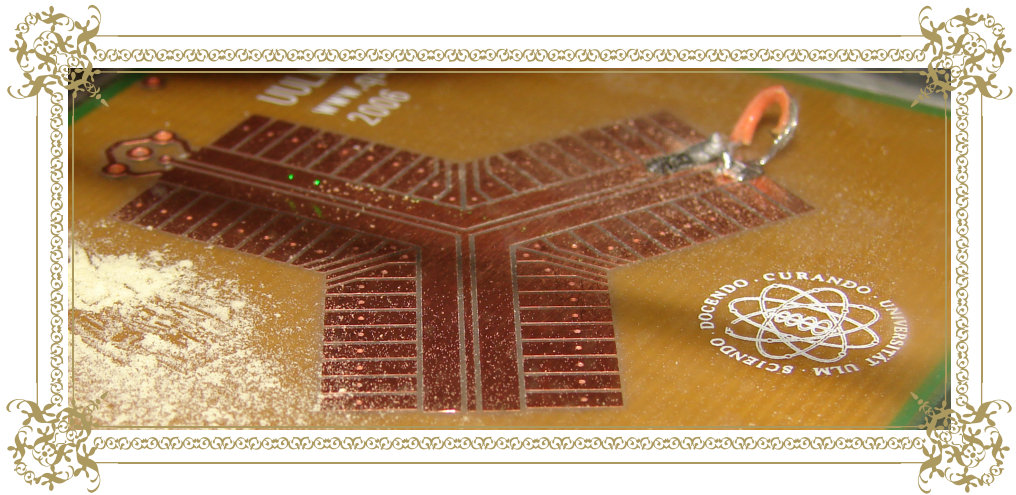

Planare Paulfallen

Wissenschaftliche Arbeit

vorgelegt von

Julia Sigler

Abteilung
Quanteninformationsverarbeitung
Universität Ulm
Oktober 2006



Vorwort

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es eine segmentierte planare Paulfalle bezüglich ihrer Eignung für den Bau eines Ionenfallen-Quantencomputers zu untersuchen. Hierfür wurde ein neues Verfahren verwendet, bei dem die Funktion der Falle mit makroskopischen geladenen Teilchen statt mit atomaren Ionen getestet wird.

Der Ausgangspunkt für das Experiment war eine planare Falle, die bereits im Vorfeld von Stephan Schulz entwickelt und mit den Methoden der Leiterplattentechnologie gefertigt wurde. Der Aufbau des Experiments gliederte sich in einen experimentellen Teil und einen theoretischen Teil. Der experimentelle Teil umfasste den Aufbau der Versuchsanordnung und wurde in Zusammenarbeit mit Stephan Schulz durchgeführt. Der theoretische Teil bestand aus der Einarbeitung in die Programmiersprache LabVIEWTM und der Entwicklung der VI-Bibliothek für den Transport der Teilchen. Die Inbetriebnahme des Experiments sowie die anschließenden Messungen und die Auswertung der Daten wurden ebenfalls selbständig durchgeführt.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Die Vision des Quantencomputers | 1 |
| 2 | Die Paulfalle | 5 |
| 2.1 | Das Funktionsprinzip der Paulfalle | 5 |
| 2.2 | Das Potential der Paulfalle | 6 |
| 2.2.1 | Die Bewegungsgleichungen von geladenen Teilchen in Paulfallen | 6 |
| 2.3 | Die lineare Paulfalle | 10 |
| 2.3.1 | Das Pseudopotential der linearen Paulfalle | 13 |
| 2.4 | Die planare Paulfalle | 14 |
| 3 | Der experimentelle Aufbau | 17 |
| 3.1 | Die Falle | 17 |
| 3.2 | Die Spannungsversorgung der Falle | 19 |
| 3.2.1 | Die Wechselspannung | 20 |
| 3.2.2 | Die Gleichspannung | 21 |
| 3.3 | Die Ansteuerung der DC-Elektroden | 22 |
| 3.3.1 | Der Hochspannungsmultiplexer | 22 |
| 3.3.2 | Der Digital-Analog-Wandler | 23 |
| 3.3.3 | Das Steuerprogramm | 24 |
| 3.4 | Die Versuchsanordnung | 25 |
| 3.5 | Die Abbildung der Teilchen | 26 |
| 3.5.1 | Die Beleuchtung | 26 |
| 3.5.2 | Die optische Detektion der Teilchen | 26 |
| 3.6 | Das Laden der Falle | 27 |
| 4 | Das Fangen und Manipulieren der Teilchen | 29 |
| 4.1 | Die Inbetriebnahme der Falle | 29 |
| 4.2 | Die Technik des Ladens | 29 |
| 4.3 | Die Manipulation der Teilchen | 30 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 5 | Die experimentelle Durchführung | 33 |
| 5.1 | Die Spannungsausgabe am Multiplexer | 33 |
| 5.1.1 | Messungen | 33 |
| 5.1.2 | Ergebnisse | 34 |
| 5.2 | Der lineare Transport | 35 |
| 5.2.1 | Die Technik des Transports | 35 |
| 5.2.2 | Linearer Transport 1 | 36 |
| 5.2.3 | Linearer Transport 2 | 40 |
| 5.3 | Das Trennen zweier Teilchen | 42 |
| 5.3.1 | Die Technik des Trennens | 42 |
| 5.3.2 | Steuerung und Aufzeichnung der Bewegung | 43 |
| 5.3.3 | Messungen und Diskussion | 43 |
| 5.4 | Der Transport um die Ecke | 45 |
| 5.4.1 | Die Technik des Transports | 45 |
| 5.4.2 | Die Steuerung der Bewegung | 45 |
| 5.4.3 | Messungen und Diskussion | 47 |
| 5.4.4 | Das Fallenzentrum | 48 |
| 5.5 | Der Wechsel der Betrachtungsperspektive | 49 |
| 5.5.1 | Die Kalibrierung der Kamera | 49 |
| 5.6 | Das radiale Fallenpotential | 50 |
| 5.6.1 | Die Messdaten | 50 |
| 5.6.2 | Die Kompensation über die Mittelelektrode | 51 |
| 5.6.3 | Die Kompensation über die DC-Elektroden | 53 |
| 5.6.4 | Die Deformation der Mikrobewegung über die Antriebsfrequenz | 54 |
| 5.6.5 | Folgerungen aus den Messungen | 55 |
| 5.7 | Teilchenkettten | 56 |
| 5.7.1 | Die Bestimmung der Teilchenladung | 57 |
| 5.7.2 | Teilchenkristalle | 59 |
| 6 | Ausblick | 63 |
| 7 | Zusammenfassung | 65 |
| | Literaturverzeichnis | 67 |
| | Anhang | 69 |
| | A: Die VI-Bibliothek | 69 |
| | B: Die Zuordnung der Multiplexerausgänge | 73 |

Kapitel 1

Die Vision des Quantencomputers

Angesichts des enormen Zuwachses an Leistungsfähigkeit, den Computer in den letzten Jahren erfahren haben, hat man den Eindruck, dass es kein Problem gibt, das mit ihrer Hilfe nicht gelöst werden könnte. Doch dieser Eindruck täuscht, spätestens beim Versuch quantenmechanische Vielteilchensysteme zu beschreiben oder zu simulieren kapituliert jeder klassische Rechner [7]. Dasselbe gilt darüber hinaus für eine Menge mathematischer Algorithmen wie zum Beispiel die Faktorisierung großer Primzahlen. Eine Lösung für diese Probleme verspricht ein Quantencomputer.

