Axiale Speicherung mit Abschlusselektroden

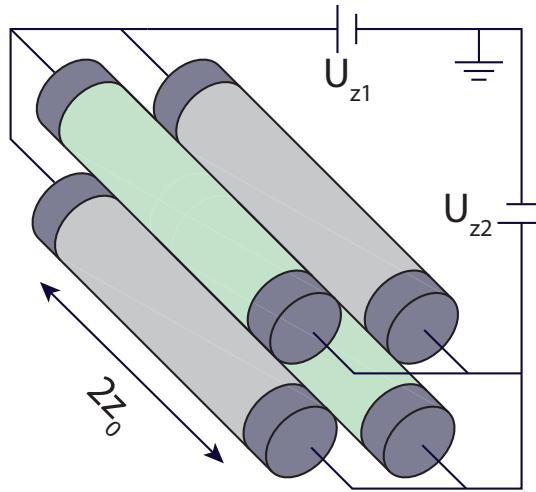


Abbildung 2.3: Lineare Paulfalle mit einem Segment der Länge  $2z_0$  und Abschluss-elektroden.

Bisher wurde nur auf die radiale Speicherung von Teilchen in der Falle eingegangen. Um Teilchen auch axial zu halten, gibt es mehrere Methoden [PBIW96, PDM89, NBE<sup>+</sup>98]. Hier wird zuerst nur auf eine Variante eingegangen. Wenn man auf die Endkappen der Elektroden eine statische Spannung  $U_{z1}$  beziehungsweise  $U_{z2}$  anlegt, wie in Abbildung 2.3 gezeigt, kann das Teilchen axial gespeichert und durch Variation der Spannungen auch axial verschoben werden. Falls  $U_{z1} = U_{z2} = U_z$  gilt, kann das Potential näherungsweise wie folgt beschrieben werden [RGB<sup>+</sup>92]:

$$\Phi_z = \frac{\kappa U_z}{z_0^2} \left( z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \right) \quad , \quad (2.36)$$

wobei  $\kappa$  ein von der Fallengeometrie abhängiger Faktor und  $2z_0$  die Länge der Fal-lenelektroden ist.

Durch die axiale Speicherung wird das Pseudopotential Gl. (2.29) abgeschwächt:

$$U_P = \left( \frac{1}{4} \frac{q U_{AC}^2}{m r_0^4 \Omega^2} - \frac{1}{2} \frac{\kappa U_z}{z_0^2} \right) (x^2 + y^2) \quad . \quad (2.37)$$

Da der Faktor  $\kappa < 1$  [BMB<sup>+</sup>98] und im Normalfall  $U_z < U_{AC}$  gilt, ist die Abschwächung des Pseudopotentials relativ gering. Die defokussierende Wirkung der radialen Komponente durch eine zusätzliche Spannung  $U_z$  kann vernachlässigt werden, wenn  $z_0 \gg r_0$  gilt [DB00].

Falls dies nicht gilt, können die Stabilitätsbereiche für die radiale Bewegung deutlich verringert werden [SEH<sup>+</sup>12]. Für zu kleine Spannungen  $U_{AC}$  kann die defokussierende Wirkung durch die axiale Spannung auf die radiale Komponente so groß sein, dass ein Einfangen der Teilchen nicht mehr möglich ist. Die Parameter  $a_u$  der Mathieu'schen Differentialgleichung müssen wie folgt angepasst werden:

$$a_u \rightarrow a_u - \kappa \frac{4q(U_z - U_{DC})}{mz_0^2\Omega^2} . \quad (2.38)$$

Die charakteristischen Funktionen Gl. (2.12) erhalten dadurch eine zusätzliche Verschiebung in die  $a_u$ -Richtung. Für  $z_0 = 0,35$  mm,  $q = 10^{-15}$  C,  $m = 1,47 \times 10^{-14}$  kg,  $U_z - U_{DC} = 100$  V,  $\Omega = 2\pi \cdot 1$  kHz und  $\kappa = 0,02$  ist der korrigierte erste Stabilitätsbereich in Abbildung 2.4 dargestellt. Dies sind Werte für die verwendete lineare Falle und einem gefangenem Teilchen, die später vorgestellt werden (siehe Abschnitt 3).

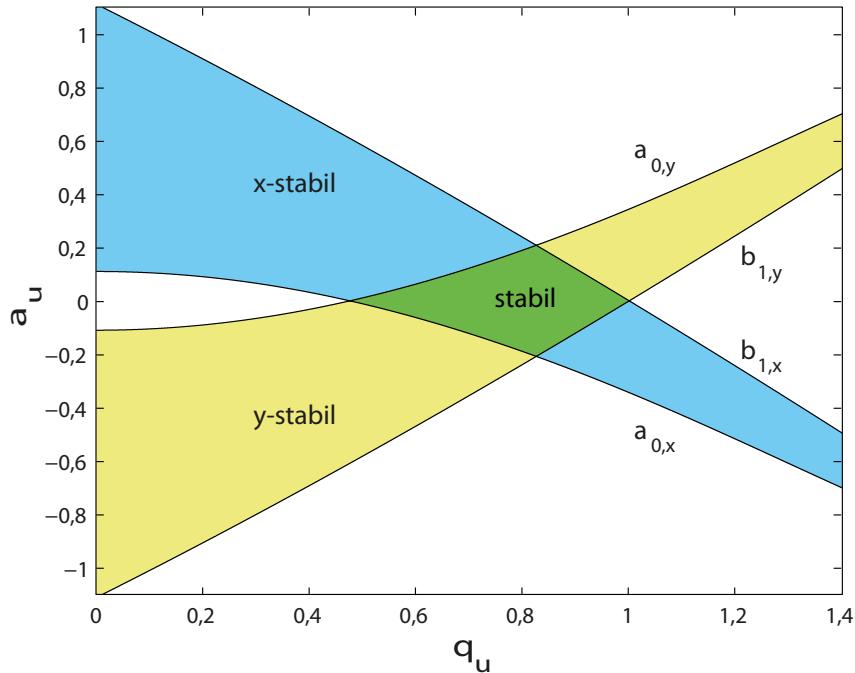


Abbildung 2.4: Verkleinerung des ersten Stabilitätsbereichs aufgrund der axialen Spannung.

Betrachtet man Abb. 2.4 und Abb. 2.2, dann erkennt man, dass sich der erste Stabilitätsbereich durch die axiale Speicherung verkleinert. Um sich möglichst lange in der stabilen Zone aufzuhalten, sollte man also eine zusätzliche Gleichspannung  $U_{DC}$  anlegen.

## Segmentierte Falle

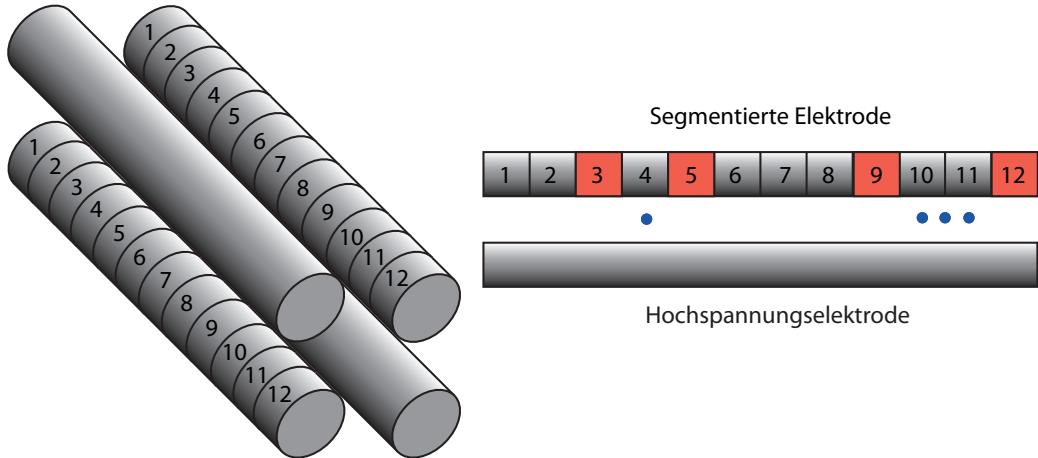


Abbildung 2.5: Segmentierte Paulfalle mit 12 Segmenten. Rechts ist gezeigt, wie mehrere Teilchen, separiert durch die Segmente, in der Falle gehalten werden können. Auf den roten Segmenten (3, 5, 9 und 12) liegt eine Gleichspannung an und die anderen liegen auf Masse.

Eine weitere Methode um die Teilchen axial zu binden, ist die Segmentierung der Falle, wie in Abbildung 2.5 gezeigt. Dabei wird nur auf zwei sich diagonal gegenüberstehende Elektroden die Wechselspannung gelegt. Das andere Elektrodenpaar ist in verschiedene Segmente unterteilt, wobei auf jedes Segment individuell eine Gleichspannung gelegt wird. Dadurch, dass die Wechselspannung nur auf einem Elektrodenpaar anliegt verändert sich das Potential wie folgt [PBIW96]:

$$\Phi(x, y, t) = \Phi_0(t) \left( 1 + \frac{x^2 - y^2}{2r_0^2} \right) . \quad (2.39)$$

Die elektrische Kraft auf ein geladenes Teilchen innerhalb der Falle ändert sich dadurch nicht. Ein Teilchen wird dann in einem Segment axial gebunden, indem auf den benachbarten Segmenten eine Gleichspannung anliegt. Wenn sich mehrere Teilchen in der Falle befinden, kann man diese durch geeignete Beschaltung in verschiedenen Segmenten halten und getrennt voneinander untersuchen.

## 2.2 Die klassische Paulfalle

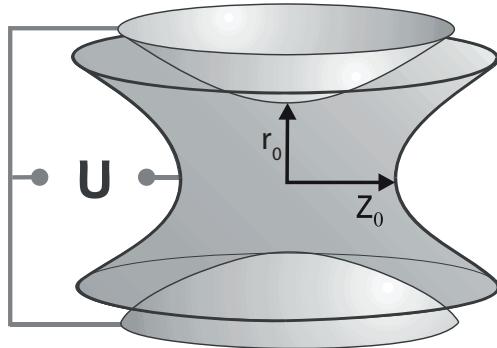


Abbildung 2.6: Klassische Paulfalle. Aus [Bla06].

Der Vollständigkeit halber wird hier noch kurz auf die klassische Paulfalle eingegangen. Die klassische Paulfalle besteht aus einer parabolisch geformten Ring- und zwei Deckelektroden und ist in Abb. 2.6 dargestellt. Das zugehörige Potential in Zylinderkoordinaten sieht wie folgt aus:

$$\Phi(t) = \Phi_0(t) \frac{r^2 - 2z^2}{r_0^2 + 2z_0^2} \quad \text{mit} \quad 2z_0^2 = r_0^2 . \quad (2.40)$$

Man kommt auf dieselben Bewegungsgleichungen für die  $r$ - und  $z$ -Komponente wie bei der linearen Falle für die  $x$ - und  $y$ -Komponente. Der wesentliche Unterschied dieser beiden Geometrien ist, dass bei der klassischen Falle eine dreidimensionale Speicherung der Teilchen besteht, ohne eine zusätzlich angelegte Gleichspannung  $U_z$ .

# 3. Nanodiamanten in der linearen Falle

Bisher wurde auf die theoretische Beschreibung von idealen Paulfallen eingegangen. Die Geometrien realer Paulfallen können allerdings stark von den idealen Geometrien abweichen. Trotz diesen Abweichungen lassen sich noch effektiv Teilchen fangen und stabilisieren.

## 3.1 Die lineare Paulfalle

Die hier verwendete reale lineare Paulfalle besteht aus zylindrisch (Abb. 2.3) anstatt aus hyperbolisch geformten Elektroden. Führt man eine Multipolentwicklung des Potentials für Zylinderelektroden durch [BP61], so entstehen zusätzliche Störglieder, die durch höhere Ordnungen als der Quadrupolterm eingehen. Um das Quadrupolpotential möglichst genau anzunähern, sollte der Elektrodenradius  $R$  zum Feldradius  $r_0$  den Wert

$$\frac{R}{r_0} = 1,14511 \quad (3.1)$$

betragen [LWY71]. Die verwendete Falle hat eine Länge von  $2z_0 = 7\text{ mm}$ , einen Elektrodenradius von  $R = 2\text{ mm}$  und die Elektroden haben einen Abstand zum Fallezentrum von  $r_0 = 1,75\text{ mm}$ . Daraus ergibt sich ein Verhältnis von Elektrodenradius zum Feldradius von  $R/r_0 = 1,143$ , was ein möglichst gutes Quadrupolpotential gewährleistet.

Darüber hinaus entstehen aufgrund von Randeffekten, hervorgerufen durch die begrenzte Länge der Elektroden, weitere Abweichungen vom Quadrupolpotential. Außerdem gibt es im realen Fall noch die Halterungen für die Elektroden, die sich statisch aufladen können und weitere Störungen hervorrufen.

## 3.2 Elektrische Beschaltung

Zwischen den zwei Elektrodenpaaren, wobei ein Paar aus einer grauen und grünen Elektrode besteht, wird die Wechselspannung mit der Amplitude  $U_{AC}$  angelegt (Abb. 3.1). Das Wechselspannungssignal wird durch einen Frequenzgenerator (Gwinsteak SFG-2004) erzeugt und die Amplitude durch einen Transistorverstärker vergrößert. Der Verstärker liefert zwei phasenverschobene Ausgangssignale, die an die jeweils gegenüberliegenden Elektrodenpaare gelegt werden. Damit man die Ausgangssignale überprüfen kann, besitzt der Verstärker noch einen dritten Ausgang für das Oszilloskop (Tektronix TDS 2024B), dieser gibt ein Promille des tatsächlichen Werts aus. Die Endkappen werden über ein Netzgerät (TTi PLH 120) mit Gleichspannung

versorgt, wobei sich zwischen den Endkappen und dem Netzgerät eine Schaltbox befindet, um die Spannungen  $U_{z1}$  beziehungsweise  $U_{z2}$  individuell zu regulieren.

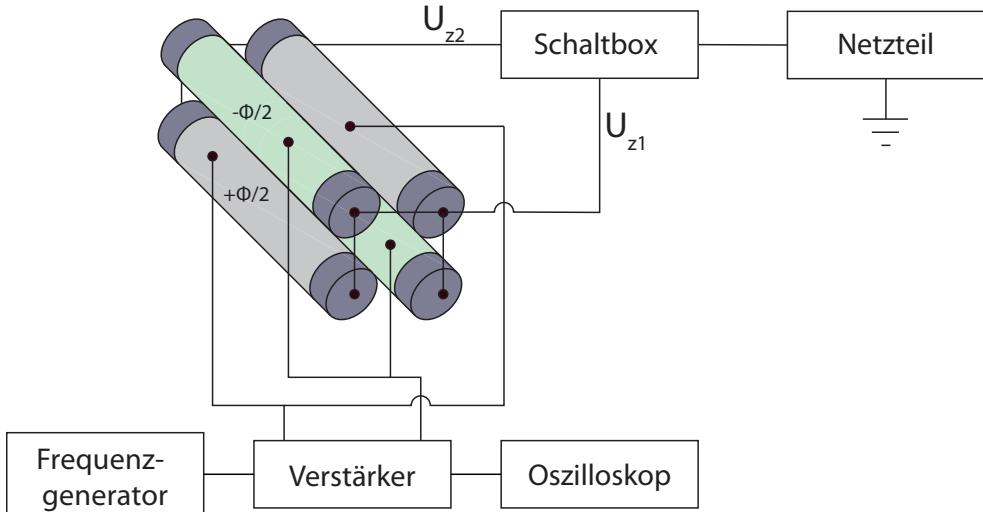


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der elektrischen Versorgung der linearen Paulfalle.

### 3.3 Elektrospray

Damit Teilchen in der Paulfalle gefangen werden können, müssen sie zuerst elektrisch aufgeladen werden. Eine effiziente Methode dafür ist die Elektrospray-Ionisation [Dol68]. Dazu werden die Teilchen in einem Lösungsmittel suspendiert und in eine Spritze mit einer Metallkanüle gefüllt. Das hier verwendete Lösungsmittel ist Ethanol, man kann allerdings auch andere polare Lösungsmittel verwenden. Zwischen der Metallkanüle und einer Blende wird mit einem Netzteil (Stanford Research Systems, Inc. , Model PS 350) eine Hochspannung in der Größenordnung von rund 2 kV angelegt. Durch die angelegte Spannung entsteht ein sehr hohes elektrisches Feld an der Spitze der Kanüle, aufgrund dessen eine Ladungstrennung im Lösungsmittel stattfindet [KT93]. Ist die Kanüle positiv geladen gegenüber der Blende, werden die negativ geladenen Teilchen wie in Abbildung 3.2 gezeigt von der Kanüle angezogen und werden dort neutralisiert. Die positiv geladenen Teilchen werden von der Blende angezogen, können allerdings aufgrund der Oberflächenspannung nicht aus dem Lösungsmittel austreten. An der Spitze der Kanüle bildet sich ein flüssiger Meniskus, ein sogenannter Taylor-Konus [GC97]. Ist die angelegte Spannung groß genug, entweichen geladene Tropfen in Richtung Blende und es entsteht ein Strahl aus geladenen Tropfen. Auf dem Weg zur Blende verdunstet ein Teil der Flüssigkeit und die Tropfen schrumpfen bis zum Rayleigh-Limit [GT94]. Danach übersteigt die abstoßende Coulombkraft die Oberflächenspannung, die die Tropfen zusammenhält und die geladenen Tropfen zerfallen in mehrere kleinere geladene Tropfen. Dies geschieht solange bis nichts mehr von dem Lösungsmittel übrig ist und nur noch geladene Teilchen vorhanden sind. Durch Umpolung der angelegten Spannung können die Teilchen auch negativ aufgeladen werden.