Ein Quantencomputer ist eine völlig neue Art von Rechner. Den Vorteil gegenüber der Turing-Maschine, auf der alle klassischen Computer aufbauen, gewinnt er dadurch, dass quantenmechanische Systeme in der Überlagerung von verschiedenen Zuständen existieren können [13]. Klassische Bits haben entweder den Wert 0 oder den Wert 1 und können diesen während einer Rechenoperation behalten oder ändern, sie haben jedoch immer **einen** Wert. Ein Quantenbit (kurz: *Qubit*) ist im Gegensatz dazu ein Quantensystem mit zwei orthonormalen Quantenzuständen $|0\rangle$ und $|1\rangle$, die aufgrund des Superpositionsprinzips als Überlagerung gleichzeitig vorliegen können. Das heißt, jeder Zustand des Qubits lässt sich schreiben als

$$|\psi\rangle = \alpha |0\rangle + \beta |1\rangle \quad \text{mit} \quad |\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1 \quad [9] .$$

Ein Quantenregister (= Gruppe von Qubits) stellt auf diese Weise alle ihm möglichen Quantenzustände gleichzeitig dar und ermöglicht so, dass **eine** Rechenoperation gleichzeitig auf **alle** Zustände wirken kann. Das heißt also, dass mit einem Quantencomputer eine große Anzahl von Rechnungen parallel durchführbar sind und genau dieses ist die Basis dafür, dass Quantencomputer die Leistungsfähigkeit von herkömmlichen PCs bei weitem übertreffen [13].

Um mit Qubits rechnen zu können werden Quantengatter verwendet. Quantengatter sind umkehrbare unitäre Quantenoperatoren, welche auf den Zustand der Qubits wirken. Sie entsprechen den klassischen Ein- und Zwei-Bit-Operationen, die in ihrer Abfolge einen mathematischen Algorithmus darstellen *. Es gibt Sätze von elementaren Gattern, aus denen jede beliebige unitäre Operation erzeugt werden kann. Weil damit alle möglichen Algorithmen realisierbar sind, nennt man sie *universelle Gattersätze*. Bei einem Quantencomputer stellt zum Beispiel eine beliebige Ein-Qubit-Rotation und das controlled-NOT-Gatter (kurz: *CNOT*, Zwei-Qubit-Operation) einen kompletten Satz universeller Gatter dar [7]. Wie beim klassischen PC fasst man Gatter zu Netzwerken zusammen und Netzwerke zu Prozessoren [9].

Möchte man nun zur Praxis übergehen und einen Quantencomputer bauen, so muss man sich zunächst überlegen welche physikalischen Systeme sich für die Realisierung eines skalierbaren Registers von Quantenbits eignen. Für die bisherigen Experimente wurden unter anderem der Kernspin von Atomen in Molekülen, polarisierte Photonen oder zwei interne Energielevel eines Ions verwendet [9].

In Ulm verfolgt man, wie in Innsbruck oder Boulder, den vielversprechenden Ansatz einen Quantencomputer mit Hilfe von Ionen zu realisieren. Um die Ionen jedoch für die Quanteninformationsverarbeitung nutzbar zu machen, muss man sie gezielt kontrollieren und manipulieren können. Aus diesem Grund muss zunächst eine Möglichkeit geschaffen werden, um sie zu fangen und zu speichern. Man hat für die Lösung des Problems prinzipiell zwei Möglichkeiten. Entweder man fängt die Ionen mit einer Kombination von elektrostatischen und magnetischen Feldern und verwendet somit eine *Penning-Falle* oder man folgt der Idee von Wolfgang Paul und verwendet ein oszillierendes elektrisches Feld zum Fangen der Ionen †. Wir werden uns im Folgenden auf den Ansatz von Paul konzentrieren.

In einigen Forschungsgruppen wurde bisher eine spezielle Form der Paulfalle verwendet, die *lineare Paulfalle*. Diese Tatsache resultiert daraus, dass man mit dieser Fallengeometrie Ionen-Qubits, freischwebend und in linearen Ketten, speichern kann und es dadurch möglich ist einen universellen Satz von Gattern zu implementieren. Denn einerseits kann man Ein-Qubit-Gatter durchführen, da man jedes Ion mit einem Laser einzeln adressieren und so seinen Energiezustand ändern kann und andererseits sind die Ionen aufgrund ihrer Coulomb-Wechselwirkung und des Fallenpotentials miteinander gekoppelt, so dass über diese Kopplung Informationen zwischen den Ionen ausgetauscht werden können und damit die Implementierung von Zwei-Qubit Gattern möglich ist.

In Innsbruck konnten Ein- und Zwei-Qubit-Gatter (CNOT) mit Calcium-Ionen $^{40}\text{Ca}^+$ gezeigt- und so die Grundbausteine eines Quantencomputers realisiert werden [6].

*Beispiele für Ein-Bit-Operationen: NOT-Gattersatz, AND-Gattersatz

Beispiele für Zwei-Bit-Operationen: XOR-Gattersatz, OR-Gattersatz.

†Wolfgang Paul erhielt für die Entwicklung dieses Fallentyps 1989 den Nobelpreis für Physik

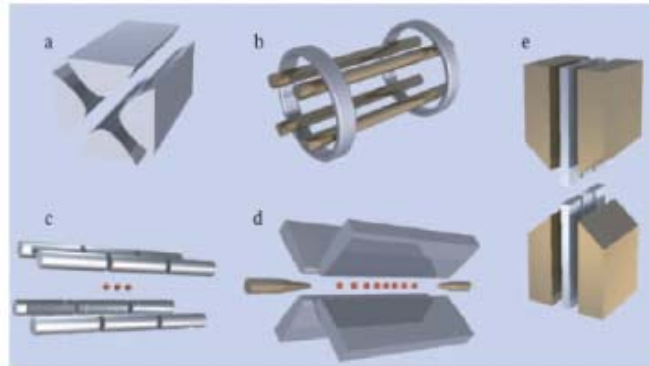


Abb. 1.1. Verschiedene Formen der linearen Paulfalle (aus [6])
a) Paulscher Massenfilter, dient zum massenselektiven Transport durch die Falle. Mit Endkappen gelingt es die Ionen in der Falle zu speichern:
b) Ringelektroden c) segmentierte Elektroden d) Spitzen e) Kombination aus Segmenten und Schneiden

Weil man bei einer Kette mit N Qubits 2^N Eingangswerte überlagern kann, fügt man der Ionenkette in der linearen Paulfalle einfach weitere Ionen zu, wenn man mehr Information in einem Quantenregister speichern und verarbeiten möchte. Unglücklicherweise führt dies jedoch zu diversen Schwierigkeiten, wenn die Ionenkette mehr als zehn Ionen umfasst [7], [6]. In diesem Fall spricht man von einem *nichtskalierbaren System*.

Um skalierbare Systeme zu ermöglichen wurde vorgeschlagen ein ganzes Netzwerk von Fallen zu schaffen, in welchem sich die Ionen je nach Verwendungszweck in verschiedenen Bereichen aufhalten. Das bedeutet, dass die Ionen für Gatteroperationen in *Prozessorzonen* transportiert werden, während diejenigen Ionen, die gerade an keiner Gatteroperation teilnehmen, in *Speicherzonen* aufbewahrt werden [7]. Wenn man bedenkt, dass für einen leistungsstarken Quantencomputer über 50 Qubits nötig sind, so wird einem klar, dass die Fallen, die für dieses Vorhaben benötigt werden, miniaturisierbar und aufgrund der benötigten Anzahl leicht zu fertigen sein sollten. Da lineare Paulfallen jedoch aus einer dreidimensionalen Anordnung von Elektroden bestehen (vgl. Abb. 1.1), können sie diese Anforderungen nicht erfüllen. Aus diesem Grund wurde die dreidimensionale Elektrodenanordnung der linearen Paulfalle modifiziert und damit die *planare Paulfalle* erfunden. Die Anordnung der Elektroden in einer Ebene (planar) hat den Vorteil, dass diese Fallen einfacher produzierbar sind und ein besserer optischer Zugang möglich ist. Darüber hinaus lassen sich aus ihnen komplexe Fallennetzwerke zusammenbauen, die sowohl in ihrer räumlichen Ausdehnung, als auch in der Anzahl ihrer Komponenten, problemlos hochskalierbar sind [2]. Diese Eigenschaften von planaren Ionenfallen rücken die technische Realisierung eines Ionenfallen-Quantencomputers in greifbare Nähe.