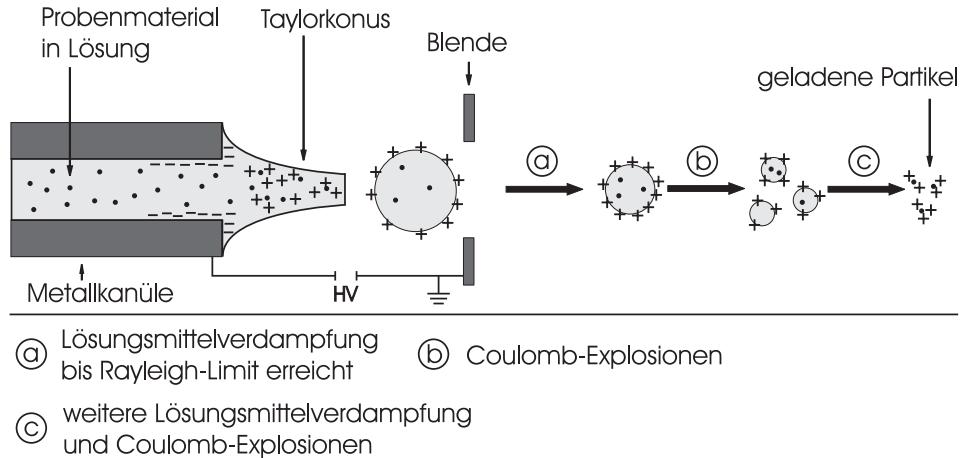


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Elektrosprays. Aus [Kuh07].

### 3.4 Optischer Aufbau

Die Teilchen in der Falle werden mit einer Wellenlänge von 515 nm aus einem Argon-Ionen-Laser beleuchtet und angeregt. Die Teilchen können fokussiert durch ein Objektiv (Olympus, 50x,  $N_A = 0,5$ ) oder unfokussiert in axialer Richtung angeregt werden. Um die Teilchen in radialer Richtung in den Fokus des Objektivs zu bringen, steht die Falle auf einem zweidimensionalen Verschiebetisch. Die axiale Position der Teilchen wird mit den Endkappen kontrolliert. Über die Streuung an den Teilchen, werden diese sichtbar. Das von den gefangenen Teilchen ausgesandte Streulicht oder lumineszente Licht wird mit dem Objektiv aufgesammelt und mit einer CCD-Kamera detektiert. Um das Lumineszenzspektrum spektral zu analysieren, wird der Strahl durch einen Klappspiegel an ein Spektrometer weitergeleitet. Um das Anregungslight bei der Detektion zu unterdrücken, durchläuft der Strahl einen Langpassfilter, der ab 540 nm durchlässig wird. Die Falle, der Verschiebetisch und das Objektiv befinden sich in einer luftdichten Kammer, damit die Teilchen vor Luftströmungen geschützt werden. Es gibt außerdem noch eine Kamera, die in die Bildebene von Abbildung 3.3 schaut, um die Teilchen zu beobachten.

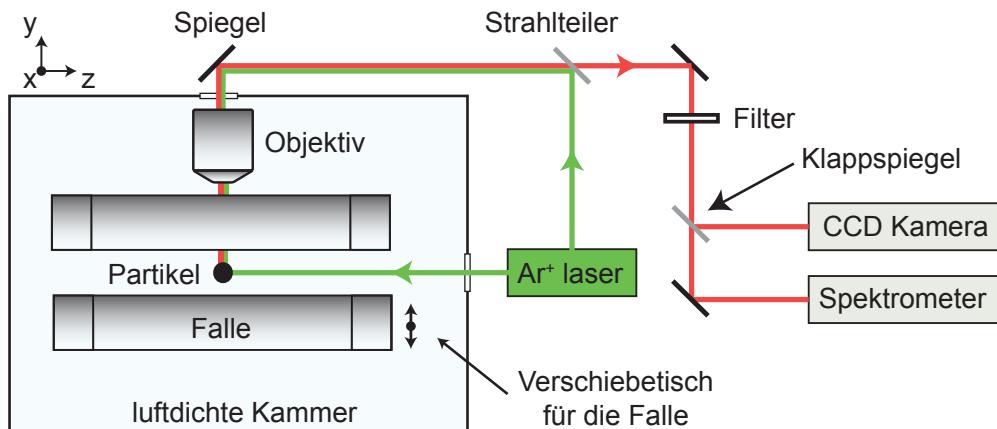


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des optischen Aufbaus.

Aufgrund dem kleinen Elektrodenabstand der Falle ist der optische Zugang zu den Teilchen recht gering. Die Falle hat eine effektive numerische Apertur von  $N_A = 0,24$ .

### 3.5 Nanodiamanten mit NV-Defekten

In der Falle sollen Nanodiamanten gefangen und freischwebend untersucht werden. Diamant hat mehr als 100 verschiedene Defektzentren, die über Lumineszenzspektroskopie beobachtet werden können. Ein gut bekannter Defekt ist der "Nitrogen-Vacancy-Defect" (NV). Bei diesem wird ein Kohlenstoffatom des Kristallgitters durch ein Stickstoffatom ersetzt und direkt daneben ist eine Fehlstelle im Gitter (siehe Abb. 3.4(a)).

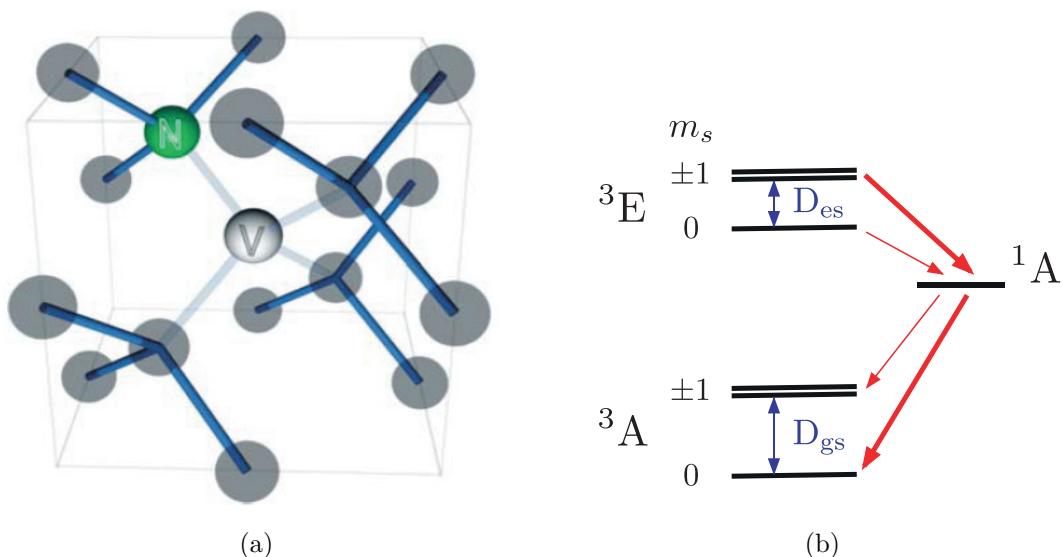


Abbildung 3.4: (a) Gitterstruktur des NV-Defektzentrums im Kohlenstoffgitter des Diamants. Das substituierte Stickstoffatom ist mit N gekennzeichnet und die Fehlstelle mit V. Aus [JW06]. (b) Energieniveaus des NV<sup>-</sup>-Zentrum.  $^3A$  ist der Triplett Grundzustand und  $^3E$  der angeregte Triplettzustand.  $^1A$  ist der metastabile Zwischenzustand. Aus [NKJ<sup>+</sup>09].

Da Stickstoff die häufigste Verunreinigung in Diamant ist, werden Diamanten in zwei Typen unterteilt. Typ I sind Diamanten mit einer recht großen Verunreinigung an Stickstoff und Typ II enthalten keinen messbaren Stickstoff [DRDPL65]. Diese zwei Typen werden noch in zwei untergeordnete Kategorien a und b aufgeteilt. Bei Typ Ia kommt der Stickstoff in aggregierter Form im Kristallgitter vor und bei Typ Ib nur einzeln [Mit96]. Die verwendeten Diamanten sind vom Typ Ib, allerdings kommen NV-Defekte in der Natur nur selten vor und werden durch Elektronenbeschuss künstlich hergestellt.

Der NV-Defekt kann im neutralen oder negativ geladenem Zustand vorliegen. Letzterer wird dann durch ein 6 Elektronenmodell beschrieben [JW06, Mit96]. Dabei kommen drei Elektronen von den benachbarten Kohlenstoffverbündungen, zwei von dem Stickstoffatom und ein Elektron aus dem Gitter. Die elektronische Struktur wird dann vereinfacht durch drei Energiezustände, dem Grundzustand, dem angeregten Zustand und einem metastabilen Zwischenzustand beschrieben [NKJ<sup>+</sup>09]. Ein

vereinfachtes Schema zeigt Abb. 3.4(b). Der Grundzustand und angeregte Zustand sind paramagnetische Spintriplettzustände und mehrfach aufgespalten. Die Details dieser Feinstruktur werden hier nicht diskutiert (siehe [NKJ<sup>+</sup>09]). Der metastabile Zustand ist ein Singulettzustand.

Die Lebensdauer des spontanen optischen Übergangs vom angeregtem Zustand  ${}^3E$  zum Grundzustand  ${}^3A$  hängt von der Diamantgröße ab und kann (11,6 – 25) ns betragen [BBG<sup>+</sup>01, CTJ83]. Dabei gilt, je größer der Diamant ist desto kleiner ist die Zerfallszeit.

Ein Charakteristikum des Floureszenzspektrums ist die Null-Phononen-Linie. Diese dient zur Identifikation der NV-Defektzentren und ihres Ladungszustands. Beim geladenen NV-Zentrum liegt sie bei 637 nm [JTG<sup>+</sup>01], beim ungeladenen bei 575 nm [MH05].

Der NV-Defekt kann zwischen den Ladungszuständen  $NV^0$  und  $NV^-$  wechseln [JW06]. In diesem Fall werden beide Null-Phononen-Linien im Spektrum beobachtet.

Die NV-Defekte sind photostabil und können bei Raumtemperatur als Einzelphononenquelle genutzt werden. Daher spielen Diamanten mit NV-Defekten für zukünftige Quantencomputer eine wichtige Rolle [NKJ<sup>+</sup>05]. Die Diamanten werden für Quantenoptik- und Quanteninformationsexperimente verwendet [BHK<sup>+</sup>10, NKN<sup>+</sup>10]. Außerdem ist Diamant für den menschlichen Körper nicht toxisch und kann daher als fluoreszierender Biomarker verwendet werden [FLC<sup>+</sup>07].

Die verwendeten Diamanten haben einen durchschnittlichen Durchmesser von 120,1 nm und wurden von L.M. Van Moppes & Sons SA bereitgestellt. In der Probe befinden sich laut Hersteller Diamanten im Größenbereich von 17,5 nm bis 286,3 nm.

### 3.6 Einfang und Stabilisation der Diamanten

Die Diamanten in der Ethanollösung werden mit Hilfe des Elektrosprays in Richtung des Fallenzentrums gesprührt. Die Falle wird mit einer Gesamtamplitude von bis zu  $U_{AC} = 1,25$  kV und einer Frequenz im Bereich von  $\Omega = 2\pi \cdot (1-20)$  kHz betrieben. Es wird keine zusätzliche Gleichspannung  $U_{DC}$  angelegt. An die Endkappen wird eine Gleichspannung von bis zu  $U_z = 100$  V angelegt. Falls die spezifische Ladung der Diamanten die Stabilitätsbedingung Gl. (2.20) erfüllt, können diese in der Falle gefangen werden. Da sich der Versuchsaufbau in Luft befindet, spielt die Luftreibung beim Einfang und der Stabilisation eine wesentliche Rolle. Wie in Abschnitt 2.1.3 schon erwähnt wurde, vergrößern sich die Stabilitätsbereiche monoton steigend mit dem Reibungskoeffizient  $k$ . In der folgenden Tabelle sind ein paar Reibungskoeffizienten für verschiedene Diamantpartikel angegeben.

Durchmesser R ( $\mu m$ )	Reibungskoeffizient k
1	1,87
0,5	7,51
0,2	46,9

Die Werte wurden mit Hilfe von Gl. (2.18) berechnet, wobei eine Frequenz von  $\Omega = 2\pi \cdot 2$  kHz angenommen wurde. Die Viskosität für Luft bei 20° und Normaldruck beträgt  $\eta = 18,4 \mu \text{Pas}$  [St<sup>07</sup>]. Laut Hersteller haben die Diamanten eine Dichte von  $\rho = 3,51 \text{ g/ml}$ . Für Nanodiamanten werden die Stabilitätsbereiche also deutlich vergößert.

Es muss erwähnt werden, dass keine einzelnen Diamantkristalle in der Falle gefangen

werden, sondern Partikel die aus mehreren Diamanten bestehen. Die einzelnen Kristalle verklumpen entweder in der Lösung zu einem Cluster oder beim Einsprühen.

Befindet sich ein Teilchen in der Falle, kann die Amplitude der Mikrobewegung, durch Erhöhung der Frequenz verkleinert werden. Da die Säkularbewegung nur von den Anfangsbedingungen der Partikeltrajektorie abhängt und diese frei wählbar sind, kommt diese in diesem Experiment nicht zum Vorschein. Durch Erhöhen der Wechselspannung und axialen Spannung, kann die Makrobewegung eingeschränkt werden. Diese entsteht durch Feldfehler, die durch eine abweichende Geometrie vom Ideal und anderen ungewollten statischen Potentialen entstehen. In Abbildung 3.5 wird die Stabilisation eines Teilchens demonstriert. Das Teilchen wurde mit  $U_{AC} = 1 \text{ kV}$ ,  $\Omega = 2\pi \cdot 2 \text{ kHz}$  und  $U_z = 20 \text{ V}$  gefangen (Abb. 3.5(a) und Abb. 3.5(b)). Man kann in Abb. 3.5(a) eine große Mikrobewegung erkennen, die über das Streulicht sichtbar gemacht wurde. Da die Integrationszeit (1 ms) für das Bild größer als die Frequenz ist, kann man die Trajektorie der Mikrobewegung erkennen. In Abb. 3.5(b) ist die Makrobewegung zu sehen, die über Mittelung der Mikrobewegung bestimmt wird. In Abb. 3.5(c) und Abb. 3.5(d) ist ebenfalls die Mikro- und Makrobewegung für dasselbe Teilchen zu sehen, allerdings wurden die Fallenparameter auf  $U_{AC} = 1,25 \text{ kV}$ ,  $\Omega = 2\pi \cdot 10 \text{ kHz}$  und  $U_z = 100 \text{ V}$  erhöht. Die Mikrobewegung wurde wesentlich verringert und die Makrobewegung wird in etwa um einen Faktor 4 in axialer und und einen Faktor 2 in radialer Richtung verkleinert.

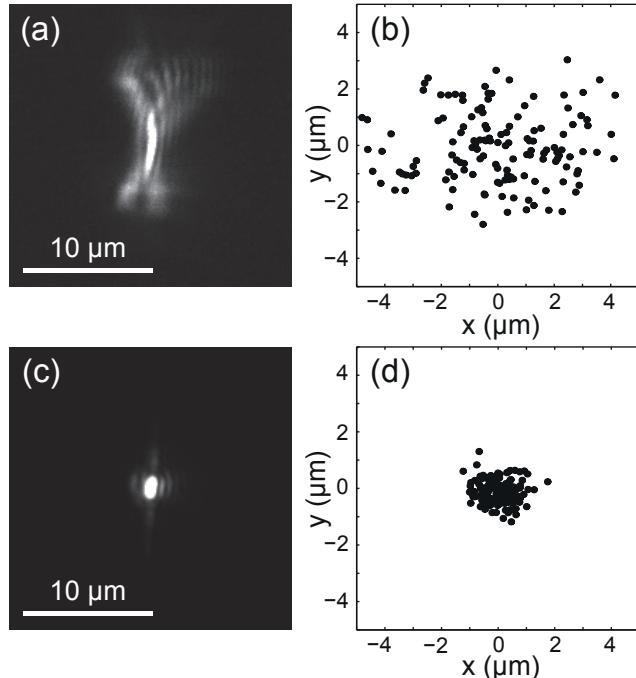


Abbildung 3.5: Stabilisation der Teilchen in radialer (y-Achse) und axialer (x-Achse) Richtung. In (a) und (c) ist die Mikrobewegung desselben Teilchens für verschiedene Fallenparameter dargestellt. Die Mikrobewegung wird aufgrund einer erhöhten Frequenz verringert. In (b) und (d) ist die Makrobewegung dargestellt, die über Mittelung der Mikrobewegung bestimmt wird. Die Integrationszeit für (a), (c) und für jeden Punkt in (b) und (d) beträgt 1 ms. Aus [KSZB14].

Durch weiteres erhöhen der Parameter kann die Mikro- und Makrobewegung noch weiter verringert werden, allerdings muss man darauf achten, dass die Stabilitätsbedingung Gl. (2.20) weiterhin erfüllt bleibt. Außerdem wird die Stabilisation durch thermodynamische Effekte begrenzt. Eine Grenze bildet die thermische Bewegung, die durch die Kollision des Teilchens mit dem umgebenden Gases entsteht [SIWG01].

### 3.7 Ablage eines Teilchens auf einer Glasfaser

Die gefangenen Teilchen können auf eine optische Glasfaser abgelegt werden. Dabei wird die Glasfaser so in die Falle eingeführt, dass die Fallenachse mit der Glasfaser übereinstimmt (Abb. 3.6). Für die Bewegung der Glasfaser wird ein linearer Verschiebetisch verwendet. Da die Glasfaser durch das Abschneiden der Faser positiv geladen ist, wird ein negativ geladenes Teilchen, durch die Coulombkraft von der Glasfaser angezogen. Ist die Glasfaser nah genug an dem Teilchen, dann ist die Anziehung zwischen Faser und Teilchen größer als die Kraft die das Teilchen axial durch die Falle bindet und das Teilchen bewegt sich in Richtung der Glasfaser.

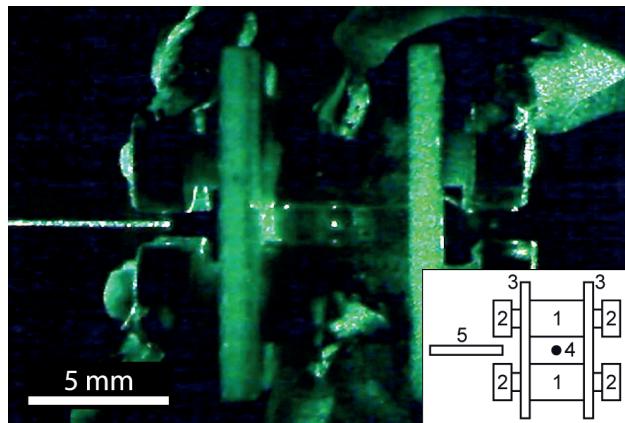


Abbildung 3.6: Lineare Falle mit Glasfaser. In der rechten unteren Ecke ist eine Skizze mit den (1) Elektroden der Falle, (2) Endkappen, (3) Halterung für die Elektroden, (4) Gefangenes Teilchen, und (5) Glasfaser. Aus [KSZB14].

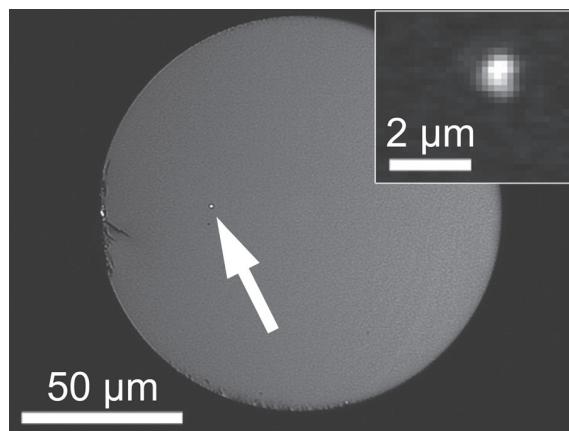


Abbildung 3.7: Mikroskopaufnahme einer Faserfacette mit einem Diamantteilchen darauf. Die Glasfaser hat einen Durchmesser von 125 µm. Aus [KSZB14].

Stimmt die Ausrichtung der Glasfaser mit der Fallennachse relativ gut überein, dann trifft das Teilchen mit hoher Wahrscheinlichkeit die Facette der Faser. Eine Mikroskopaufnahme der Faserfacette befindet sich in Abbildung 3.7. Falls das Teilchen positiv geladen ist, kann die Faser durch Auftröpfen eines negativ geladenen Ethanoltröpfens umgepolt werden.

Um die Größe der Teilchen zu messen, wurde die Glasfaser aufrecht unter einem Atomkraftmikroskop montiert. Das in Abbildung 3.8 gezeigte Teilchen hat eine maximale Höhe von 550 nm. Da die einzelnen Diamanten höchstens etwa halb so groß sind, muss es sich bei diesem Teilchen um mehrere einzelne Diamanten handeln.

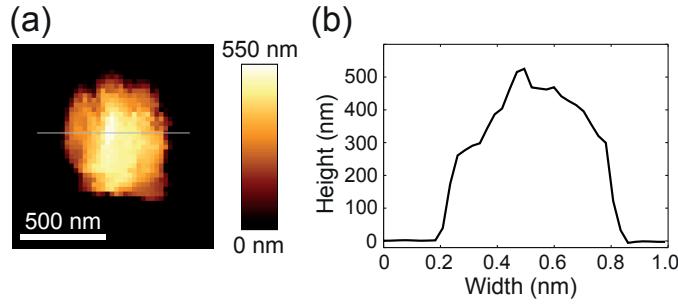


Abbildung 3.8: Atomkraftmikroskop-Messung. (a) Höhe des Teilchens. (b) Querschnitt des Teilchens entlang der grauen Linie. Aus [KSZB14].

### 3.8 Fluoreszenzspektrum der Diamanten

Von mehreren Teilchen wurde das Fluoreszenzspektrum aufgenommen. Dabei konnte man beobachten, dass die Stärke des Emissionsspektrum sehr stark von der Größe der Teilchen abhängt. Die Anzahl der NV-Defekte wächst mit dem Teilchenvolumen. Bei Teilchendurchmessern unter 500 nm war das Signal so schwach, dass man das typische Fluoreszenzspektrum nicht erkennen konnte. Erst ab einer Größe von etwa 500 nm konnte das Phononenseitenband beobachtet werden und ab 1  $\mu\text{m}$  die Nullphononenlinien. Ab 2  $\mu\text{m}$  konnte man das Nullphononenlinie mit ihrem Seitenband deutlich erkennen. In Abbildung 3.9 ist das Fluoreszenzspektrum für drei verschiedene Teilchendurchmesser abgebildet. Aufgrund der relativ großen Anzahl an NV-Emittern, die zum Spektrum beitragen, ist die Nullphononenlinie bei 640 nm inhomogen verbreitert [JTG<sup>+</sup>01]. Die einzelnen NV-Defekte werden wahrscheinlich durch unterschiedliche lokale Felder beeinflusst.

Aufgrund des Strahlungsdrucks bei der Anregung, wird die Position des Teilchens gestört. Das Teilchen wird aus dem Fokus gedrückt, wodurch die Signalstärke der Fluoreszenz verringert wird. Aus diesem Grund wurden die Teilchen unfokussiert entlang der Fallennachse angeregt. Die axiale Verschiebung des Teilchens aufgrund des Strahlungsdrucks, kann mit Hilfe der axialen Spannungen  $U_{z1}$  und  $U_{z2}$  kompensiert werden.

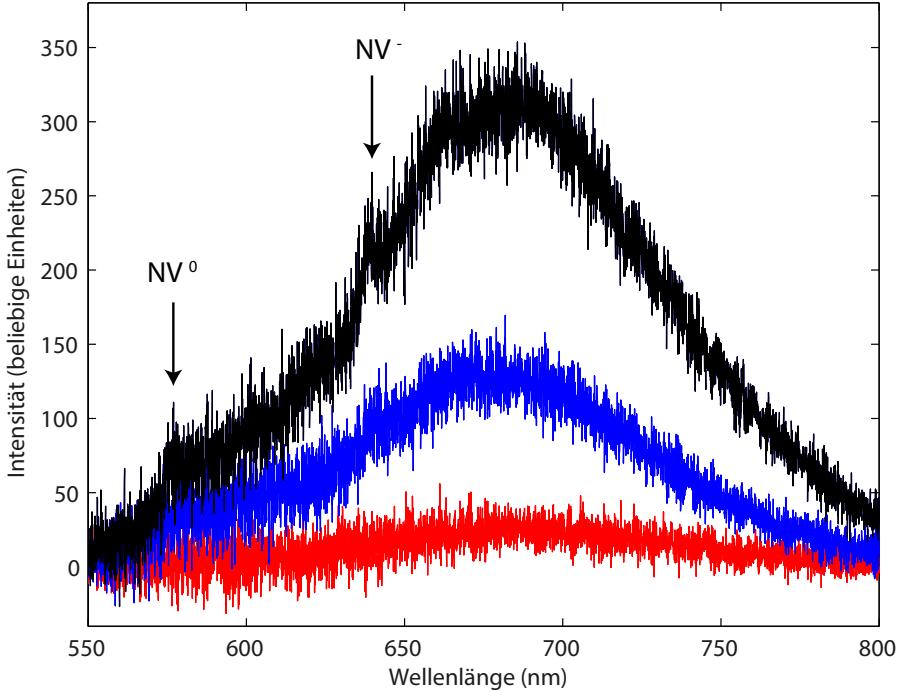


Abbildung 3.9: Fluoreszenzspektrum von Diamantpartikeln mit typischen Teilchendurchmessern von 500 nm (rot), 1  $\mu\text{m}$  (blau) und (2-5)  $\mu\text{m}$  (schwarz). Die Spektren wurden auf Hintegrundstrahlung korrigiert und mit einer Integrationszeit von jeweils 60 s aufgenommen.

Die Diamanten strahlen homogen in jede Richtung ab, dadurch wird von dem Objektiv nur ein kleiner Teil der Fluoreszenz aufgesammelt. Das verwendete Objektiv hat eine numerische Apertur von  $N_A = 0,5$ . Der geringe Abstand der Elektroden, schwächt das Signal allerdings noch deutlich stärker ab. Durch die Begrenzung der Elektroden, hat man lediglich eine effektive numerische Apertur von  $N_A = 0,24$ . Den Elektrodenabstand  $r_0$  zu erhöhen würde dieses Problem lösen. Allerdings würden dann, bei konstant bleibendem Elektrodenradius, immer größere Abweichungen vom Quadrupolpotential entstehen. Würde man zum Beispiel den Abstand der Elektroden auf  $r_0 = 10 \text{ mm}$  erhöhen, hätte man eine numerische Apertur von 0,6, jedoch beträgt das Verhältnis von Elektrodenradius zu Abstand der Elektroden nur noch  $R/r_0 = 0,2$ . Diese Abweichung ist deutlich zu hoch. Eine andere Geometrie der Paulfalle, die einen besseren optischen Zugang ermöglicht, würde die Aufsammeleffizienz der Fluoreszenz erhöhen. Dadurch könnte man die Intensität der Fluoreszenz, bei kleinen Teilchen ( $< 1 \mu\text{m}$ ) soweit erhöhen, dass die charakteristische Nullphononenlinie der Diamanten erkennbar wäre. Als langfristiges Ziel soll die Intensität soweit erhöht werden, dass die Nullphononenlinie bei einzelnen NV-Defekten beobachtbar ist. Aus diesem Grund wird eine neue Fallengeometrie entwickelt, auf die im nächsten Kapitel eingegangen wird.

## 4. Nadelfalle mit zwei Elektroden

Es gibt einige Möglichkeiten für andere Realisierungen der Paulfalle, wie zum Beispiel planare Ring- oder Lochelektroden [BDK92], gedruckte Leiterplatten [PLB<sup>+</sup>06] oder Nadelfallen [DOS<sup>+</sup>06], die einen besseren optischen Zugang ermöglichen und mit denen sich effizient Teilchen fangen und stabilisieren lassen. Die Geometrie der Falle muss derart sein, dass in der direkten Umgebung der Elektroden, durch Anlegen eines statischen Potentials, zumindest in eine Raumrichtung, ein Potentialtopf entsteht. Betrachtet man das Potential räumlich, so muss ein Sattelpotential entstehen. Durch die Oszillation des Potentials entsteht eine fokussierende und defokussierende Wirkung die sich zwischen den Raumrichtungen abwechselt. Es werden daher meistens symmetrische Geometrien verwendet. Je tiefer der Potentialtopf, desto leichter lassen sich Teilchen fangen und stabilisieren.

Die einfachste Nadelfalle besteht aus zwei sich gegenüberstehenden Nadeln, die auf demselben Potential liegen (Abb. 4.1). Die Nadelfalle ähnelt von der Geometrie her der klassischen Paulfalle ohne zusätzliche Ringelektrode. Diese Falle wird im Folgenden näher betrachtet.



Abbildung 4.1: Nadelfalle mit zwei Elektroden.

### 4.1 Simulation

Um eine Vorstellung über das Potential in der Nähe des Fallenzentrums zu bekommen, wird dieses mit Hilfe von Comsol Multiphysics 4.4 simuliert. Comsol Multiphysics basiert auf der Finite-Elemente-Methode (FEM) um partielle Differentialgleichungen mit Randbedingungen numerisch zu lösen. Bei der FEM wird das zu untersuchende Gebiet in viele Teilgebiete aufgeteilt, wobei die Elementgröße der Teilgebiete so angepasst wird, dass die Größe dort klein ist, wo eine starke Änderung der Lösung zu erwarten ist. In diesem Fall muss die Laplace-Gleichung mit Dirichletschen Randbedingungen gelöst werden.

#### Modellierung

Als Modell werden Nadeln mit einem Durchmesser von 0,8 mm und einer Länge von 23 mm verwendet. Jede Nadel setzt sich aus einem langen Zylinder und einem daraufsitzenden Kegel zusammen. Die Kegelhöhe beträgt 2,9 mm (siehe Abschnitt 4.2). Die Nadelspitzen haben zueinander einen Abstand von 2 mm. Um die Nadeln

befindet sich ein Würfel mit einer Seitenlänge von 50 mm . Der Würfel liegt auf dem Potential  $\Phi|_W = 0 \text{ V}$ , während die Nadeln mit dem zeitabhängigen Potential  $\Phi|_N$  der Form Gl. (2.5) verbunden sind. Die Amplitude der Wechselspannung beträgt  $U_{AC} = 500 \text{ V}$ . Die zusätzliche Gleichspannung  $U_{DC}$  wird vernachlässigt, da diese für den Potentialverlauf keine wesentliche Bedeutung hat und im vorliegenden Experiment nicht verwendet wird.

Die gesamte Geometrie wird in 238.148 gleichseitige Tetraeder unterteilt. Die minimale Elementgröße der Tetraeder beträgt 0,075 mm und die maximale 1,75 mm. Die Vernetzung ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

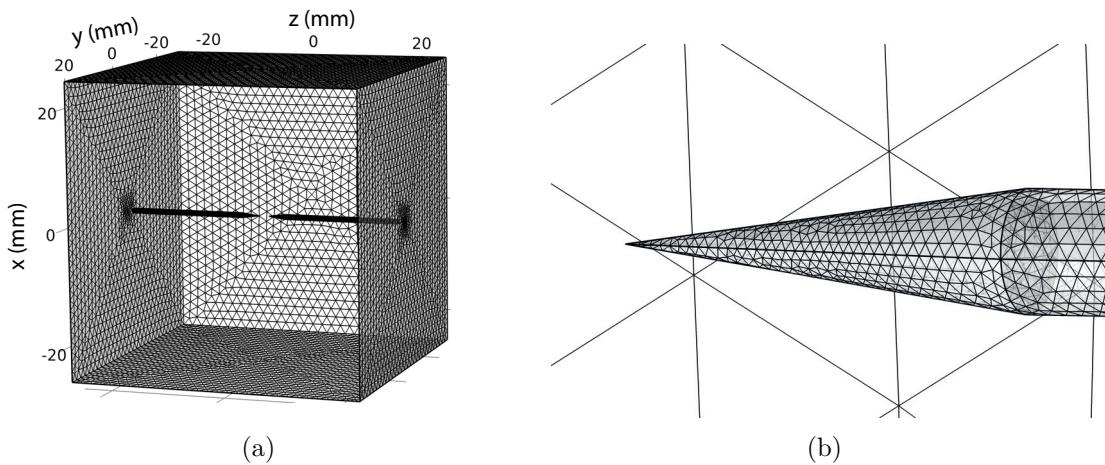


Abbildung 4.2: (a) Tetraedernetz für zwei Nadeln. Das Netz ist feiner an den Stellen, bei denen eine starke Veränderung der Lösung zu erwarten ist. (b) Vergrößerung einer Nadelpitze.

Das Potential wurde für 10 Zeitpunkte berechnet, die alle äquidistant im Abstand von  $\Delta t = \frac{2\pi}{10\Omega}$  voneinander entfernt sind. Folgende Differentialgleichung wird für jeden Zeitschritt gelöst:

$$\begin{aligned} \text{Differentialgleichung: } & \Delta\Phi = 0 , \\ \text{Randbedingung Würfel: } & \Phi|_W = 0 \text{ V} , \\ \text{Randbedingung Nadeln: } & \Phi|_N = 500 \text{ V} \cos(\Omega t) . \end{aligned} \quad (4.1)$$

## Ergebnisse

In Abbildung 4.3(a) ist der generelle Potentialverlauf für den Zeitpunkt  $t = 0$  dargestellt. Da die Geometrie rotationssymmetrisch um die z-Achse ist, genügt es das Potential in der xz-Ebene zu betrachten. Betrachtet man in Abbildung 4.3(b und c) das Potential in die x- und in die z-Richtung vom Fallenzentrum aus, so erkennt man die Sattelform, die das Potential annimmt. In die z-Richtung zum Zeitpunkt  $t = 0$  erstreckt sich ein Potentialtopf mit einer Tiefe von etwa 222 V und einer Breite von 2 mm, dass dem Spitzenabstand entspricht. Zum selben Zeitpunkt existiert in die x-Richtung ein Potentialberg, der auf einer Breite von 2 mm lediglich eine Höhe von etwa 12 V aufweist. Bei  $t = 0$  erfährt ein geladenes Teilchen eine fokussierende Kraft in die z-Richtung und eine defokussierende in die x-Richtung. Betrachtet man das Potential in Abb. 4.3(c) eine halbe Periodendauer später, dann wird der Potentialtopf zum Potentialberg und umgekehrt. Durch die periodische Spannung

wechselt sich die fokussierende und defokussierende Wirkung zwischen den beiden Raumrichtungen ab und man erhält stabile Partikelbahnen, wie in Abschnitt 2.1 erwähnt.

Das Potential in x-Richtung hat einen wesentlich flacheren Verlauf als das in z-Richtung. Somit ist auch die rücktreibende Kraft in x-Richtung wesentlich schwächer (und dadurch die Stabilisierung der Teilchen) als in z-Richtung.

Bei einer idealen Falle fällt das Potential im Fallenzentrum zu jedem Zeitpunkt auf null ab. Das Potential der Nadelfalle mit zwei Elektroden hat zu allen Zeitpunkten, außer wenn die angelegte Spannung verschwindet, im Fallenzentrum ein Potentialwert der von null verschieden ist. Dieses Verhalten kann man mit einer zusätzlich angelegten Gleichspannung  $U_{DC}$  bei einer idealen Falle vergleichen, die den Stabilitätsbereich verkleinert (Abb. 2.2). Man kann also vermuten, dass dieses Restpotential im Zentrum zu einer Verringerung der Stabilität führt.