Um die Machbarkeit eines solchen Fallennetzwerkes zu zeigen genügt es ein minimales Modul, welches die nötigen Eigenschaften in sich vereint, zu entwickeln und dessen Funktion zu demonstrieren [7]. Die nötigen Eigenschaften sind dabei durch die Art und Weise der Informationsverarbeitung im Quantencomputer festgelegt. Wie oben bereits angedeutet muss es für die Realisierung von Quantengattern möglich sein, dass ausgewählte Ionen in den Prozessorzonen miteinander wechselwirken und danach wieder getrennt in andere Bereiche transportiert werden können. Um diese Prozesse zu realisieren sollte mit dem minimalen Modul also nicht nur ein stabiler Einschluss der Ionen möglich sein, sondern es müssen auch die drei grundlegenden Formen des Iontentransports realisiert werden können. Es handelt sich dabei um den linearen Transport von Ionen, den Transport um die Ecke und das Trennen von zwei Ionen.

Für das Fangen und die Detektion von atomaren Ionen benötigt man ein Ultrahochvakuum, hochemfindliche Photodetektoren, sehr hohe Antriebsfrequenzen und mikroskopische Fallenstrukturen. Anhand dieser Tatsache wird deutlich, dass das Testen von minimalen Modulen mit atomaren Ionen einen sehr großen technischen Aufwand erfordert, der viel Zeit in Anspruch nimmt. Seit kurzem verwendet man deshalb für solche Tests makroskopische Teilchen (vgl. [1]). Der Grund dafür ist, dass sich makroskopische Teilchen wie Bärlappsporen oder Polystyrolkügelchen schon bei viel schlechteren Umweltbedingungen fangen lassen und so neue Elektrodenlayouts oder Steuerprogramme für den Transport unkompliziert und schnell getestet werden können. Die verwendete Fallengeometrie dient anschließend, falls ihre Funktion bestätigt werden konnte, als makroskopische Bauvorlage für die Ionenfalle mit atomaren Ionen.

Das Testen eines solchen minimalen Fallenmoduls ist der Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Als makroskopische Ionen werden geladene Bärlappsporen verwendet. Die hier verwendete Fallengeometrie ist bisher einzigartig für Ionen. Es handelt es sich um eine Y-förmige Kreuzung, welche sich zu einem Netzwerk aus sechseckigen Waben hochskalieren lässt.

Kapitel 2

Die Paulfalle

Bis hierher wurde lediglich beschrieben, welche Rolle die Paulfalle bei der Quanteninformationsverarbeitung spielt. Im Folgenden wird darauf eingegangen, wie dieses Herzstück eines Quantencomputers funktioniert.

2.1 Das Funktionsprinzip der Paulfalle

Will man ein Teilchen im Raum freischwebend fixieren, so benötigt man eine rücktreibende Kraft, die für jede Auslenkung auf **den** Punkt gerichtet ist, an dem es festgehalten werden soll. Mit anderen Worten: Man benötigt ein Potential mit Minimum. Um elektrisch geladene Teilchen wie Ionen festzuhalten, liegt es nahe ein elektrostatisches Potential Φ zu verwenden. Da im ladungsfreien Raum jedoch

$$\Delta\Phi = 0 \quad (\text{Laplace-Gleichung}) \quad (2.1)$$

gilt, besitzt Φ dort kein Extremum^{*}.

Diese Tatsache macht unmissverständlich klar, dass es nicht möglich ist, allein mit elektrostatischen Kraftfeldern funktionierende Ionenfallen zu bauen, weil im Inneren von leeren Ionenfallen der Raum ladungsfrei sein soll.

Wie bereits erwähnt existieren aber Fallen, die mit Hilfe von elektrischen Kräften geladene Teilchen festhalten können. Die folgende Überlegung soll zeigen warum.

Ein Potential, welches den Bedingungen aus^{*} genügt, sieht wie folgt aus

$$\Phi(x, y, z) = ax^2 + by^2 + cz^2. \quad (2.2)$$

Durch Anwendung der Laplace-Gleichung auf dieses Potential erhält man eine Bedingung für die Parameter a, b, c

$$2a + 2b + 2c = 0.$$

^{*}Für die Existenz eines solchen müsste gelten: $\mathbf{grad}\Phi = 0$ und $\text{div } \mathbf{grad} \Phi = \Delta\Phi > 0$.

Eine Möglichkeit für die Lösung dieser Gleichung ist

$$a = b \quad \text{und} \quad c = -2a.$$

Damit ergibt sich das rotationssymmetrische Fallenpotential

$$\begin{aligned} \Phi(x, y, z) &= a(x^2 + y^2 - 2z^2) \\ &= a(r^2 - 2z^2). \end{aligned} \quad (2.3)$$

In der zweiten Gleichheit wurde $x^2 + y^2 = r^2$ verwendet.

Dieses Potential hat die Form eines Sattels und damit ist nur in r-Richtung ein stabiler Einschluss eines geladenen Teilchens möglich. Schafft man es jedoch die » Flügelpaare « des Sattels abwechselnd nach oben zu klappen, so kann man das Teilchen fixieren. Denn aufgrund seiner Trägheit kann es ab einer bestimmten Frequenz der Bewegung des Potentials nicht mehr folgen und verhält sich damit so, als würde es sich im Feld einer zeitlich gemittelten Kraft befinden. Um diese » Flügelpaare « zu erzeugen muss der Koeffizient a eine periodische Funktion enthalten. Man erreicht dies durch Anlegen von Wechselspannung an die felderzeugenden Elektroden.

Fallen, die auf diese Weise Ladungen im Raum fixieren, wurden von Wolfgang Paul erfunden und man nennt sie deshalb auch *Paulfallen*. Im Folgenden wird ihre Funktionsweise genauer betrachtet.

2.2 Das Potential der Paulfalle

Um feststellen zu können unter welchen Bedingungen sich Ionen stabil in Paulfallen fangen lassen, benötigt man zunächst das Fallenpotential. Typischerweise geht man von einem parabelförmigen Fallenpotential aus (vgl. [8])

$$\Phi(x, y, z, t) = \underbrace{\frac{U}{2} \cdot (\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2)}_{\text{zeitunabhängig, statisch}} + \underbrace{\frac{\tilde{U}}{2} \cos(\omega t) \cdot (\alpha' x^2 + \beta' y^2 + \gamma' z^2)}_{\text{zeitabhängig, oszillierend}}. \quad (2.4)$$

Dass obige Annahme zum Ziel führt und man mit diesem zeitabhängigen Potential wirklich Teilchen stabil fixieren kann, wird im folgenden Abschnitt gezeigt. Wir folgen dabei [8].

2.2.1 Die Bewegungsgleichungen von geladenen Teilchen in Paulfallen

Allgemein gilt für die Kraft auf eine Ladung q im elektrischen Feld \mathbf{E}

$$\mathbf{F} = q \cdot \mathbf{E} = -q \cdot \text{grad} \Phi, \quad (2.5)$$

wobei Φ das elektrostatische Potential ist. Damit erhält man für das Potential (5.3) und ein Teilchen der Masse m und der Ladung $Z|e|$ (e bezeichnet die Elementarladung) die folgenden Bewegungsgleichungen

$$\begin{aligned}\ddot{x} &= -\frac{Z|e| \cdot \partial\Phi/\partial x}{m} \\ &= -\frac{Z|e|}{m} \cdot \left[U\alpha + \tilde{U}\alpha' \cdot \cos(\omega t) \right] \cdot x\end{aligned}\quad (2.6)$$

$$\ddot{y} = -\frac{Z|e|}{m} \cdot \left[U\beta + \tilde{U}\beta' \cdot \cos(\omega t) \right] \cdot y \quad (2.7)$$

$$\ddot{z} = -\frac{Z|e|}{m} \cdot \left[U\gamma + \tilde{U}\gamma' \cdot \cos(\omega t) \right] \cdot z \quad (2.8)$$

Da die drei Bewegungsgleichungen entkoppelt sind, genügt es **eine** Gleichung zu lösen, die Lösung der restlichen ist analog. Im Folgenden betrachten wir die x-Richtung.