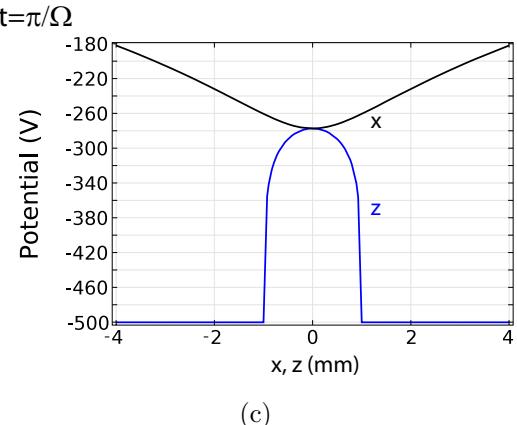
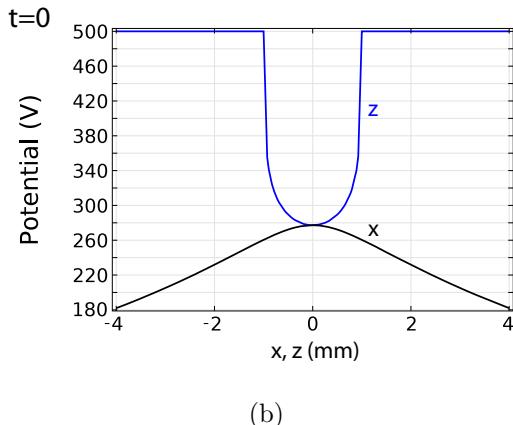
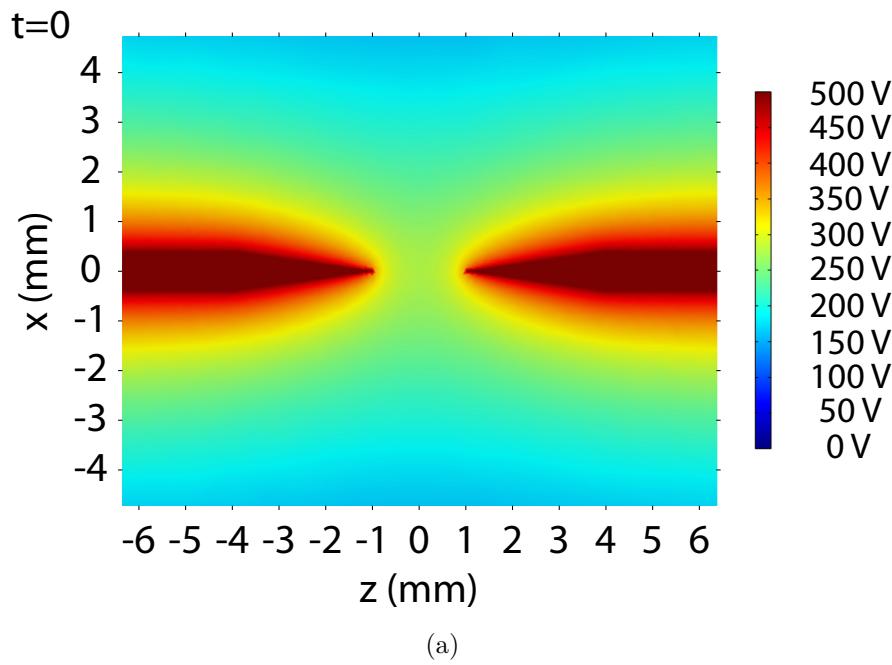


Abbildung 4.3: (a) Potential in der xz-Ebene zum Zeitpunkt  $t = 0$ , (b) Potential zum Zeitpunkt  $t = 0$  entlang der z-Achse (blau) und der x-Achse (schwarz), (c) Potential eine halbe Periode später ( $t = \frac{\pi}{\Omega}$ ).

Durch Variation der Zylinderhöhe und des unteren Radius stellt man fest, dass je spitzer und dünner die Nadeln sind, desto tiefer wird der Potentialtopf in die z-Richtung. Dasselbe gilt wenn man den Spitzenabstand erhöht, allerdings wird der Potentialtopf dann auch immer breiter und man hat in der Nähe des Fallenzentrums ein flacheres Potential. Die wirkende Kraft auf das Teilchen verändert sich durch Variation des Spitzenabstands also nicht wesentlich.

## 4.2 Konstruktion und elektrische Versorgung

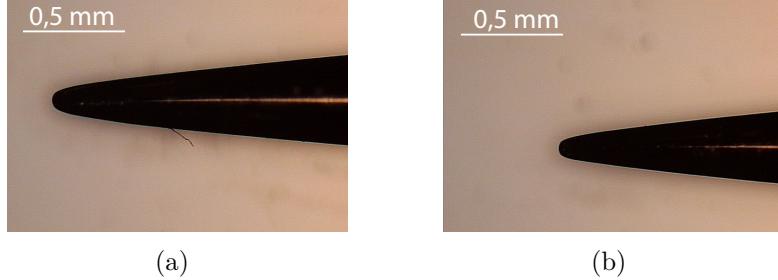


Abbildung 4.4: Die Spitzen der verwendeten Nähnadeln.

Als Hochspannungselektroden werden zwei herkömmliche Nähnadeln mit einem Durchmesser von 0,8 mm verwendet. Die Nadelspitzen haben eine Länge von etwa 2,9 mm und sind in Abbildung 4.4 dargestellt. Die Nadeln sind zur Halterung in Epoxidharzplatten geklebt, wobei über die Epoxidharzplatten geerdete Messingplatten montiert sind (Abb. 4.5). In die Messingplatten sind Löcher mit einem Durchmesser von 5 mm gebohrt, so dass kein Kontakt zu den Nadeln besteht. Zusätzlich sind jeweils vier Korrekturelektroden mit einem Durchmesser von 0,75 mm um jede Hochspannungselektrode angeordnet. Um das Potential, das von den Hochspannungselektroden erzeugt wird, nicht zu stark zu stören, sind die Korrekturelektroden um etwa 3 mm kürzer gewählt. Damit der Nadelabstand variabel ist, ist eine Seite der Nadeln auf einem Verschiebetisch montiert. Die gefangenen Teilchen können mit Hilfe einer Kamera über der Falle beobachtet werden.

Die Hochspannungsversorgung der zwei Nadeln ist ähnlich zu der, die in Abschnitt 3.2 beschrieben wurde. Das Wechselspannungssignal wird von einem Frequenzgenerator erzeugt und danach wird die Amplitude von einem Verstärker vergrößert. Das Ausgangssignal des Verstärkers wird auf die beiden Hochspannungselektroden gelegt und parallel auf einem Oszilloskop beobachtet. Die Korrekturelektroden werden mit Hilfe eines Netzteils und einer Schaltbox individuell mit Gleichspannungen versorgt. Dies ermöglicht die Korrektur der Teilchenposition in der Falle, was vor allem zum Ausgleich der Gravitation wichtig ist.

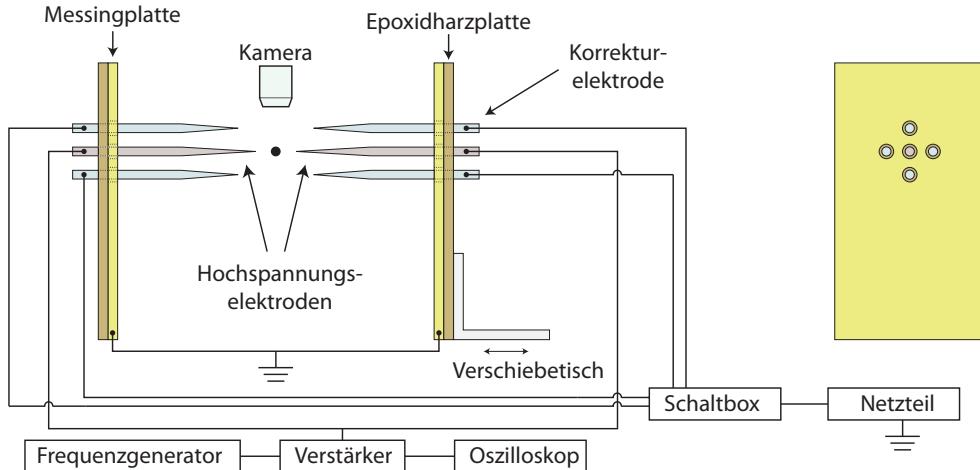


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung der Nadelfalle mit zwei Elektroden und deren elektrischer Versorgung. Rechts sieht man die Messing- und die Epoxidharzplatte von vorn.

### 4.3 Einfang von Teilchen

Um die Nadelfalle zu testen, werden positiv geladene Bärlappsporen verwendet. Diese können mit Hilfe eines negativ geladenen Kunststoff-Stabes in die Falle gebracht werden, der über Reibung aufgeladen wird. Auf die Nadeln wird eine Wechselspannung mit einer Amplitude von typischerweise  $U_{AC} = 2 \text{ kV}$  und einer Frequenz von  $\Omega = 2\pi \cdot 120 \text{ Hz}$  gelegt. Bei diesen Fallenparametern konnten Teilchen gefangen werden (siehe Abbildung 4.6). Das Einfangen der Sporen erwies sich jedoch als relativ schwer, insbesondere wenn man zu nah mit dem Kunststoffstab an die Falle herankam. Das elektrostatische Feld des Stabes stört das Fallenpotential dann so stark, dass die Sporen aus dem Fallenzentrum gedrückt werden.



Abbildung 4.6: Bärlappspore in der Nadelfalle mit zwei Elektroden. Die Nadeln haben einen Abstand von etwa 2 mm. Vor den Hochspannungselektroden sind die Spitzen der Korrekturelektroden zu erkennen.

Außerdem konnte man gut beobachten, dass die Gravitation einen großen Einfluss auf die gefangenen Teilchen hat. Die Teilchen befanden sich meistens unterhalb des Fallenzentrums, dies konnte auch nicht mit den Korrekturelektroden ausgeglichen werden. Im Gegenteil schien es so, als ob der Einfluss der Korrekturelektroden eher störend sei. Durch zu starke Variation der Spannungen auf den Korrekturelektroden konnte man das Potential so stark verändern, dass man Teilchen verlor. Es war möglich die Amplitude bei gefangenen Teilchen auf etwa  $U_{AC} = 1,2 \text{ kV}$  zu reduzieren, bis die Teilchenbahn zu instabil wurde. Das Einfangen bei dieser Amplitude war allerdings nicht möglich. Die Teilchen haben wahrscheinlich eine zu große kinetische Energie, die im Potentialtopf nicht ausreichend kompensiert werden kann. Bei Erhöhung der Fallfrequenz über  $\Omega = 2\pi \cdot 150 \text{ Hz}$ , wurde die Teichenbahn ebenfalls instabil und man verliert das Teilchen.

Das Potential der realen Falle wird deutliche Abweichungen zu dem Simulationsergebnis haben, was ein Grund für das erschwerte Einfangen von Teilchen wäre. Bei der Simulation wird angenommen, dass die Nadelspitzen ideal spitz sind und keinen Krümmungsradius aufweisen. Außerdem haben sie keine Verunreinigungen und eine perfekt glatte Oberfläche. Die Korrekturnadeln wurden vernachlässigt. Des Weiteren stehen sich die Nadeln bei der Simulation exakt gegenüber und liegen auf einer Achse.

Da man im Experiment mit den Bärlappsporen feststellte, dass die Partikel in der Falle mit zwei Nadeln nicht ausreichend stabilisiert werden können, wurde eine andere Fallengeometrie entwickelt.

# 5. Quadrupol-Nadelfalle

Aufgrund des erschwerten Einfangens bei der Nadelfalle mit zwei Elektroden wurde eine neue Geometrie entworfen. Diese Nadelfalle besteht aus 4 Elektroden, die sich paarweise gegenüberstehen. In Abbildung 5.1 ist die Elektrodenanordnung dargestellt. Somit soll ein Potential entstehen, dass mehr dem eines Quadrupols ähnelt. Die Falle hat Ähnlichkeiten zu einer stark verkürzten linearen Falle, mit einer Elektrodenlänge die dem Durchmesser der Nadeln entspricht. Anstatt hyperbolisch geformten Elektroden, sind diese spitz wie bei einer Klingefalle [BW08]. Die axiale Speicherung wird durch zwei gelochte Platten bewerkstelligt. Aufgrund der Simulationsergebnisse bei der Nadelfalle mit zwei Elektroden, wurden dünnere und spitzere Nadeln verwendet. Die Fallengeometrie ermöglicht weiterhin einen größeren optischen Zugang als die lineare Falle.

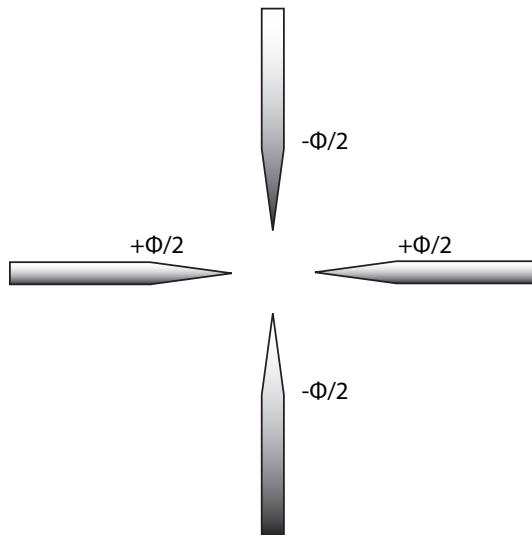


Abbildung 5.1: Nadelfalle mit vier Elektroden.

## 5.1 Simulation

Um eine Vorstellung über das Potential in der Nähe des Fallenzentrums zu bekommen, wurde dieses ebenfalls mit Comsol simuliert.

### Modellierung

Als Modell werden vier Nadeln mit einem Durchmesser von 0,3 mm und einer Länge von 31,7 mm verwendet. Das Modell ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Die Achsen

aller vier Nadeln treffen sich genau im Ursprung, der auch dem Fallenzentrum entspricht. Die Nadeln werden wieder aus einem Zylinder und einem daraufsitzenden Kegel zusammengestellt. Der Kegel hat eine Höhe von 1,7 mm. Diese Höhe ergibt sich aus dem arithmetischen Mittelwert aller ausgemessenen Spitzenlängen (siehe Abschnitt 5.2). Der Abstand zwischen einem sich gegenüberstehenden Nadelpaar beträgt 2 mm. Auf ein solches Nadelpaar wird das Potential  $\Phi|_{N1} = 500 \text{ V} \cos(\Omega t)$  und auf das andere Paar das Potential  $\Phi|_{N2} = -500 \text{ V} \cos(\Omega t)$  gelegt. Um die Nadeln erstreckt sich ein Würfel mit einer Seitenlänge von 70 mm. Auf diesem liegt das Potential  $\Phi|_W = 0 \text{ V}$ . Durch die vier Nadeln besteht nur eine radiale Speicherung in x- und z-Richtung. Aufgrund der symmetrischen Anordnung um die y-Achse, löscht sich das Potential auf dieser Achse zu jedem Zeitpunkt aus. Man kann dieses Verhalten mit der linearen Paulfalle vergleichen, bei der ohne zusätzliche Endkappen auch keine axiale Speicherung eines Teilchens besteht. Um eine axiale Speicherung zu ermöglichen und trotzdem einen großen optischen Zugang zu haben, sind auf beiden Seiten der Nadeln gelochte Platten positioniert, auf denen das statische Potential  $\Phi|_P = 100 \text{ V}$  liegt. Die Lochplatten sind 2 mm dick, 70 mm breit, 70 mm hoch und sind jeweils 5 mm vom Fallenzentrum entfernt. Das Loch hat einen Durchmesser von 16 mm und der Mittelpunkt liegt auf der y-Achse.

Die Geometrie ist in 1.098.072 Tetraeder unterteilt, mit einer minimalen Elementgröße von 0,075 mm und einer maximalen von 1,75 mm.

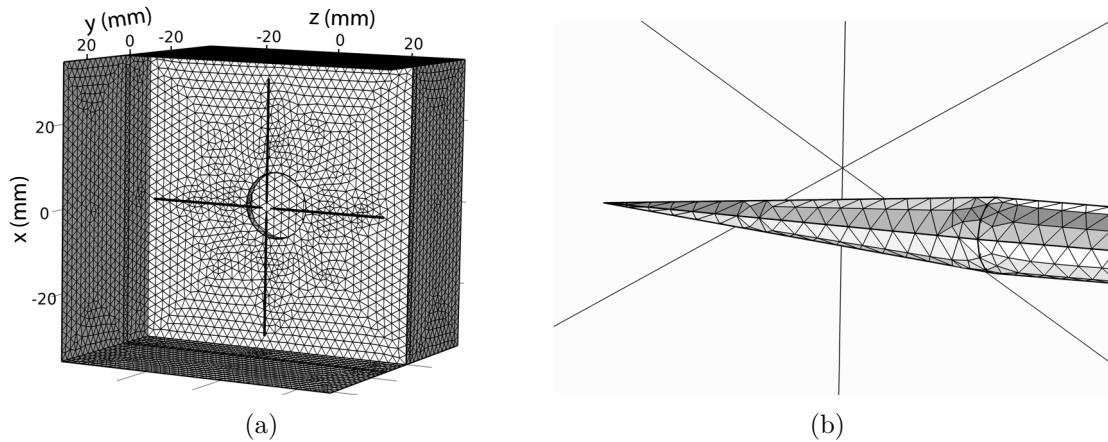


Abbildung 5.2: (a) Vernetzung der Quadrupol-Nadelfalle, wobei nur eine Lochplatte zur axialen Speicherung dargestellt ist. (b) Vergrößerung einer Nadelspitze.