Durch die Substitution mit den dimensionslosen Größen

$$\tilde{\zeta} = \frac{\omega t}{2}, \quad a_x = \frac{4 Z|e| U\alpha}{m \omega^2}, \quad q_x = -\frac{2 Z|e| \tilde{U}\alpha'}{m \omega^2}, \quad (2.9)$$

geht Gleichung (2.6) über in die normierte Mathieusche Differentialgleichung

$$\frac{d^2 x}{d\tilde{\zeta}^2} + \left[a_x - 2q_x \cos(2\tilde{\zeta}) \right] \cdot x = 0. \quad (2.10)$$

Die allgemeine Lösung dieser Differentialgleichung erhält man durch den Ansatz

$$x(\tilde{\zeta}) = A e^{\mu\tilde{\zeta}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} e^{i2n\tilde{\zeta}} + B e^{-\mu\tilde{\zeta}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} e^{-i2n\tilde{\zeta}}. \quad (2.11)$$

Dabei ist zu beachten, dass nur die Konstanten A und B durch die Anfangsbedingungen festgelegt sind. Die Koeffizienten C_{2n} , sowie der Faktor μ hängen ausschließlich von den Parametern a_x und q_x ab.

Weil man die Ionen möglichst dauerhaft in der Falle speichern möchte, sind nur diejenigen Lösungen von Interesse, bei denen die Teilchenbahnen $x(\tilde{\zeta})$ auch für große Zeiten $\tilde{\zeta}$ beschränkt bleiben. Das heißt $|x(\tilde{\zeta})| < c$ für $\tilde{\zeta} \rightarrow \infty$. Der Parameter, der den Verlauf der Teilchenbahnen in dieser Hinsicht beeinflusst, ist μ . Je nachdem wie man ihn wählt erhält man für $\tilde{\zeta} \rightarrow \infty$ beschränkte oder unbeschränkte Teilchenbahnen.

Ist μ eine reelle Zahl, so ist (außer in trivialen Fällen) einer der beiden Summanden aus (2.11) unbeschränkt und damit auch die gesamte Lösung. Genau dasselbe ist der Fall, wenn μ eine komplexe Zahl mit nichtverschwindendem Realteil ist, weil dieser dazu führt, dass der Realteil der Lösung und damit die Lösung selbst unbeschränkt ist. Bleibt also nur noch die Möglichkeit, es mit einem rein imaginären

μ zu versuchen, das heißt mit einem μ der Form $\mu = i\beta$ und $\beta \in \mathbb{R}$. Unglücklicherweise addieren sich die Summanden für ein ganzzahliges β so auf, dass man wieder eine unbeschränkte Lösung erhält. Für ein nicht-ganzzahliges β ist man jedoch am Ziel. Hier ist die Lösung der Differentialgleichung beschränkt und damit auch die Teilchenbewegung [11, Seite 9].

Die stabile Lösung der Mathieschen Differentialgleichung lautet also

$$x(\xi) = A e^{i\beta_x \xi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} e^{i2n\xi} + B e^{-i\beta_x \xi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} e^{-i2n\xi}, \quad (2.12)$$

wobei $\beta \in \mathbb{R} \setminus \mathbb{Z}$.

Das Stabilitätsdiagramm

Die stabilen Lösungen der Mathieschen Differentialgleichung nennt man *Mathieu-Funktionen*. Setzt man diese in die obige Bewegungsgleichung (2.6) ein und verwendet die Exponentialdarstellung des Kosinus

$$2 \cos(2\xi) = e^{2i\xi} + e^{-2i\xi},$$

so erhält man nach einer Umbenennung der Summationsindizes der einzelnen Summanden folgende Rekursionsrelation

$$-C_{2n-2} q_x - C_{2n+2} q_x + C_{2n} \left[a_x - (2n + \beta_x)^2 \right] = 0 \quad (2.13)$$

Diese verbindet die Koeffizienten C_i und β_x mit den Stabilitätsparametern a_x und q_x .

Man kann nun mit Hilfe dieser Rekursionsrelation einen Ausdruck für β_x angeben. Es gilt

$$\beta_x^2 = a_x - q_x \left(\frac{1}{D_0 - \frac{1}{D_2 - \frac{1}{\dots}}} + \frac{1}{D_0 - \frac{1}{D_{-2} - \frac{1}{\dots}}} \right), \quad (2.14)$$

wobei

$$D_{2n} = [a_x - (2n + \beta_x)^2] / q_x$$

ist [8].

Aus dieser Gleichung folgt, dass β und damit auch μ nur von den Stabilitätsparametern a und q abhängen[†]. Man erhält also einen Zusammenhang zwischen den Spannungen an der Falle, repräsentiert durch a und q und der Teilchenbewegung, repräsentiert durch β . Um diesen Zusammenhang besser erkennen zu können, färbt man in der a - q -Ebene jeden Punkt, der für $\mu(a, q)$ zu einer beschränkten Lösung führt, ein. Auf diese Weise entsteht ein sogenanntes *Stabilitätsdiagramm*.

[†]Diese Aussage gilt bei vorgegebener Fallengeometrie unter der Voraussetzung, dass ein konstantes Ladungs-Masse-Verhältnis der Teilchen vorliegt

Aufgrund der Tatsache, dass stabile Lösungen lediglich für nicht-ganzzahlige Werte von β existieren, gibt es zu jedem Paar von benachbarten ganzen Zahlen einen Stabilitätsbereich, der durch die entsprechenden Mathieu-Funktionen begrenzt ist. Da die Bewegungsgleichung eines Teilchens in jeder Komponente eine Mathiesche Differentialgleichung ist, wird der Stabilitätsbereich eines Teilchens im dreidimensionalen Raum von Mathieu-Funktionen zu allen drei Differentialgleichungen begrenzt, welche durch die Parameter β_x, β_y und β_z gegeben sind [11, Seite 10] .

Die Bewegung von geladenen Teilchen in Paulfallen

Gleichung (2.11) zeigt, dass die Trajektorie eines gefangenen Teilchens eine Überlagerung von vielen Schwingungen mit unterschiedlichen Frequenzen ist. Um eine Vorstellung dieser Teilchenbewegung zu bekommen wurden in Abbildung 2.1 die numerischen Lösungen der Mathieugleichung für verschiedene Kombinationen der Stabilitätsparameter a und q geplottet.

Aus den Bildern geht hervor, dass sich die Bewegung der Teilchen für kleine Werte

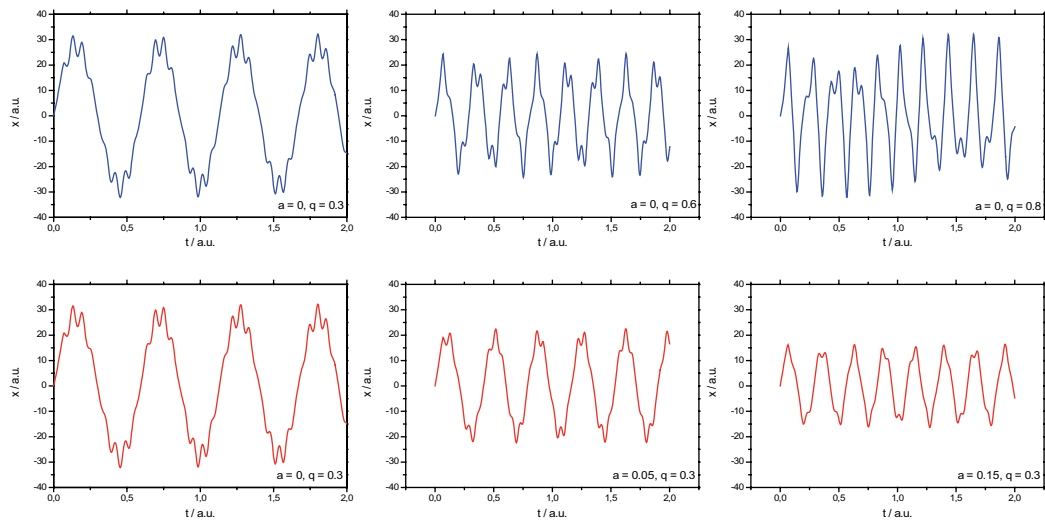


Abb. 2.1. Lösungen der Mathieschen Differentialgleichung.

Bei den blauen Plots wurde der Parameter q variiert, bei den roten der Parameter a .

von a und q nur noch aus zwei Schwingungen zusammensetzt (vgl. Abbildung 2.1 für $a = 0$ und $q = 0.3$). Es handelt sich dabei um eine langsame Schwingung mit großer Amplitude, die man als *Säkularebewegung* bezeichnet, und eine hochfrequente Schwingung mit kleiner Amplitude, welche *Mikrobewegung* genannt wird. Bei großen Werten der Stabilitätsparameter machen sich die weiteren Schwingungskomponenten aus Gleichung (2.12) bemerkbar und es ergibt sich eine Schwebung (vgl. Abbildung 2.1 für $a = 0$ und $q = 0.8$).

Konkrete Werte für die Frequenzen und Amplituden von Säkular- und Mikrobewegung erhält man, wenn man beachtet, dass Ionenfallen typischerweise im *ersten Stabilitätsbereich* eines Stabilitätsdiagramms betrieben werden.

Der erste Stabilitätsbereich ist der Bereich, der die Punkte $(a_i, q_i) = (0, 0)$ für alle $i \in \{x, y, z\}$ enthält. Da in diesem Bereich $a, q^2 \ll 1$ gilt, vereinfachen sich die Gleichungen (2.14) und (2.12) wie folgt (s.h. [8])

$$\beta_x \approx \sqrt{a_x + \frac{q_x^2}{2}} \quad (2.15)$$

$$x(t) \approx 2A C_0 \cos\left(\beta_x \cdot \frac{\omega t}{2}\right) \left[1 - \frac{q_x}{2} \cos(\omega t)\right]. \quad (2.16)$$

Gleichung (2.16) bestätigt die qualitativen Ergebnisse von oben und zeigt darüber hinaus, dass die Säkularbewegung die Frequenz

$$\Omega = \beta \frac{\omega}{2} \quad (2.17)$$

besitzt. Außerdem kann man aus dieser Gleichung ablesen, dass die Mikrobewegung mit derselben Frequenz ω wie das oszillierende elektrische Feld schwingt und die Amplitude dieser Schwingung um den Faktor $\frac{q}{2}$ kleiner ist, als die Amplitude der Säkularbewegung.

2.3 Die lineare Paulfalle

Bei dem Ansatz in Gleichung (5.3) handelt es sich um ein parabelförmiges Potential. Das bedeutet, dass auch die Elektrodenform, welche dieses Potential erzeugt, parabelförmig sein muss, denn die elektrischen Feldlinien müssen, sowohl auf den Äquipotentiallinien, als auch auf den Elektroden senkrecht stehen. Die ursprüngliche Version der Paulfalle besteht deshalb aus zwei Endkappen und einer Ringelektrode, deren Oberflächen Rotationshyperboloide bilden. Aufgrund der Form und der Anordnung der Elektroden besitzt dieser Fallentyp ein Potential, welches einen in alle drei Raumrichtungen symmetrischen Einschluss erzeugt. Da es in diesem Potential jedoch unmöglich ist Ionen nebeneinander aufzureihen, eignet sich eine solche Fallengeometrie nicht für den Bau eines Quantencomputers und man muss zu anderen Geometrien übergehen.

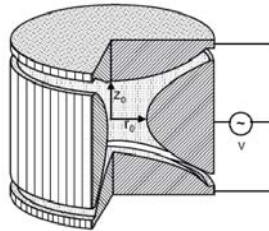


Abb. 2.2. Ursprüngliche Form der Paulfalle (aus [10])

Die Form der Falle, und damit die Form des Einschlusspotentials, wird von der den Geometrieparametern

$$\alpha, \beta, \gamma \quad \text{und} \quad \alpha', \beta', \gamma'$$

aus Gleichung (5.3) bestimmt.

Wie oben bereits erwähnt, muss das elektrische Potential in einer Ionenfalle zu jeder Zeit der Laplace-Gleichung genügen. Diese Forderung führt zu den folgenden Bedingungen für die Geometrieparameter

$$\begin{aligned} \alpha + \beta + \gamma &= 0 \\ \alpha' + \beta' + \gamma' &= 0. \end{aligned}$$

Die Wahl der Parameter hängt nun davon ab, was man mit den geladenen Teilchen machen möchte, denn je nachdem wie man diese Wahl trifft, erhält man eine andere Fallengeometrie und damit andere Möglichkeiten für das Fangen und Manipulieren der Teilchen. Da es für die Implementierung von Quantengattern wichtig ist die Ionen einzeln adressieren zu können und ihre Bewegung zu koppeln, muss das Potential das Laden von Ionenketten zulassen. Aus diesem Grund wählt man zum Beispiel

$$\begin{aligned} -(\alpha + \beta) &= \gamma \neq 0 \\ \alpha' &= -\beta', \quad \gamma' = 0. \end{aligned}$$

Man erhält so eine Aufspaltung des Potentials in einen axialen Teil (hier: in Richtung z-Achse, obere Gleichung) und einen radialen Teil (hier: in x-y-Ebene, untere Gleichung). Der radiale Einschluss der Ionen wird durch das oszillierende elektrische Feld erzeugt und ist so mit einer permanenten Zitterbewegung (Mikrobewegung) der Teilchen verbunden. Der axiale Einschluss resultiert aus dem Gleichspannungsanteil des Potentials, er ist damit statisch und sehr stabil.

Diese Aufspaltung hat für die Quanteninformationsverarbeitung den Vorteil, dass man beim axialen Einschluss der Ionen in der Falle keine Überlagerung mit der Mikrobewegung hat und so eine kontrollierte Bewegung der Ionen in axialer Richtung und der ungestörte Austausch von Quanteninformation, über die gemeinsame Schwingung der Ionenkette möglich ist. Man nennt Fallen, die ein solches Potential erzeugen *lineare Paulfallen*.

Die Abbildung unten zeigt eine lineare Paulfalle. Sie besteht typischerweise aus vier identischen Elektroden, welche zylindersymmetrisch um die z-Achse angeordnet sind. Diese erzeugen das Potential für den radialen Einschluss, während die Endkappen von zwei Gleichspannungselektroden gebildet werden, welche parallel zur x-y-Ebene angeordnet sind und für den axialen Einschluss sorgen. Jeweils zwei der vier gegenüberliegenden Elektroden sind diagonal miteinander verbunden, wobei an das eine Paar Wechselspannung angelegt wird, während das andere Paar auf Masse liegt.

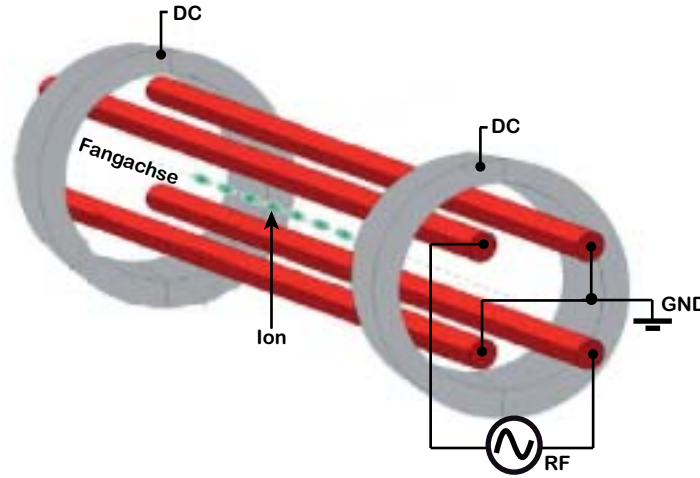


Abb. 2.3. Lineare Paulfalle mit Ringelektroden als Endkappen

Im Folgenden wird die in Abschnitt 2.2.1 hergeleitete Theorie auf die lineare Paulfalle angewandt.