Wieder wird das Potential für 10 Zeitpunkte berechnet, die alle äquidistant im Abstand von  $\Delta t = \frac{2\pi}{10\Omega}$  voneinander entfernt sind. Wobei folgendes Randwertproblem gelöst wird:

$$\begin{aligned}
 \text{Differentialgleichung: } & \Delta\Phi = 0 , \\
 \text{Randbedingung Nadelpaar 1: } & \Phi|_{N1} = 500 \text{ V} \cos(\Omega t) , \\
 \text{Randbedingung Nadelpaar 2: } & \Phi|_{N2} = -500 \text{ V} \cos(\Omega t) , \\
 \text{Randbedingung Würfel: } & \Phi|_W = 0 \text{ V} , \\
 \text{Randbedingung Platten: } & \Phi|_P = 100 \text{ V} .
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

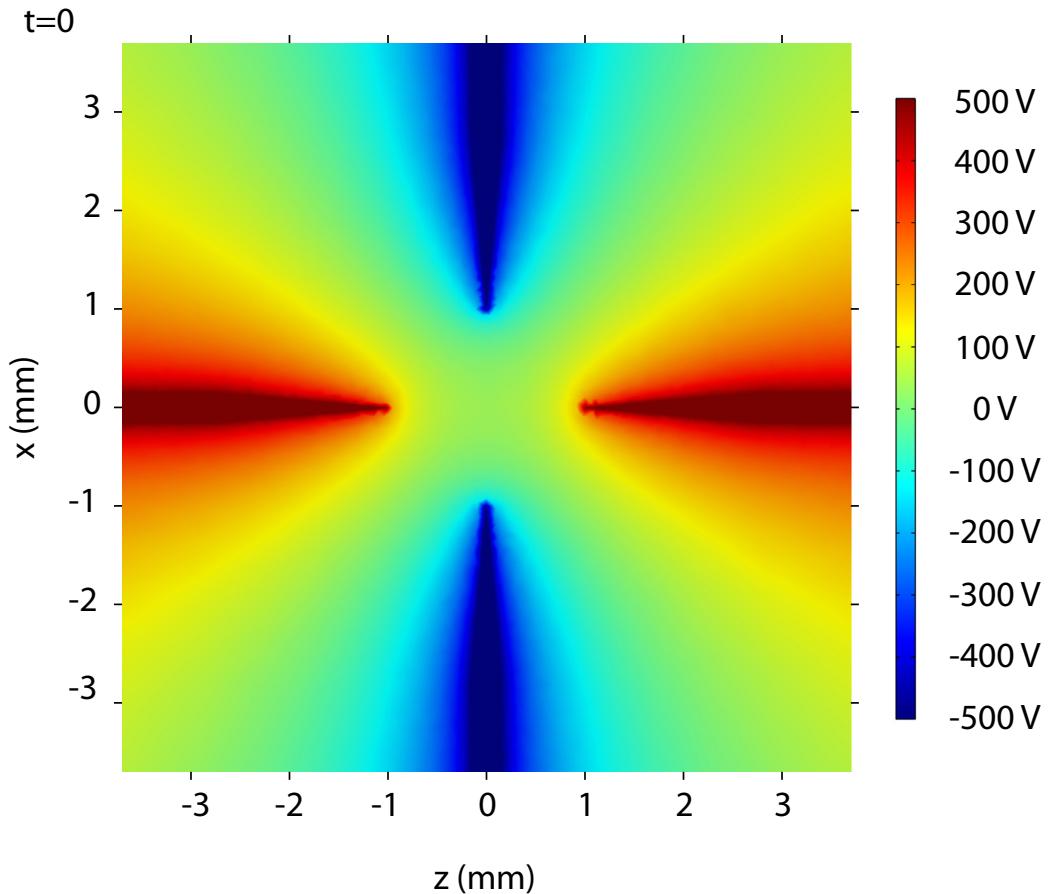
## Ergebnisse

In Abbildung 5.3(a) ist der Potentialverlauf für den Zeitpunkt  $t = 0$  in der xz-Ebene dargestellt. Das Potential, dass durch die vier Nadeln entsteht, ähnelt dem eines idealen Quadrupols. Im Fallenzentrum befindet sich der für die Stabilisierung notwendige Sattelpunkt. Für ein Teilchen, dass das Fallenzentrum verlässt, besteht eine fokussierende Wirkung in die z-Richtung (Potentialtopf) und eine defokussierende in x-Richtung (Potentialberg) bezüglich des Zentrums (siehe 5.3(b)). Der Potentialtopf hat eine Tiefe von 463 V und der Berg eine Höhe von 537 V, in anderen Worten hat das Fallenzentrum einen Potentialwert von 37 V. Dies liegt an der axial angelegten Spannung auf den gelochten Platten, wobei das axiale Potential in Abb. 5.3(c) gezeigt wird. Setzt man die axiale Spannung zu null, sind Höhe und Tiefe des Bergs bzw. Topfs gleich groß. Wie schon erwähnt besteht dann keine fokussierende Wirkung bezüglich der y-Richtung. Diese Verschiebung des Potentials im Zentrum verringert die Stabilitätsbereiche. Man kann dies mit der Anpassung der Parameter  $a_u$  für die Mathieu'sche Differentialgleichung (Abschnitt 2.1.6) vergleichen, was auf eine Verringerung der Stabilitätsbereiche führt. Experimentell sollte also die axial angelegte Spannung so niedrig wie möglich gewählt werden.

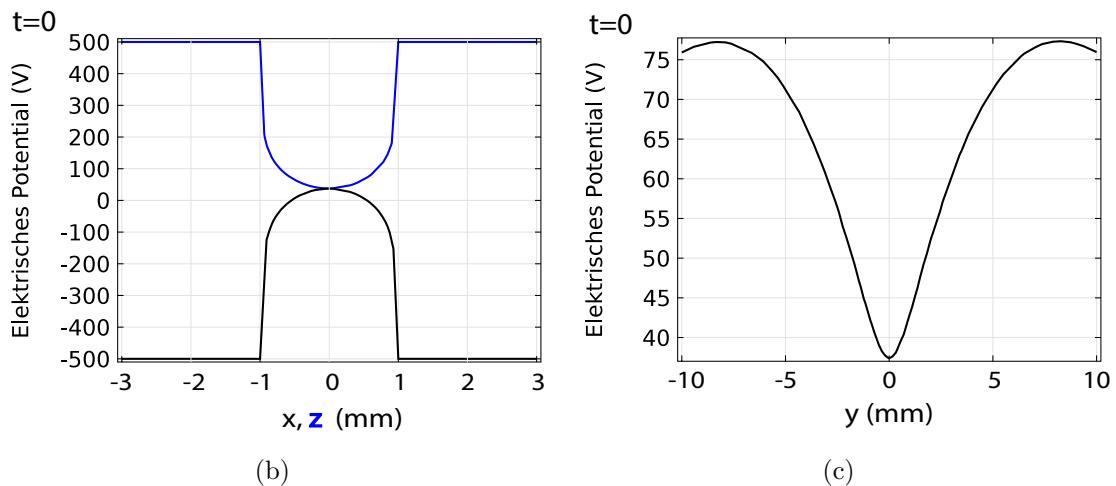
Eine halbe Periode später ( $t = \frac{\pi}{\Omega}$ ) hat die fokussierende und defokussierende Wirkung zwischen den Raumrichtungen getauscht. Wie bei der linearen Falle kann man dadurch für geeignete Parameter stabile Partikelbahnen erreichen.

Betrachtet man das Potential in Abb. 5.3(a) in der Nähe der Spitzen der Nadeln, dann erkennt man, dass das Potential dort einen relativ unsauberem Verlauf hat. Es verändert sich nicht stetig, sondern es bilden sich kleine Bildartefakte. Dies weist darauf hin, dass das Netz in diesem Bereich feiner sein sollte. Für einen groben Einblick in den Potentialverlauf ist diese Vernetzung allerdings hinreichend.

Da es bei der Fertigung einer solchen Nadelfalle schwer ist, die Nadeln exakt gegenüber zu positionieren, wird die Auswirkung einer Nadelverschiebung untersucht. Verschiebt man die obere Nadel wie in Abbildung 5.4 schematisch dargestellt um 0,4 mm in die positive z-Richtung, dann verschiebt sich das Fallenzentrum vom Ursprung weg. Das neue Fallenzentrum liegt in etwa bei den Koordinaten  $x = -0,07$  mm und  $z = 0,17$  mm. Außerdem erhöht sich der Potentialwert im Fallenzentrum auf etwa 41 V. Auf eine möglichst exakte Positionierung der Nadeln sollte also geachtet werden.



(a)



(b)

(c)

Abbildung 5.3: Potential zum Zeitpunkt  $t = 0$  der Quadrupol-Nadelfalle. (a) Potential in der  $xz$ -Ebene, (b) Potential entlang der  $x$ - bzw.  $z$ -Achse, (c) Potential entlang der  $y$ -Achse.

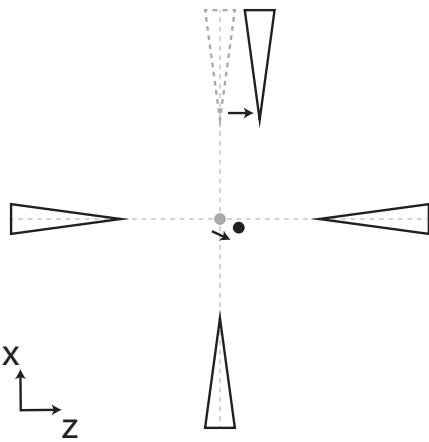


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung des Fallenzentrumversatzes durch die Verschiebung einer Nadel.

## 5.2 Konstruktion und Fertigung

### Wolframmaden

Die Nadelfalle besteht aus 4 Wolframmaden, die einen Durchmesser von 0,3 mm haben und etwa 32 mm lang sind. Diese werden für die Chirurgie als Hochspannungselektroden zum Schneiden von menschlichem Gewebe verwendet und von der Firma Micromed Medizintechnik GmbH verkauft. Die Maden sind an beiden Seiten spitz. Aus 40 Madenspitzen werden 4 geeignete ausgewählt, die möglichst spitz und gerade sein sollten. Die Madenspitzen werden mit Hilfe der Mikroskopaufnahmen vermessen, die in Abbildung 5.5 dargestellt sind. Bei der Vermessung wird wie bei der Simulation angenommen, dass die Maden aus einem Zylinder und einem Kegel bestehen. Die Maße sind in der folgenden Tabelle aufgeführt.

Nadel	Länge der Spitze (mm)	Öffnungswinkel (grad)
(a)	2,52	6,40
(b)	1,94	8,34
(c)	1,82	9,08
(d)	1,66	9,81

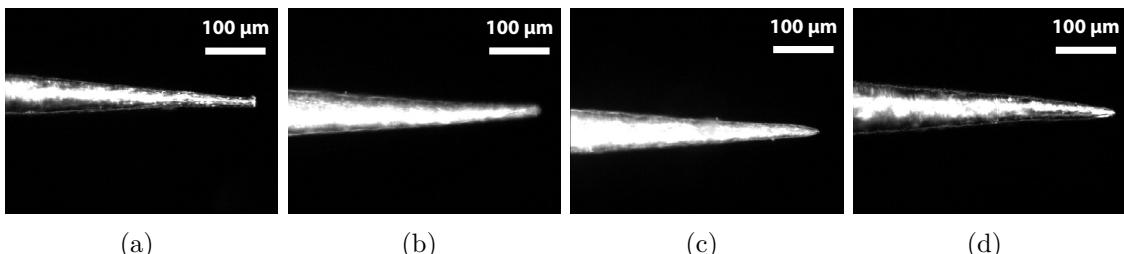


Abbildung 5.5: Die Spitzen der verwendeten Wolframmaden.

### Nadelhalterung

In Abbildung 5.6 ist die Halterung der Maden dargestellt. Hierfür werden zwei gefräste Epoxidharzplatten verwendet, die eine Bohrung mit einem Durchmesser

von 0,3 mm haben, durch die die Nadeln geführt werden. Die Platten sind mit M2 Gewindeschrauben an einem Aluminiumblock montiert. Dabei ist es sehr wichtig, dass die Seiten dieses Aluminiumblock planparallel sind, da sonst später ein Versatz der Nadeln entsteht, wie in Abbildung 5.4 gezeigt. Der Aluminiumblock besitzt an der Unterseite zwei 0,2 mm hohe Führungsschienen, die in Führungsnuß eingelassen werden. Die Nadeln befinden sich auf einer Höhe von 8 mm über der Unterkante von dem Aluminiumblock und 3 mm über der Oberkante.

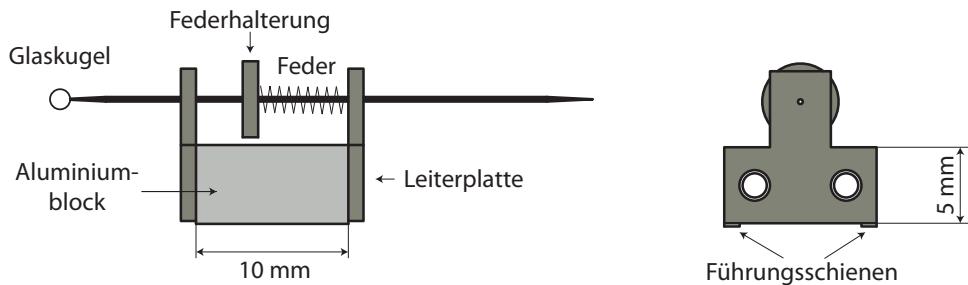


Abbildung 5.6: Nadelhalterung für die Wolframnadeln.

### Bewegung der Nadeln

Um den Abstand der Nadeln zu variieren und die Nadeln in die richtige Position zu bringen, wurden Digitalservos (Blue Bird BMS-303DMG) verwendet. Die Servomotoren haben einen maximalen Stellwinkel von  $60^\circ$ . An jeden Servo ist eine Exzентerscheibe geschraubt mit einem Versatz zum Mittelpunkt von 6 mm, wie in Abbildung 5.7 gezeigt. Außerdem besitzt sie eine Nut in der die Glaskugel laufen soll. Die Glaskugeln werden hergestellt aus Glasperlen, die über die Nadeln geschoben werden und mit Hilfe eines CO<sub>2</sub>-Laser an das Nadelende geschmolzen werden (siehe Abbildung 5.8). Die Glaskugel dient dem Zweck, dass die hintere Nadelspitze sich nicht in die Exzenterscheibe bohrt, da diese aus PVC besteht.

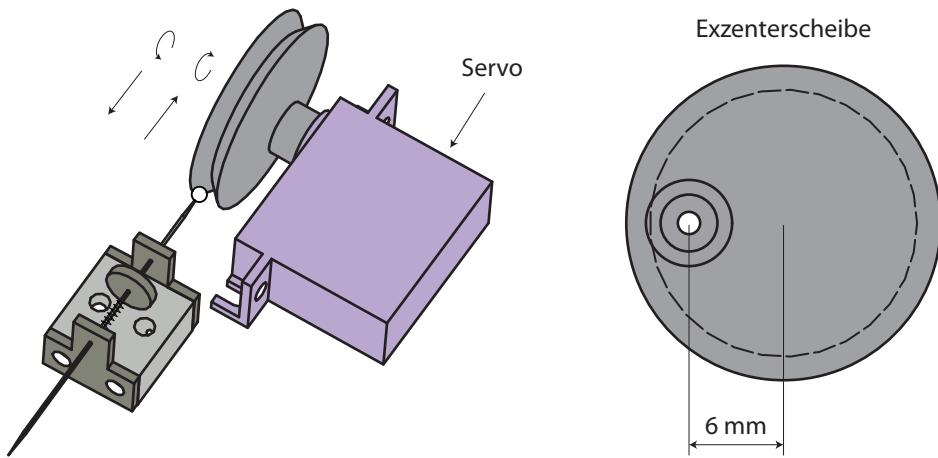


Abbildung 5.7: Bewegung der Nadeln mit Hilfe eines Digitalservo.

Als Federhalterungen fungieren runde Leiterplatten mit einer 0,3 mm dicken Bohrung, die mit Sekundenkleber an die Nadeln geklebt sind. Über die Nadeln sind 7 mm lange Druckfedern gestülpt, die sich zwischen der Federhalterung und einer

Leiterplatte befinden. Diese hält die Nadeln unter ständiger Spannung in Position. Der Servo mit der Exzentrerscheibe wird hinter der Nadel positioniert. Dreht man den Servo, so drückt die Exzentrerscheibe auf die Glaskugel und die Nadel bewegt sich nach vorne. Dabei wird die Druckfeder eingestaucht und übt eine Gegenkraft auf die Exzentrerscheibe aus. Dreht man den Servo in die andere Richtung, dann bewegt sich die Nadel durch die Federkraft zurück. Die Feder kann in etwa auf die Hälfte ihrer Länge zusammengedrückt werden, wodurch man einen maximalen Verstellweg von etwa 3,5 mm pro Nadel zur Verfügung hat.

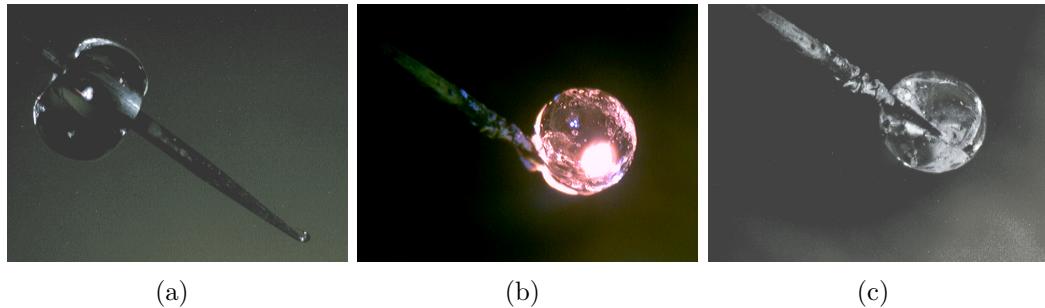


Abbildung 5.8: (a) Glasperle wird über die Nadel geschoben. (b) Anschmelzen der Perle mit Hilfe eines CO<sub>2</sub>-Lasers. (c) Fertige Glaskugel.