Geht man von einem rein radialen Einschluss aus, dass heißt man wählt

$$\alpha = -\beta, \gamma = 0 \quad \text{und} \quad \alpha' = -\beta', \gamma' = 0$$

und berücksichtigt, dass der Abstand zwischen zwei diagonal gegenüberliegenden Elektroden $2r_0$ ist, so ergibt sich (5.3) zu

$$\Phi(x, y, z, t) = \frac{U_0 + V_0 \cdot \cos(\omega t)}{2r_0^2} \cdot (x^2 - y^2). \quad (2.18)$$

Damit modifizieren sich die Bewegungsgleichungen und man erhält

$$\ddot{x} = -\frac{Z|e|}{m r_0^2} \cdot [U_0 + V_0 \cdot \cos(\omega t)] \cdot x \quad (2.19)$$

$$\ddot{y} = \frac{Z|e|}{m r_0^2} \cdot [U_0 + V_0 \cdot \cos(\omega t)] \cdot y \quad (2.20)$$

$$\ddot{z} = 0. \quad (2.21)$$

Außerdem benötigt man nun die modifizierten dimensionslosen Spannungen

$$a_x = -a_y = \frac{4 Z|e| U_0}{m r_0^2 \omega^2}, \quad a_z = 0 \quad (2.22)$$

$$q_x = -q_y = -\frac{2 Z|e| V_0}{m r_0^2 \omega^2}, \quad q_z = 0, \quad (2.23)$$

um auf die allgemeine Form der Mathieuschen Differentialgleichung zu kommen.

Der erste Stabilitätsbereich für eine lineare Paulfalle mit den oben gewählten Geometrieparametern ist unten abgebildet. Aufgrund der Beziehungen (2.22) und (2.23) ist er symmetrisch um die a_x -Achse.

Im Normalfall werden die Fallenparameter so gewählt, dass $q_x < 0,5$ gilt.

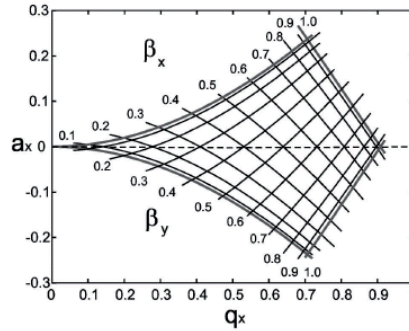


Abb. 2.4. Erster Stabilitätsbereich (aus [8])

2.3.1 Das Pseudopotential der linearen Paulfalle

Vernachlässigt man die Mikrobewegung, so kann man die Säkularbewegung als Schwingung in einem harmonischen Potential betrachten. Ein solches Potential wird *Pseudopotential* genannt, weil es zu keiner Zeit real existiert.

Für eine lineare Paulfalle erhält man das Potential aus folgenden Überlegungen (vgl. [9]).

Radialer Teil

Im Allgemeinen ist U_0 aus Gleichung (2.18) Null und damit auch der Stabilitätsparameter a . Damit ergibt sich die Frequenz der langsamen Säkularbewegung in radialer Richtung zu

$$\Omega = \beta \frac{\omega}{2} = \frac{\omega |q|}{2\sqrt{2}} = \frac{Z|e| V_0}{\sqrt{2} m r_0^2 \omega}. \quad (2.24)$$

Geht man nun von einem harmonischen Potential Ψ in radialer Richtung aus, so erhält man die folgende Form für das radiale Pseudopotential

$$\begin{aligned} \Psi_{2D} &= Z|e| \cdot \Psi = \frac{m \Omega^2}{2} (x^2 + y^2) \\ &= \frac{(Z|e|)^2 V_0^2}{4 m r_0^4 \omega^2} (x^2 + y^2). \end{aligned} \quad (2.25)$$

Allgemein lautet die Formel für das radiale Pseudopotential

$$\Psi_{2D}(\mathbf{r}) = \frac{(|Z|e)^2}{2m\omega^2} \langle \mathbf{E}^2(\mathbf{r}) \rangle, \quad (2.26)$$

wobei $\mathbf{r} = (x, y)$ und \mathbf{E} die Amplitude des angelegten elektrischen Feldes ist. Diese Form geht auf Dehmelt zurück.

Axialer Teil

Für die axiale Verschiebung der Ionen werden an die Endkappen die Spannungen U_1 und U_2 gelegt. Idealerweise ist $U_1 = U_2 = U_{12}$. Das so erzeugte Potential ist entlang der axialen *Fangachse*[‡] nahe der Fallenmitte harmonisch und man erhält so die axiale Fallenfrequenz ω_z aus der Näherung

$$\frac{1}{2} m \omega_z^2 z_0^2 \approx \kappa \cdot |Z|e| U_{12}, \quad (2.27)$$

wobei z_0 der Abstand von der Fallenmitte zu den Endkappen ist und κ ein Faktor, der angibt wie stark das statische Potential entlang der axialen Fangachse ist.

Insgesamt erhält man also folgende Form für das dreidimensionale Pseudopotential in einer linearen Paulfalle

$$\begin{aligned} |Z|e \cdot \Psi &= \frac{m \Omega^2}{2} (x^2 + y^2) + \frac{m \omega_z^2 z^2}{2} \\ &= \frac{(|Z|e)^2 V_0^2}{4 m r_0^4 \omega^2} (x^2 + y^2) + \frac{m \omega_z^2 z^2}{2}. \end{aligned} \quad (2.28)$$

2.4 Die planare Paulfalle

Mit der bisherigen Fallenform ist es zwar möglich Ionen zu speichern und Quantengatter zu implementieren, doch ein Transport der Ionen wie er für die vorgesehenen Fallennetzwerke nötig ist, ist nicht möglich. Um die Steuerung der axialen Bewegung zu verbessern ist man deshalb dazu übergegangen die bisher auf Masse gelegten Elektroden zu segmentieren und an sie Gleichspannung zu legen.

Für einen realisierbaren Quantencomputer ist jedoch noch eine weitere Modifikation der Falle notwendig. Wie bereits im vorigen Kapitel besprochen, ist es unerlässlich kompakte Ionenfallensegmente zur Verfügung zu haben, die sich ohne großen Aufwand hochskalieren lassen. Aus diesem Grund hat man die vier räumlich angeordneten Elektroden in eine Ebene gelegt und so die *planare Paulfalle* geschaffen.

[‡]Achse, entlang derer sich die Ionen aufreihen.

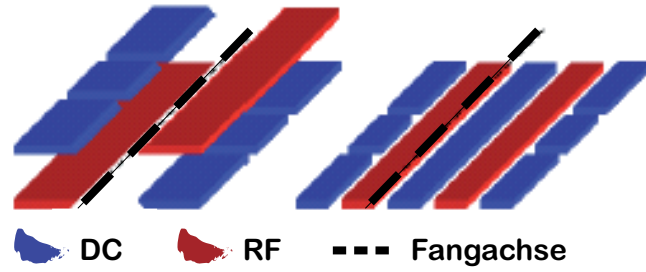


Abb. 2.5. Übergang von der dreidimensionalen Elektrodenanordnung der linearen Paulfalle zur zweidimensionalen Elektrodenanordnung der planaren Paulfalle (aus [1]).

Die planare Anordnung der Elektroden ermöglicht es ebenfalls die Ionen freischwebend zu fangen, doch durch die fehlende zweite » Elektroden-Schicht « wird das radiale Fallenpotential asymmetrisch und führt so zu einer geringeren Fallentiefe, das bedeutet zu einem schwächeren radialen Einschluss der Ionen.

Um diesen Nachteil der planaren Falle zu beseitigen untersucht man die Auswirkung verschiedener Parameter auf die Fallentiefe. In [2] werden beispielsweise Überlegungen zur nötigen Anzahl der Gleichspannungs-Elektroden angestellt und eine Auswahl von Anordnungsmöglichkeiten der Elektroden diskutiert, während man sich in [1] mit der Optimierung der Abmessungsverhältnisse der Elektroden beschäftigt. Es ist intuitiv klar, dass die Wahl dieser Parameter das Potential und damit den Einschluss der Teilchen bestimmt. Um dies zu berücksichtigen skaliert man beispielsweise die Fallentiefe und die Säkularfrequenz mit Faktoren, welche von der Geometrie der jeweiligen Elektrodenanordnung abhängen. In [1] verwendet man für die Fallentiefe Ψ_0 und die Säkularfrequenz Ω die folgenden Formeln

$$\Psi_0 = \frac{(Z|e|)^2 V_0^2}{4 m r_0^2 \omega^2} \cdot d_0 \quad (2.29)$$

$$\Omega = \frac{Z|e| V_0}{\sqrt{2} m r_0^2 \omega} \cdot f_i, \quad (2.30)$$

wobei r_0 die Höhe der Ionen über der Falle ist.