## Basisplatte

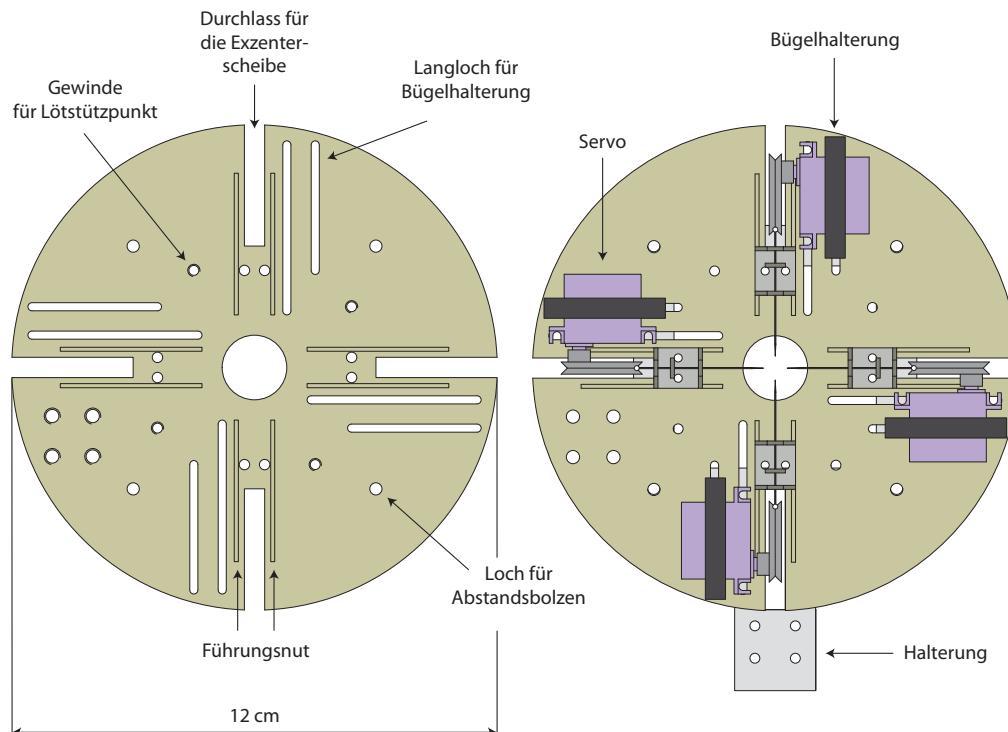


Abbildung 5.9: Basisplatte mit den einzelnen Komponenten.

Die Nadel mit Halterung, inklusive der Servos mit Exzentrerscheiben sind wie in Abbildung (5.9) dargestellt auf einer Basisplatte montiert. Diese Basisplatte besteht aus Messing, ist 2 mm dick und hat einen Durchmesser von 12 cm. In der Mitte besitzt

sie eine Bohrung mit einem Durchmesser von 16 mm, die für die Beobachtung der Teilchen vorgesehen ist. Die Basisplatte besitzt mehrere Führungsnuen, in welche die Führungsschienen der Nadelhalterungen eingelassen sind. Diese sind von unten mit M2,5 Schrauben an die Basisplatte geschraubt. Außerdem hat die Basisplatte 4 Durchlässe für die Exzenter scheiben. Die Servos mit Exzenter scheiben sind mit Hilfe von Bügelhalterungen fixiert, die die Servos an die Basisplatte pressen.

Damit die Position der Servos verstellbar ist, sind Langlöcher in die Basisplatte gefräst, an die die Bügelhalter von unten mit M2 Schrauben geschraubt werden. Außerdem sind in der Platte M3 Gewinde für Lötstützpunkte vorgesehen, über die die Nadeln kontaktiert werden.

Die Basisplatte wurde ein zweites mal hergestellt, allerdings ohne die Durchlässe für die Exzenter scheiben, Führungsnuen und Gewinde. Die Basis- und Deckelplatte sind notwendig für die axiale Speicherung und werden durch M3 Abstandsbolzen verbunden (Abb. 5.10). Es kann außerdem noch eine Halterung an die Falle angebracht werden, so dass sie vertikal montiert betrieben werden kann.

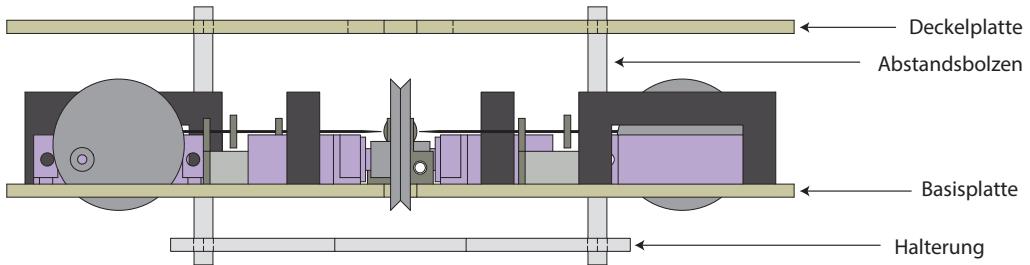


Abbildung 5.10: Basis- und Deckelplatte verbunden durch Abstandsbolzen.

### Kontaktierung und elektrische Versorgung der Falle

Um an die Wolframnadeln eine Spannung zu legen, müssen diese mit Kabeln kontaktiert werden. Da Wolfram nur sehr schwer lötbar ist, kann man den Draht nicht einfach an die Nadeln löten. Bei einer Klemmverbindung besteht das Problem, dass die dünnen Nadeln sich durch die Klemmung verbiegen. Daher wird der Draht um die Nadeln gewickelt und darauf wird etwas Lötzinn aufgebracht. Das Lötzinn umgibt den Draht und schließt die Zwischenräume zwischen Draht und Nadeloberfläche. Dadurch entsteht eine leitfähige Kontaktierung mit dem Kabel. Die Nadeln sind zwischen der Federhalterung und der hinteren Leiterplatte kontaktiert. Um eine Beschädigung der Nadeln durch Zug an den Kabeln zu vermeiden, sind diese an Lötstützpunkte angelötet. Diese sind neben den Nadelführungen auf der Basisplatte montiert. An diese Lötstützpunkte sind mit Silikon isolierte Kabel gelötet. Über diese flexiblen Kabel werden die Nadeln mit dem Verstärker wie in Abbildung 5.11 dargestellt verbunden.

Um auf die Basis- und Deckelplatte eine Gleichspannung zu legen, sind Lötösen an die Platten geschraubt. Über diese Lötösen sind die Platten mit zwei verschiedenen Netzteilen verbunden (Abb. 3.2(a)).

Die elektrische Versorgung mit der Wechselspannung ist äquivalent zu der in Abschnitt 3.2. Das Wechselspannungssignal wird durch einen Frequenzgenerator erzeugt. Die Amplitude wird durch einen Transistorverstärker vergrößert und die gegenphasigen Ausgangssignale auf die sich gegenüberstehenden Nadeln gelegt. Über einen dritten Ausgang wird das Ausgangssignal auf einem Oszilloskop beobachtet.

Die Wechselspannungsversorgung ist in Abb. 3.2(b) schematisch dargestellt. Die Gleichspannungsversorgung ist in diesem Fall etwas anders. Es werden zwei separate Netzgeräte verwendet anstatt einer Schaltbox. Die Geräte sind dieselben wie in Abschnitt 3.2.

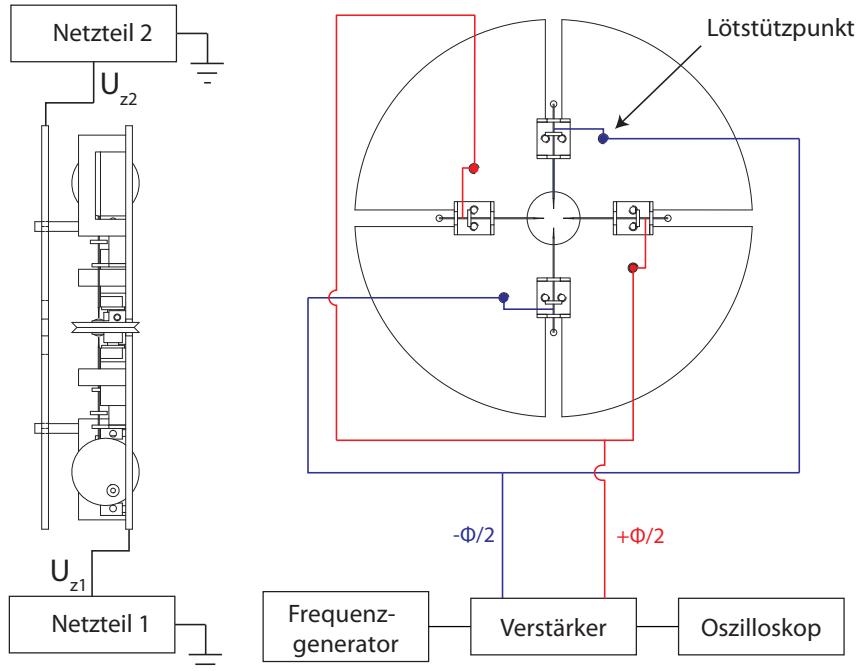


Abbildung 5.11: Schematische Darstellung der elektrischen Versorgung der Quadrupol-Nadelfalle. In (a) ist die Gleichspannungsversorgung für die axiale Speicherung und in (b) die Wechselspannungsversorgung für die radiale Speicherung dargestellt.

### Justierung der Nadeln

Trotz der Fertigung der Bauteile mit einer CNC-Fräse sind bei den Bauteilen Ungenauigkeiten vorhanden. Insbesondere bei den Führungsschienen und den Führungsnu te die nur 0,2 mm tief und 1 mm breit sind, sind die relativen Unsicherheiten recht groß. Bei der Montage macht sich dies insoweit bemerkbar, dass die Aluminiumblöcke der Nadelführungen nicht ideal auf der dafür vorgesehenen Position sitzen. Dies wirkt sich auf die Position der Nadeln aus und es entsteht dadurch ein Versatz der Nadeln wie bei den Simulationsergebnissen in Abbildung 5.4 illustriert. Außerdem waren die Nadeln leicht verbogen, was bei der anfänglichen Auswahl nicht auffiel oder erst bei der Zusammensetzung der einzelnen Komponenten entstand. Es könnte durchaus sein, dass beim Anschmelzen der Glasperlen an die Nadelenden mit dem CO<sub>2</sub>-Laser, sehr viel Wärme auf die Nadeln übertragen wurde und diese sich dadurch etwas verbogen haben.

Ohne zusätzliche Korrektur bei der Montage, entstand bei einem Nadelpaar ein Versatz von etwa 1 mm. Dieser Wert ist viel zu groß und muss verringert werden. Da die Führungsschienen nicht ideal in die Nuten passten, werden manche Blöcke durch leichtes Andrehen der Schrauben in die richtige Position gebracht. Da die Blöcke nun nicht mehr in den Nuten stehen, entsteht ein Versatz der Nadeln in die axiale Richtung, dieser ist aber nur 0,2 mm groß. Dieser Versatz wirkt sich auch hauptsächlich auf eine Verschiebung des Fallenzentrums in die axiale Richtung aus. Diese

Verschiebung kann durch die axiale Spannung gut kompensiert werden.  
Die fertiggestellte Falle ist in Abbildung 5.12 dargestellt.

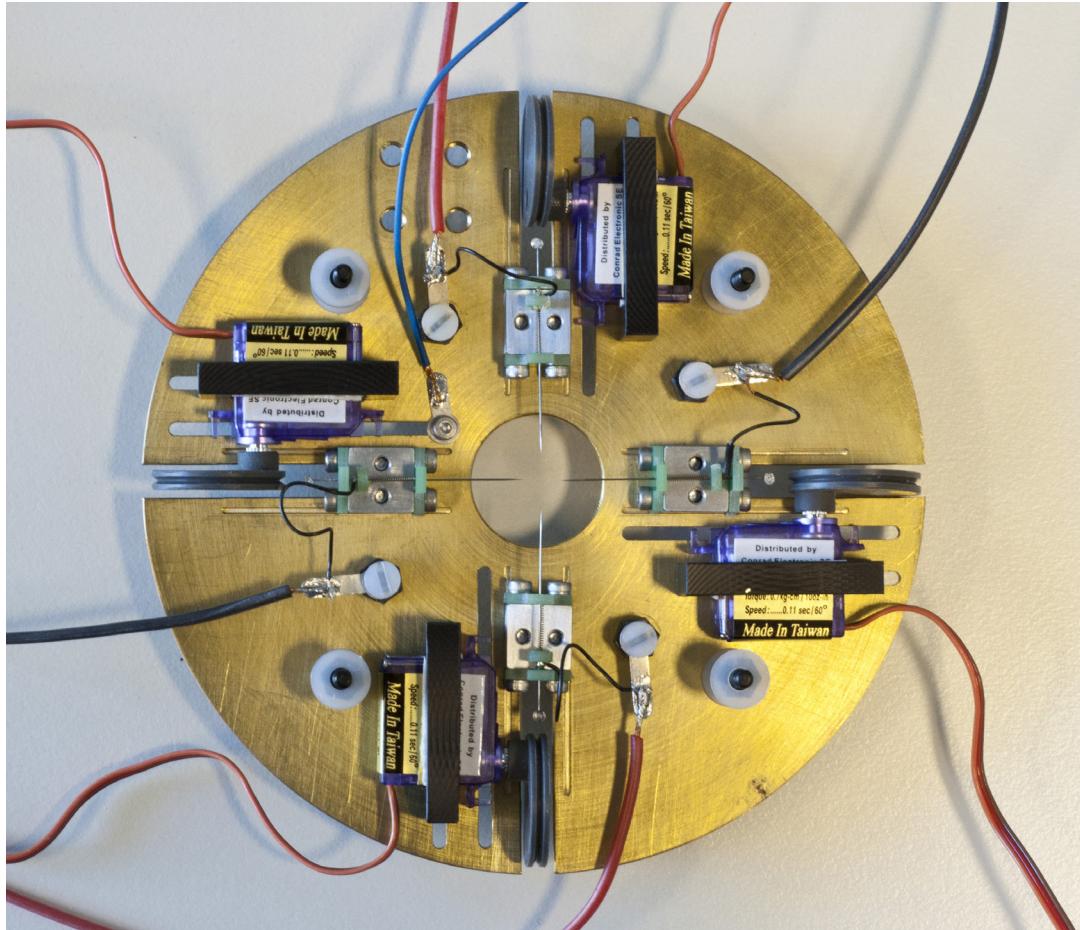


Abbildung 5.12: Bild der Quadrupol-Nadelfalle ohne Deckelplatte.

### 5.3 Einfang von Teilchen

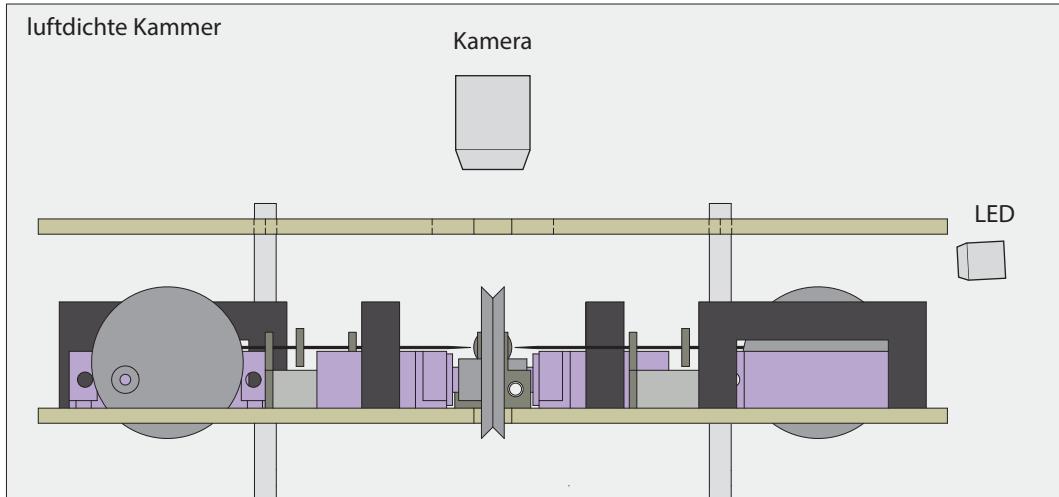


Abbildung 5.13: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zum Einfang von Teilchen mit der Quadrupol-Nadelfalle.

Um die Falle auf ihre Funktionstüchtigkeit zu untersuchen, wird diese aufrecht in eine luftdichte Kammer gestellt, wie in Abbildung 5.13 gezeigt. Über der Falle ist eine Kamera installiert, um die Teilchen zu beobachten und es ist zusätzlich eine blaue LED angebracht, so dass die Teilchen über das Streulicht sichtbar werden. Die Nadeln werden zuerst mit Hilfe der Servos positioniert und haben in etwa einen Abstand von 5 mm.

Als Teilchen werden wieder Bärlappsporen verwendet. Diese werden wieder mit Hilfe eines Kunststoffstabes aufgeladen und in die Falle gebracht. Die Falle wird typischerweise mit einer Amplitude von  $U_{AC} = 800$  V und einer Frequenz von  $\Omega = 2\pi \cdot 72$  Hz betrieben. Auf die Basis- und Deckelplatte liegt eine Gleichspannung im Bereich von  $U_y = (1 - 100)$  V. Bei diesen Fallenparametern können effizient Teilchen gefangen werden. Ein Bild einer gefangenen Spore befindet sich in Abbildung 5.14. Die Sporen können für mehrere Stunden in der Falle gehalten werden. Da das Einbringen der Bärlappsporen mit dem Kunststoffstab relativ unkontrolliert ist und bei leichtem Anklopfen des Stabes mehrere Teilchen abfallen, werden meist gleich mehrere Teilchen in der Falle gefangen. Befinden sich mehrere Teilchen in der Falle, stoßen diese sich aufgrund der Coulombkraft gegenseitig ab und es bilden sich sogenannte Coulombkristalle [CB88, WSL59].

Der Einfang von Teilchen bei dieser Fallengeometrie war deutlich einfacher als bei der Nadelfalle mit zwei Elektroden. Die Falle ist durch die Basis- und Deckelplatte recht gut von äußeren Störfaktoren geschützt, wie statischen Aufladungen in der Umgebung. Ein großer Vorteil gegenüber der Falle mit zwei Elektroden ist, dass nur eine halb so große Spannung benötigt wird um dieselbe Potentialtiefe zu erreichen. Vor allem hat die Quadrupol-Nadelfalle im Fallenzentrum einen Potentialwert der zeitlich konstant ist und wesentlich näher bei null liegt. Dies alles wirkt sich auf den Einfang und die Stabilisation der Teilchen aus.