Man bezeichnet den Geometriefaktor d_0 als *normalisierte Fallentiefe* und f_i als *normalisierte Säkularfrequenz*. Wie man anhand des ersten Summanden der Gleichung (2.28) sehen kann gilt im Falle einer idealen linearen Paulfalle $d_0 = f_i = 1$.

Bei den obigen Formeln wurde nur der radiale Einschluss betrachtet und außerdem wurde bei ihrer Herleitung von vielen Näherungen ausgegangen. Damit wird klar, dass mit zunehmender Komplexität der Elektrodengeometrie die berechneten Potentiale die tatsächlich erzeugten immer schlechter widerspiegeln. Aus diesem Grund ist es unerlässlich den Potentialverlauf neuer Geometrien nicht nur theoretisch zu berechnen, sondern sie in der Praxis zu testen.

Im Folgenden wird der Versuchsaufbau, wie er hier für die Tests der Fallenstruktur verwendet wurde, beschrieben.

Kapitel 3

Der experimentelle Aufbau

3.1 Die Falle

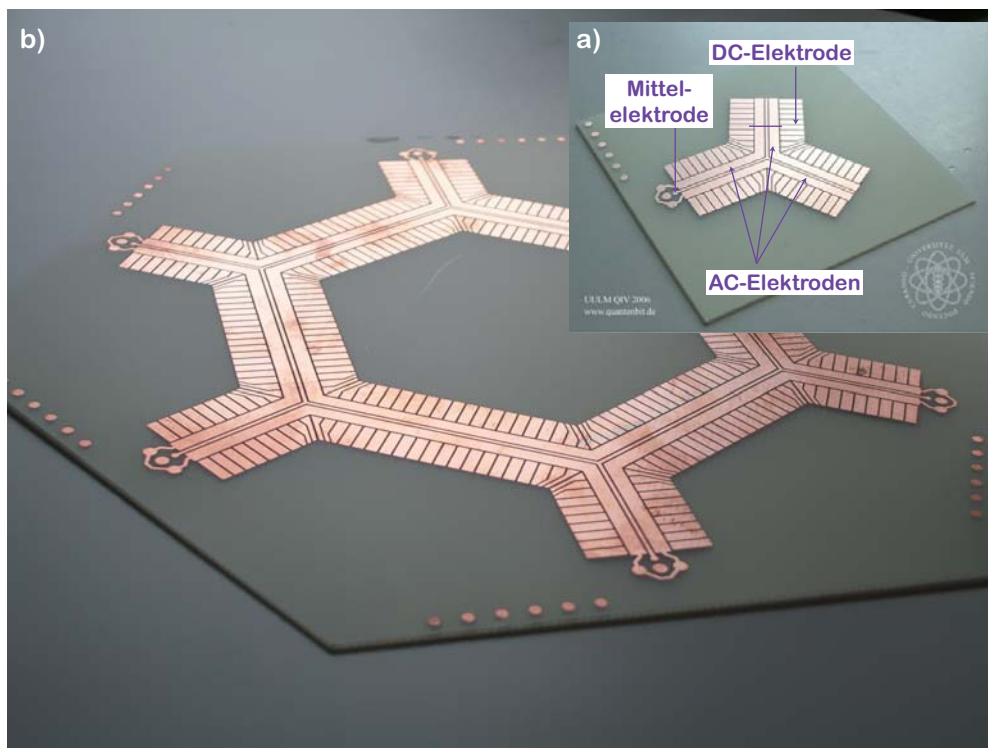


Abb. 3.1. Die Falle: a) Einzelsegment b) Sechseck

Die kleine Bild oben rechts in Abbildung 3.1 zeigt die Fallenstruktur mit der die Messungen für diese Arbeit durchgeführt wurden. Wie man sieht, lässt sich diese Elektrodengeometrie problemlos auf ein Sechseck und damit auf ein ganzes Netzwerk von Sechsecken skalieren. Außerdem ist sie miniaturisierbar und kann mit den gängigen Methoden aus der Leiterplattentechnologie gefertigt werden. Damit erfüllt diese Y-Kreuzung die geometrischen Bedingungen für ein minimales Modul eines Quantencomputers.

Wie im vorigen Kapitel besprochen benötigt man, um Teilchen mit elektrischen Kräften festzuhalten, ein elektrisches Wechselfeld. Bei der vorliegenden Falle wird die Wechselspannung an die drei durchgehenden breiten Elektroden angelegt, die *AC-Elektroden*. Weil die Teilchen jedoch nicht nur gefangen, sondern auch transportiert werden sollen, hat die Falle 30 Elektroden, an die Gleichspannung gelegt wird. Diese Elektroden bezeichnen wir mit *DC-Elektroden* oder *Kontrollelektroden*. Die durchgehende dünne Elektrode in der Mitte, die *Mittlelektrode G*, dient zur Kompensation der Mikrobewegung der Teilchen.

Die Falle ist eine Multilayer-Platine, dass heißt, sie besteht aus mehreren übereinandergeschichteten Leiterplatten, in unserem Fall sind es genau drei Stück. Man benötigt diese drei Schichten aufgrund der DC-Elektroden.

Die DC-Elektroden werden, wie oben zu sehen ist, von den beiden Wechselspannungselektroden und der Mittlelektrode in zwei Teile geteilt. Da aber, aus Gründen der Teilchensteuerung, an zwei gegenüberliegenden Elektroden immer dieselbe Spannung anliegen soll, müssen die beiden Teile verbunden werden.

Der naheliegendste Ort für eine solche Verbindung, nämlich auf der Oberfläche der Platine, scheidet jedoch von vornherein aus, denn eine Verbindung dort würde einerseits das Potential der Falle beeinflussen und andererseits die Hochskalierung des Kreuzes unnötig kompliziert machen. Darüber hinaus können Kontaktierungen auf der Fallenoberfläche zu einer Minderung der Abbildungsqualität führen, weil sie eventuell die Ausleuchtung oder die Bilderfassung behindern und die Ursache für Streulicht sein können.

In diesem Fall wurde das Problem durch hinzufügen von zwei weiteren Schichten gelöst. Diese Lösung macht die Ankontaktierung der Spannungsversorgung für die Elektroden einfach und kompakt.

Die oberste Schicht ist die eigentliche Falle. Dort befinden sich, wie bereits gesehen, die Elektroden, welche das Potential, für das Fangen und Transportieren der Bärlappsporen, erzeugen. Die Elektroden werden von der ersten bis zur dritten Schicht durchkontaktiert und in der dritten Schicht über Leiterbahnen miteinander verbunden. Diese Verbindung ist in der obigen Abbildung durch den blauen Strich angedeutet.

Um die Fallenoberfläche gegen die Potentiale, welche von den Leiterbahnen unten ausgehen, abzuschirmen, wird eine neutrale Schicht dazwischen nötig, der Zwischenlayer. Der Zwischenlayer ist eine durchgehende Kupferschicht, welche nur an den Durchführungen der Leiterbahnen unterbrochen ist. Er wird immer auf Masse gelegt.

3.2 Die Spannungsversorgung der Falle

Die Spannungsversorgung der Falle besteht aus zwei Teilen, der Gleichspannungs- und der Wechselspannungsversorgung.

Die drei Elektroden, an denen Wechselspannung anliegt, sind alle miteinander verbunden. In der ersten Version der Platine wurde es versäumt, eine der drei AC-Elektroden mit den anderen beiden zu verbinden, so dass nachträglich auf der Fallenoberfläche ein Drahtbügel angelötet werden musste. Bei der neuen Version ist diese Verbindung auf der Unterseite der Multilayer-Platine. Die Spannungsversorgung der Wechselspannungselektroden geschieht durch ein einzelnes Kabel, welches an der Unterseite der Falle an die entsprechende Leiterbahn gelötet wird und zur Wechselspannungsquelle führt.