Abbildung 5.14: Bärlappspore in der Quadrupol-Nadelfalle bei einem Nadelabstand von etwa 5 mm.

## 6. Transfer eines Teilchens

Da es das Ziel ist Nanodiamanten freischwebend zu untersuchen, müssen diese zuerst in die Quadrupol-Nadelfalle eingebracht werden. Die Diamanten werden mit Hilfe des Elektrosprays wie in Abschnitt 3 gezeigt elektrisch aufgeladen und in Richtung des Fallenzentrums gesprüht. Durch das Einsprühen haben die Teilchen anfangs eine recht hohe kinetische Energie. Bei der linearen Falle funktioniert der Einfang sehr gut, da das Fallenzentrum axial ausgedehnt ist. Die Quadrupol-Nadelfalle hat jedoch ein Fallenzentrum dass sich auf einen Punkt beschränkt und somit wird die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen eingefangen wird, deutlich verringert. Außerdem hat das Potential der Nadelfalle mehr Abweichungen vom idealen Quadrupolpotential, die als höhere Multipolordnungen in das Potential eingehen. Einen Ausweg für dieses Problem bietet die Kombination der Quadrupol-Nadelfalle und einer segmentierten linearen Falle, ähnlich wie von Pearson et. al. mit einer linearen und planaren Falle schon vorgestellt [PLB<sup>+</sup>06]. Die Teilchen werden in der segmentierten Falle gefangen und dann in die Quadrupol-Nadelfalle transferiert.

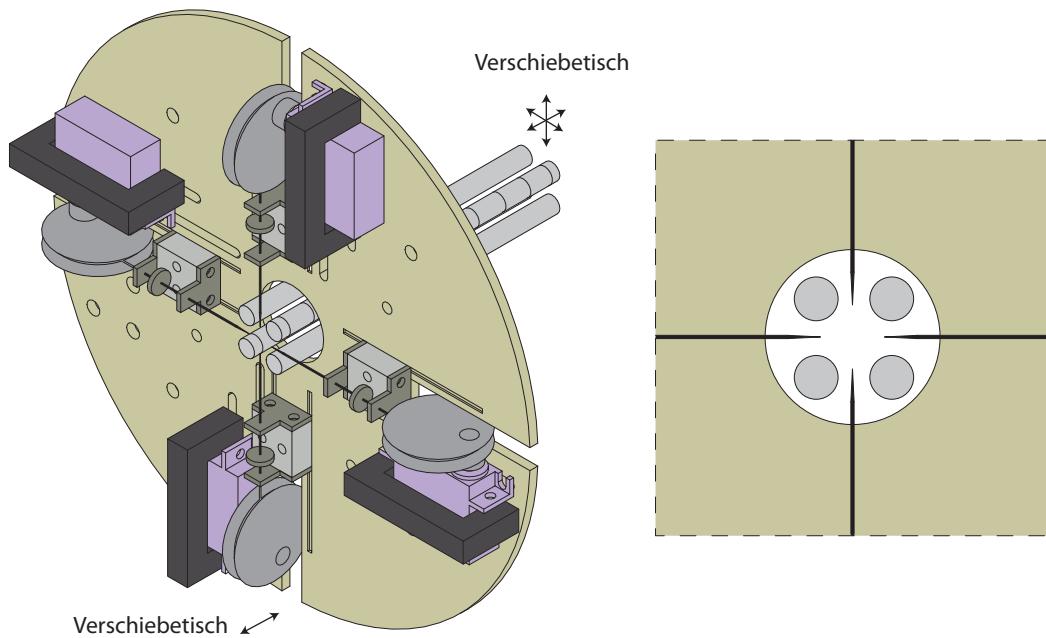


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der Fallenanordnung für den Transfer eines Teilchens. Die segmentierte und die Quadrupol-Nadelfalle werden so angeordnet, dass die Fallenzentren in axialer Richtung übereinstimmen. Aus Darstellungsgründen wurde auf die Deckelplatte der Quadrupol-Nadelfalle verzichtet. Rechts sieht man die Vorderansicht der Elektroden.

Die segmentierte Falle hat einen ähnlichen Aufbau wie in Abschnitt 2.1.6 schematisch dargestellt. Sie besteht ebenfalls aus 12 Segmenten. Diese haben allerdings nicht alle dieselbe Länge und variieren von (2 – 7) mm. Die segmentierte Falle hat einen Elektrodenradius von  $R = 2$  mm, einen Elektrodenabstand von  $2r_0 = 5,9$  mm und eine Gesamtlänge von 70 mm. Um die segmentierte Falle und die Nadelfalle so zu positionieren, dass ihre Fallenzentren auf einer Achse liegen, wird die segmentierte Falle auf einem dreidimensionalen Verschiebetisch montiert (siehe Abbildung 6.1). Für die Bewegung der Nadelfalle in die axiale Richtung wird ein eindimensionaler Verschiebetisch verwendet. Diese wird so positioniert, dass die Nadeln sich auf gleicher Höhe mit dem Ende der segmentierten Falle befinden. Die elektrische Versorgung für die Quadrupol-Nadelfalle ist in Abschnitt 5.2 beschrieben. Das Wechselspannungssignal für die segmentierte Falle wird durch einen separaten Frequenzgenerator erzeugt und die Amplitude durch einen zweiten Verstärker vergrößert. Die Phase der beiden Wechselspannungssignale wird synchronisiert. Die Frequenz beider Fallen beträgt  $\Omega = 2\pi \cdot 2$  kHz. Auf die segmentierte Falle und die Nadelfalle wird eine Wechselspannung mit einer Amplitude von typischerweise  $U_{AC} = 1$  kV gelegt. Mit Hilfe eines dritten Netzteils und einer Schaltbox werden die einzelnen Segmente der linearen Falle mit Gleichspannung versorgt. Die Gleichspannungen auf der Basis- und Deckelplatte liegen im Bereich von  $U_y = (1 - 100)$  V und auf den Segmenten im Bereich von  $U_{seg} = (1 - 40)$  V. Die Teilchen werden mit einer Wellenlänge von 515 nm aus einem Argon-Ionen-Laser beleuchtet und werden über das gestreute Licht sichtbar. Außerdem ist noch eine Kamera installiert, um den Transfer zu beobachten. Des Weiteren befinden sich beiden Fallen in einer luftdichten Kammer.

Für den Test des Transfers werden 5 µm große Siliziumdioxid-Kugeln verwendet. Die Teilchen werden zuerst mit dem Elektrospray in die segmentierte Falle gesprührt und dort eingefangen. Befinden sich die Teilchen in der segmentierten Falle, so ist deren Bewegung schon deutlich gedämpft. Durch geeignete Beschaltung der einzelnen Segmente können die Teilchen axial in der Falle verschoben werden. Bis zum Verschieben der Teilchen in das letzte Segment reicht allein die Gleichspannung auf den einzelnen Segmenten aus (Abb. 6.2(a)). Um die Teilchen dann in die Quadrupol-Nadelfalle zu bringen, wird zusätzlich die Gleichspannung auf der Deckel- und Basisplatte der Nadelfalle verwendet. Verringert man die Spannung auf der Deckelplatte schrittweise und erhöht die Spannung auf dem vorletzten Segment, dann bewegt sich das Teilchen wie in Abbildung 6.2(b) gezeigt axial in Richtung des Zentrums der Quadrupol-Nadelfalle. Befindet sich das Teilchen im Zentrum der Nadelfalle, wird es von dieser stabilisiert. Danach wird die Nadelfalle langsam verschoben, bis die Elektroden der segmentierten Falle sich nicht mehr innerhalb der Nadelfalle befinden. Durch die Verschiebung der segmentierten Falle erfährt das Teilchen eine ständige Kraft, die durch fortlaufendes Nachjustieren der statischen Potentiale kompensiert wird. Sobald die segmentierte Falle nicht mehr innerhalb der Nadelfalle ist, wird die Wechselspannungsamplitude auf der segmentierten Falle verringert bis diese verschwindet. Ab diesem Zeitpunkt befindet sich das Teilchen in der Quadrupol-Nadelfalle und kann dort mit besserem optischen Zugang untersucht werden (siehe Abbildung 6.2(c)).

Der Transfer von Teilchen wurde erfolgreich demonstriert und kann im weiteren mit Diamanten durchgeführt werden.

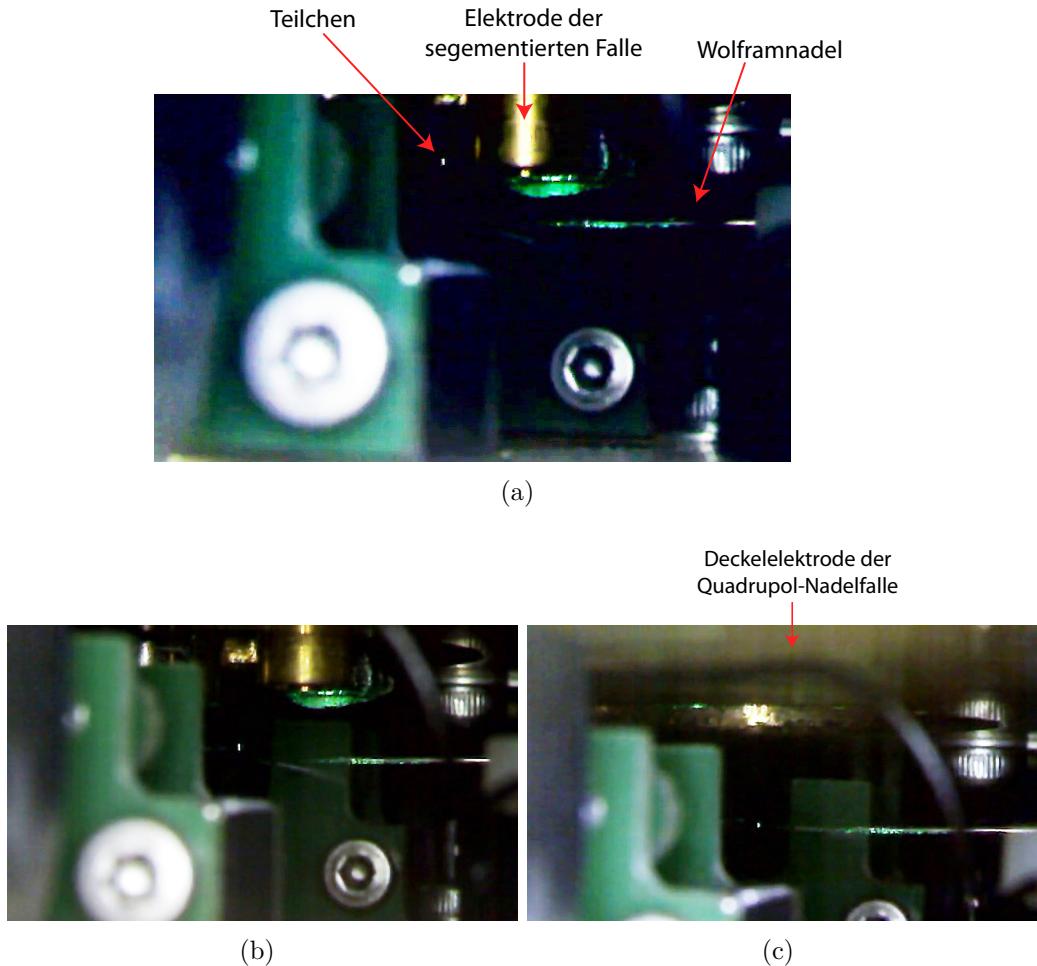


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung des Transfers eines Teilchens. Die Elektrode der segmentierten Falle hat einen Durchmesser von 4 mm. (a) Das Teilchen befindet sich noch im letzten Segment, das man oben im Bild erkennen kann. In (b) wird das Teilchen langsam durch Variation der Gleichspannung in Richtung des Fallenzentrums der Nadelfalle bewegt. (c) Das Teilchen befindet sich in der Nadelfalle und auf der segmentierten Falle liegt keine Wechselspannung mehr an.

## 7. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde der Einfang von Nanodiamanten mit NV-Zentren in einer linearen Paulfalle vorgestellt. Diese Ergebnisse wurden auch veröffentlicht. Die Makro- und Mikrobewegung konnte durch Erhöhung der Fallenparameter verringert werden. Außerdem wurde der Zusammenhang zwischen Größe und Fluoreszenzspektrum untersucht. Bei der Aufnahme des Fluoreszenzspektrums stellte man fest, dass die Aufsammeleffizienz bei kleinen Diamanten ( $< 0,5 \mu\text{m}$ ) zu gering ist. Dies liegt an dem schlechten optischen Zugang der linearen Paulfalle aufgrund des geringen Elektrodenabstands. Deswegen wurde eine neue Fallengeometrie entwickelt.

Die erste entwickelte Nadelfalle besteht aus zwei sich gegenüberstehenden Nähnadeln, die auf demselben Potential liegen. Der Potentialverlauf, der durch die Nadeln entsteht, wurde simuliert. Es entsteht ein Sattelpunkt, der notwendig für den Einfang von Teilchen ist. Bei einem Test der Falle stellte man fest, dass die Teilchen unzureichend stabilisiert werden können. Dies liegt wahrscheinlich an der geringen Tiefe des Potentialtopfs und dem Potentialwert der im Zentrum deutlich von null verschieden ist.

Es wurde eine kompliziertere Falle aus vier Nadeln konstruiert, die paarweise mit demselben Potential verbunden werden. Aus den Simulationsergebnissen ging hervor, dass diese Fallengeometrie ein doppelt so tiefes Potential aufweist wie die Falle mit zwei Nadeln. Das Potential ähnelt sehr dem der linearen Falle. Die Falle wurde ebenfalls auf ihre Funktionstüchtigkeit überprüft und man konnte zufriedenstellend Teilchen fangen und stabilisieren. Ein Nachteil, den diese Falle bisher hat, sind die großen Basis- und Deckelplatten mit einem Durchmesser von 12 cm. Eine Verringerung der gesamten Geometrie wäre daher erstrebenswert. Bei einer ungenauen Positionierung der Nadeln verschiebt sich das Fallenzentrum etwas, aber das Einfangen von Teilchen ist dennoch möglich. Daher sollten die Nadelhalterungen rotationsfähig sein, um einen Versatz der Nadeln zu korrigieren. Die Nadeln werden bisher manuell mit Hilfe eines Servo-Testers einzeln bewegt. Eine gleichzeitige Steuerung aller Nadeln wäre insoweit vorteilhaft, dass man den Nadelabstand zwischen beiden Nadelpaaren synchron verändern kann. Dadurch könnte man das Potential durch Variation des Nadelabstandes verändern, währenddessen sich ein Teilchen in der Falle befindet, und es somit mehr stabilisieren.

Um Teilchen in die Quadrupol-Nadelfalle zu bringen, wurde eine Kombination einer linearen Falle mit mehreren Segmenten und der Nadelfalle genutzt. Die Teilchen werden zuerst in der segmentierten Falle gefangen und dann in die Nadelfalle transferiert. Dort können die Teilchen dann mit einer deutlich besseren Aufsammeleffizienz untersucht werden. Der Transfer soll noch mit Diamanten durchgeführt werden.

In Zukunft soll das Fluoreszenzspektrum von Diamantkristallen im Nanometerbereich in der Nadelfalle untersucht werden. Durch das Loch in der Deckelplatte, kann ein besseres Objektiv als das bisher genutzte durchgeführt werden. Somit wird die Aufsammeleffizienz deutlich vergrößert. Als langfristiges Ziel ist angestrebt, Diamanten mit einzelnen NV-Zentren freischwebend zu untersuchen. Weiterhin könnte man die Diamanten über einen Anti-Stokes-Prozess optisch kühlen [SBE07]. Bei der Laserkühlung werden die thermischen Schwingungen des Kristalls gedämpft, die auch Phononen genannt werden. Hierfür werden die Diamanten mit Photonen angeregt, deren Energie kleiner ist als die Bandlücke zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand. Um in den angeregten Zustand zu kommen, wird zusätzlich zum Photon die Energie eines Phonons aufgenommen. Bei dem Zerfall in den Grundzustand wird dann ein Photon ausgesandt, dass eine höhere Energie als das Anregungsphoton besitzt. Der Diamantkristall hat also ein Phonon verloren und befindet sich in einem niedrigeren thermischen Energiezustand. In Abbildung 7.1 ist dieser Prozess schematisch dargestellt. Für das Laserkühlen muss sich das Teilchen im Vakuum befinden. Dies wurde in dieser Arbeitsgruppe schon erfolgreich durchgeführt. Dazu werden die Teilchen erst in Luft eingefangen und danach wird die Kammer evakuiert [Kuh07].

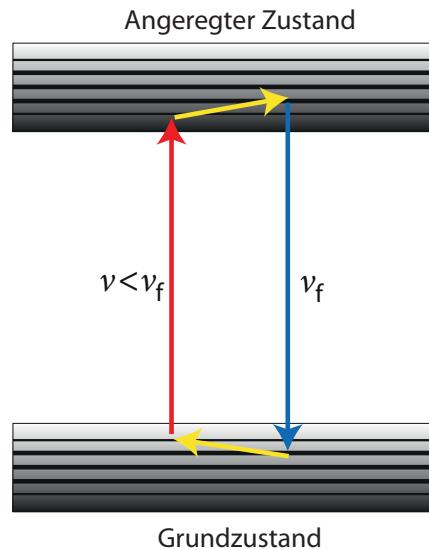


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung des Anti-Stokes-Prozess. Aus [SBE07].

# Publikationen

- KUHLICKE, Alexander ; SCHELL, Andreas W. ; ZOLL, Joachim ; BENSON, Oliver: Nitrogen vacancy center fluorescence from a submicron diamond cluster levitated in a linear quadrupole ion trap. In: *Applied Physics Letters* 105 (2014), August, Nr. 7, 073101. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4893575>. – DOI 10.1063/1.4893575. – ISSN 0003–6951, 1077–3118

# Literaturverzeichnis

- [AF86] ARNOLD, S. ; FOLAN, L. M.: Fluorescence spectrometer for a single electrodynamically levitated microparticle. In: *Review of Scientific Instruments* 57 (1986), Nr. 9, 2250. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1138693>. – DOI 10.1063/1.1138693. – ISSN 00346748
- [AH85] ARNOLD, S. ; HESSEL, N.: Photoemission from single electrodynamically levitated microparticles. In: *Review of Scientific Instruments* 56 (1985), Nr. 11, 2066. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1138420>. – DOI 10.1063/1.1138420. – ISSN 00346748
- [BBG<sup>+</sup>01] BEVERATOS, Alexios ; BROURI, Rosa ; GACOIN, Thierry ; POIZAT, Jean-Philippe ; GRANGIER, Philippe: Nonclassical radiation from diamond nanocrystals. In: *Physical Review A* 64 (2001), November, Nr. 6. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.64.061802>. – DOI 10.1103/PhysRevA.64.061802. – ISSN 1050–2947, 1094–1622
- [BDK92] BREWER, R. G. ; DEVOE, R. G. ; KALLENBACH, R.: Planar ion microtraps. In: *Physical Review A* 46 (1992), Nr. 11, R6781. <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevA.46.R6781>
- [BHK<sup>+</sup>10] BABINEC, Thomas M. ; HAUSMANN, Birgit J. M. ; KHAN, Mughees ; ZHANG, Yinan ; MAZE, Jeronimo R. ; HEMMER, Philip R. ; LONČAR, Marko: A diamond nanowire single-photon source. In: *Nature Nanotechnology* 5 (2010), März, Nr. 3, 195–199. <http://dx.doi.org/10.1038/nnano.2010.6>. – DOI 10.1038/nnano.2010.6. – ISSN 1748–3387, 1748–3395
- [Bla06] BLAUM, Klaus: Laserspektroskopie, Fallen und ihre Anwendungen (Johannes Gutenberg-Universität Mainz). (2006)
- [BMB<sup>+</sup>98] BERKELAND, D. J. ; MILLER, J. D. ; BERGQUIST, J. C. ; ITANO, W. M. ; WINELAND, D. J.: Minimization of ion micromotion in a Paul trap. In: *Journal of Applied Physics* 83 (1998), Nr. 10, 5025. <http://dx.doi.org/10.1063/1.367318>. – DOI 10.1063/1.367318. – ISSN 00218979
- [BP61] BUSCH, F. v. ; PAUL, W.: Ueber nichtlineare Resonanzen im elektrischen Massenfilter als Folge von Feldfehlern. In: *Zeitschrift für Physik* 164 (1961), Nr. 5, 588–594. <http://link.springer.com/article/10.1007/BF01378433>
- [BW08] BLATT, Rainer ; WINELAND, David: Entangled states of trapped atomic ions. In: *Nature* 453 (2008), Juni, Nr. 7198, 1008–1015. <http://dx.doi.org/10.1038/nature07198>

- //dx.doi.org/10.1038/nature07125. – DOI 10.1038/nature07125. – ISSN 0028–0836, 1476–4687
- [CB88] CASDORFF, R. ; BLATT, R.: Ordered structures and statistical properties of ion clouds stored in a Paul trap. In: *Applied Physics B* 45 (1988), Nr. 3, 175–182. <http://link.springer.com/article/10.1007/BF00695288>
- [CTJ83] COLLINS, A. T. ; THOMAZ, M. F. ; JORGE, Maria Isabel B.: Luminescence decay time of the 1.945 eV centre in type Ib diamond. In: *Journal of Physics C: Solid State Physics* 16 (1983), Nr. 11, 2177. <http://iopscience.iop.org/0022-3719/16/11/020>
- [CZ95] CIRAC, Juan I. ; ZOLLER, Peter: Quantum computations with cold trapped ions. In: *Physical review letters* 74 (1995), Nr. 20, 4091. <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.74.4091>
- [DB00] DREWSEN, Michael ; BRØNER, Andy: Harmonic linear Paul trap: Stability diagram and effective potentials. In: *Physical Review A* 62 (2000), Nr. 4, 045401. <http://journals.aps.org/pra/abstract/10.1103/PhysRevA.62.045401>
- [DBIW89] DIEDRICH, F. ; BERGQUIST, J. C. ; ITANO, Wayne M. ; WINELAND, D. J.: Laser cooling to the zero-point energy of motion. In: *Physical Review Letters* 62 (1989), Nr. 4, 403. <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.62.403>
- [DFM05] DOUGLAS, Donald J. ; FRANK, Aaron J. ; MAO, Dunmin: Linear ion traps in mass spectrometry. In: *Mass Spectrometry Reviews* 24 (2005), Januar, Nr. 1, 1–29. <http://dx.doi.org/10.1002/mas.20004>. – DOI 10.1002/mas.20004. – ISSN 0277–7037, 1098–2787
- [DL04] DUFT, Denis ; LEISNER, Thomas: The index of refraction of super-cooled solutions determined by the analysis of optical rainbow scattering from levitated droplets. In: *International Journal of Mass Spectrometry* 233 (2004), April, Nr. 1-3, 61–65. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijms.2003.11.020>. – DOI 10.1016/j.ijms.2003.11.020. – ISSN 13873806
- [Dol68] DOLE, Malcolm: Molecular Beams of Macroions. In: *The Journal of Chemical Physics* 49 (1968), Nr. 5, 2240. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1670391>. – DOI 10.1063/1.1670391. – ISSN 00219606
- [DOS<sup>+</sup>06] DESLAURIERS, L. ; OLMSCHENK, S. ; STICK, D. ; HENSINGER, W. ; STERK, J. ; MONROE, C.: Scaling and Suppression of Anomalous Heating in Ion Traps. In: *Physical Review Letters* 97 (2006), September, Nr. 10. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.103007>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.97.103007. – ISSN 0031–9007, 1079–7114
- [DRDPL65] DYER, H. B. ; RAAL, F. A. ; DU PREEZ, L. ; LOUBSER, J. H. N.: Optical absorption features associated with paramagnetic nitrogen in diamond. In: *Philosophical Magazine* 11 (1965), April, Nr. 112,

- 763–774. <http://dx.doi.org/10.1080/14786436508230081>. – DOI 10.1080/14786436508230081. – ISSN 0031–8086
- [Fis59] FISCHER, Erhard: Die dreidimensionale Stabilisierung von Ladungsträgern in einem Vierpolfeld. In: *Zeitschrift für Physik* 156 (1959), Nr. 1, 1–26. <http://link.springer.com/article/10.1007/BF01332512>
- [FLC<sup>+</sup>07] FU, Chi-Cheng ; LEE, Hsu-Yang ; CHEN, Kowa ; LIM, Tsong-Shin ; WU, Hsiao-Yun ; LIN, Po-Keng ; WEI, Pei-Kuen ; TSAO, Pei-Hsi ; CHANG, Huan-Cheng ; FANN, Wunshain: Characterization and application of single fluorescent nanodiamonds as cellular biomarkers. In: *Proceedings of the National Academy of Sciences* 104 (2007), Nr. 3, 727–732. <http://www.pnas.org/content/104/3/727.short>
- [GC97] GAÑÁN-CALVO, Alfonso M.: Cone-jet analytical extension of Taylor's electrostatic solution and the asymptotic universal scaling laws in electrospraying. In: *Physical review letters* 79 (1997), Nr. 2, 217. <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.79.217>
- [GT94] GOMEZ, Alessandro ; TANG, Keqi: Charge and fission of droplets in electrostatic sprays. In: *Physics of Fluids* 6 (1994), Januar, Nr. 1, 404–414. <http://dx.doi.org/10.1063/1.868037>. – DOI 10.1063/1.868037. – ISSN 1070–6631, 1089–7666
- [JTG<sup>+</sup>01] JELEZKO, F. ; TIETZ, C. ; GRUBER, A. ; POPA, I. ; NIZOVTEV, A. ; KILIN, S. ; WRACHTRUP, J.: Spectroscopy of single NV centers in diamond. In: *Single Molecules* 2 (2001), Nr. 4, 255–260. [http://www.chem.kuleuven.be/research/mds/PDF%20PUBLICATIONS/Single%20Molecules\\_2001\\_2\\_255\\_260\\_Jelezko\\_Spectroscopy%20of%20Single%20NV%20Centers%20in%20Diamond.pdf](http://www.chem.kuleuven.be/research/mds/PDF%20PUBLICATIONS/Single%20Molecules_2001_2_255_260_Jelezko_Spectroscopy%20of%20Single%20NV%20Centers%20in%20Diamond.pdf)
- [JW06] JELEZKO, F. ; WRACHTRUP, J.: Single defect centres in diamond: A review. In: *physica status solidi (a)* 203 (2006), Oktober, Nr. 13, 3207–3225. <http://dx.doi.org/10.1002/pssa.200671403>. – DOI 10.1002/pssa.200671403. – ISSN 18626300, 18626319
- [KSZB14] KUHLICKE, Alexander ; SCHELL, Andreas W. ; ZOLL, Joachim ; BENSON, Oliver: Nitrogen vacancy center fluorescence from a submicron diamond cluster levitated in a linear quadrupole ion trap. In: *Applied Physics Letters* 105 (2014), August, Nr. 7, 073101. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4893575>. – DOI 10.1063/1.4893575. – ISSN 0003–6951, 1077–3118
- [KT93] KEVARLE, Paul ; TANG, Liang: From ions in solution to ions in the gas phase—the mechanism of electrospray mass spectrometry. In: *Analytical Chemistry* 65 (1993), Nr. 22, 972A–986A. <http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/ac00070a001>
- [Kuh07] KUHLICKE, Alexander: Einfang und Untersuchung von Nanopartikeln in einer Paul-Falle (Humboldt-Universität zu Berlin, AG Nanooptik). (2007)

- [LWY71] LEE-WHITING, G. E. ; YAMAZAKI, L.: Semi-analytical calculations for circular quadrupoles. In: *Nuclear Instruments and Methods* 94 (1971), Nr. 2, 319–332. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X71905878>
- [MH05] MANSON, N.B. ; HARRISON, J.P.: Photo-ionization of the nitrogen-vacancy center in diamond. In: *Diamond and Related Materials* 14 (2005), Oktober, Nr. 10, 1705–1710. <http://dx.doi.org/10.1016/j.diamond.2005.06.027>. – DOI 10.1016/j.diamond.2005.06.027. – ISSN 09259635
- [Mit96] MITA, Yoshimi: Change of absorption spectra in type-Ib diamond with heavy neutron irradiation. In: *Physical Review B* 53 (1996), Nr. 17, 11360. <http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.53.11360>
- [MS54] MEIXNER, J. ; SCHÄFKE, F. W.: *Mathieusche Funktionen und Sphäroidfunktionen*. Springer-Verlag, 1954
- [NBE<sup>+</sup>98] NÄGERL, H. C. ; BECHTER, W. ; ESCHNER, J. ; SCHMIDT-KALER, F. ; BLATT, R.: Ion strings for quantum gates. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 66 (1998), Nr. 5, 603–608. <http://www.springerlink.com/index/EJYX0XJC4A7LYN.pdf>
- [NHTD78] NEUHAUSER, W. ; HOHENSTATT, M. ; TOSCHEK, P. E. ; DEHMELT, H. G.: Visual observation and optical cooling of electrodynamically contained ions. In: *Applied physics* 17 (1978), Nr. 2, 123–129. <http://link.springer.com/article/10.1007/BF00885243>
- [NHTD80] NEUHAUSER, W. ; HOHENSTATT, M. ; TOSCHEK, P. E. ; DEHMELT, H.: Localized visible Ba<sup>+</sup> mono-ion oscillator. In: *Physical Review A* 22 (1980), Nr. 3, 1137. <http://journals.aps.org/pra/abstract/10.1103/PhysRevA.22.1137>
- [NKJ<sup>+</sup>05] NIZOVTCSEV, A. P. ; KILIN, S. Y. ; JELEZKO, F. ; GAEBAL, T. ; POPA, I. ; GRUBER, A. ; WRACHTRUP, J.: A quantum computer based on NV centers in diamond: optically detected nutations of single electron and nuclear spins. In: *Optics and spectroscopy* 99 (2005), Nr. 2, 233–244. <http://link.springer.com/article/10.1134/1.2034610>
- [NKJ<sup>+</sup>09] NEUMANN, P. ; KOLESOV, R. ; JACQUES, V. ; BECK, J. ; TISLER, J. ; BATALOV, A. ; ROGERS, L. ; MANSON, N. B. ; BALASUBRAMANIAN, G. ; JELEZKO, F. ; WRACHTRUP, J.: Excited-state spectroscopy of single NV defects in diamond using optically detected magnetic resonance. In: *New Journal of Physics* 11 (2009), Januar, Nr. 1, 013017. <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/11/1/013017>. – DOI 10.1088/1367-2630/11/1/013017. – ISSN 1367–2630
- [NKN<sup>+</sup>10] NEUMANN, P. ; KOLESOV, R. ; NAYDENOV, B. ; BECK, J. ; REMPP, F. ; STEINER, M. ; JACQUES, V. ; BALASUBRAMANIAN, G. ; MARKHAM, M. L. ; TWITCHEN, D. J. ; PEZZAGNA, S. ; MEIJER, J. ; TWAMLEY, J. ; JELEZKO, F. ; WRACHTRUP, J.: Quantum register based on coupled

- electron spins in a room-temperature solid. In: *Nature Physics* 6 (2010), April, Nr. 4, 249–253. <http://dx.doi.org/10.1038/nphys1536>. – DOI 10.1038/nphys1536. – ISSN 1745–2473, 1745–2481
- [Pau90] PAUL, Wolfgang: Electromagnetic traps for charged and neutral particles (Nobel lecture). In: *Angewandte Chemie International Edition in English* 29 (1990), Nr. 7, 739–748. <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/anie.199007391/abstract>
- [PBIW96] POITZSCH, M. E. ; BERGQUIST, J. C. ; ITANO, W. M. ; WINELAND, D. J.: Cryogenic linear ion trap for accurate spectroscopy. In: *Review of Scientific Instruments* 67 (1996), Nr. 1, 129. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1146560>. – DOI 10.1063/1.1146560. – ISSN 00346748
- [PDM89] PRESTAGE, J. D. ; DICK, G. J. ; MALEKI, L.: New ion trap for frequency standard applications. In: *Journal of Applied Physics* 66 (1989), Nr. 3, 1013. <http://dx.doi.org/10.1063/1.343486>. – DOI 10.1063/1.343486. – ISSN 00218979
- [PLB<sup>+</sup>06] PEARSON, C. ; LEIBRANDT, D. ; BAKR, W. ; MALLARD, W. ; BROWN, K. ; CHUANG, I.: Experimental investigation of planar ion traps. In: *Physical Review A* 73 (2006), März, Nr. 3. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.73.032307>. – DOI 10.1103/PhysRevA.73.032307. – ISSN 1050–2947, 1094–1622
- [PR55] PAUL, W. ; RAETHER, M.: Das elektrische massenfilter. In: *Zeitschrift für Physik* 140 (1955), Nr. 3, 262–273. <http://link.springer.com/article/10.1007/BF01328923>
- [PRVZ58] PAUL, W. ; REINHARD, H. P. ; VON ZAHN, U.: Das elektrische Massenfilter als Massenspektrometer und Isotopentrenner. In: *Zeitschrift für Physik* 152 (1958), Nr. 2, 143–182. <http://link.springer.com/article/10.1007/BF01327353>
- [RGB<sup>+</sup>92] RAIZEN, M. G. ; GILLIGAN, J. M. ; BERGQUIST, J. C. ; ITANO, W. M. ; WINELAND, D. J.: Ionic crystals in a linear Paul trap. In: *Physical Review A* 45 (1992), Nr. 9, 6493. <http://journals.aps.org/pra/abstract/10.1103/PhysRevA.45.6493>
- [SBE07] SHEIK-BAHAE, Mansoor ; EPSTEIN, Richard I.: Optical refrigeration. In: *Nature Photonics* 1 (2007)
- [SEH<sup>+</sup>12] SCHNEIDER, Christian ; ENDERLEIN, Martin ; HUBER, Thomas ; DÜRR, Stephan ; SCHAETZ, Tobias: Influence of static electric fields on an optical ion trap. In: *Physical Review A* 85 (2012), Januar, Nr. 1. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.85.013422>. – DOI 10.1103/PhysRevA.85.013422. – ISSN 1050–2947, 1094–1622
- [SIWG01] SCHLEMMER, Stephan ; ILLEMANN, Jens ; WELLERT, Stefan ; GERLICH, Dieter: Nondestructive high-resolution and absolute mass determination of single charged particles in a three-dimensional quadrupole trap. In: *Journal of Applied Physics* 90 (2001), Nr. 10, 5410.

- [http://dx.doi.org/10.1063/1.1397295.](http://dx.doi.org/10.1063/1.1397295) – DOI 10.1063/1.1397295.  
– ISSN 00218979
- [St"07] STÖCKER, Horst: *Taschenbuch der Physik*. 5. Auflage. Harri Deutsch, 2007
- [WO91] WINTER, H. ; ORTJOHANN, W.: Simple demonstration of storing macroscopic particles in a "Paul trap". In: *American Journal of Physics* 59 (1991), Nr. 807-813
- [WSL59] WUERKER, R. F. ; SHELTON, H. ; LANGMUIR, R. V.: Electrodynamic Containment of Charged Particles. In: *Journal of Applied Physics* 30 (1959), Nr. 3, 342. [http://dx.doi.org/10.1063/1.1735165.](http://dx.doi.org/10.1063/1.1735165) – DOI 10.1063/1.1735165. – ISSN 00218979

# **Selbständigkeitserklärung**

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne unerlaubte Hilfe angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Berlin, den 25. September 2014.

Joachim Zoll