An den restlichen 31 Elektroden (30 DC-Elektroden und Mittelelektrode) und dem Zwischenlayer liegt Gleichspannung. Um jede einzelne Elektrode ohne immensen Materialaufwand separat mit Spannung versorgen zu können, wird ein Hochspannungs-Multiplexer verwendet. Für die Verbindung mit diesem endet die Leiterbahn jeder Elektrode auf einem von zwei 16-poligen Schneid-Klemm-Steckern, welche ebenfalls auf der Unterseite der Falle angebracht sind *. Die Schneid-Klemm-Stecker ermöglichen es die Leiterbahnen mit den Ausgängen des Multiplexers über Flachbandkabel (kurz:FBK) zu verbinden.

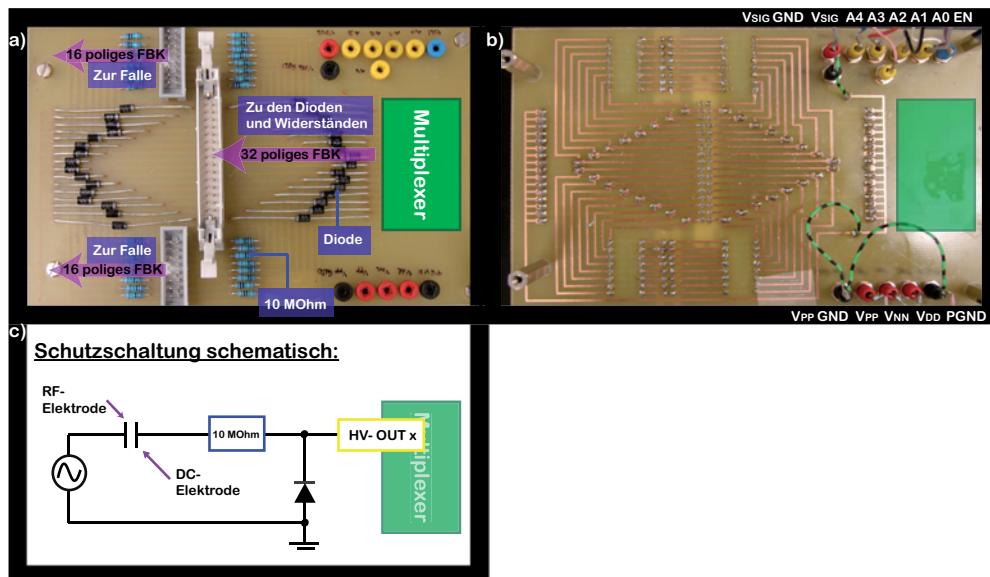


Abb. 3.2. Die Schutz-Platine: Verbindung zwischen Falle und Multiplexer

*Die Zuordnung der einzelnen Elektroden zu den Ausgängen des Multiplexers ist im Anhang zu finden.

Die Schutz-Platine

Zwischen den Elektroden auf der Oberfläche der Falle kann es zu Überschlägen und damit zu großen Strömen kommen. Aus diesem Grund wurde zum Schutz des Multiplexers eine Platine zwischen ihn und die Falle eingebaut. Das heißt, die beiden 16-poligen Flachbandkabel werden auf dieser *Schutz-Platine* über Widerstände und Dioden mit den Hochspannungsausgängen des Multiplexers (*HV-OUTs*) verbunden.

Abbildung 3.2 zeigt die Platine von oben und von unten, in a) bzw. b). In c) ist die Schaltung der Diode und des Widerstandes zwischen Elektrode und HV-OUT exemplarisch für einen der 32 Ausgänge des Multiplexers dargestellt.

3.2.1 Die Wechselspannung

In der ursprünglichen Version des Aufbaus wurden die AC-Elektroden mit einem Trenn-Stelltransformator betrieben. Dieser liefert bis zu 250 Volt bei der festen Netzfrequenz von 50 Hz. Um die vom Trenn-Stelltransformator gelieferte Scheitelspannung zu erhöhen wurden an ihn zwei Spulen auf einem Eisenjoch angeschlossen ($n_{\text{primär}} = 10000$, $n_{\text{sekundär}} = 500$).

Weil die Wechselspannung » aus der Steckdose« kein reiner Sinus ist und weil wir zusätzlich zur Amplitude auch noch die Frequenz variieren wollten, wurde dieser Aufbau jedoch verändert. Für diese zweite Version wurde der Trenn-Stelltransformator gegen einen Frequenzgenerator ausgetauscht und die ausgegebene Spannung über einen Operationsverstärker und die ursprüngliche Spulenordnung erhöht.

Prinzipiell sind keine speziellen Anforderungen an Frequenzgenerator und Operationsverstärker zu stellen. Es ist lediglich darauf zu achten, dass der Operationsverstärker einen geringeren Innenwiderstand hat als der Funktionsgenerator.

Hier wurden die folgenden Geräte verwendet

- Funktionsgenerator
HP 1030B
Innenwiderstand: 50Ω , Ausgangsspannung: 0V bis 5V
- Operationsverstärker
KEPCO
Innenwiderstand: $2,2m\Omega$, DC- Ausgangsspannung: 0V bis 150V,
DC-open-loop-gain: $> 0,5 \cdot 10^6 \text{ V/V}$

Mit diesem Aufbau erreicht man Frequenzen zwischen 15 und 400 Hz (Bandbreite: 3 db) und Scheitelspannungen bis zu 2kV. So hohe Spannungen werden jedoch nie angelegt, da es vorher zu Überschlägen auf der Falle kommt.

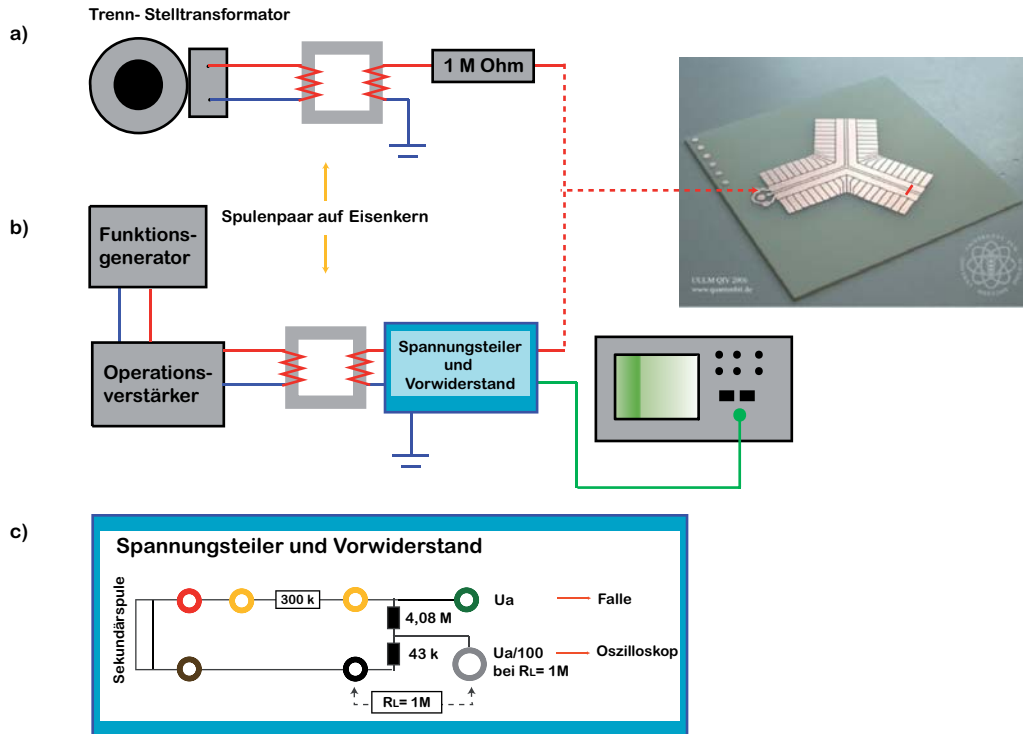


Abb. 3.3. Die Wechselspannungsversorgung:
a) erste Version b) zweite Version c) Schaltung im Kästchen

Um Unfällen aufgrund der Hochspannung vorzubeugen wurde ein Kästchen mit einem Schutzwiderstand an die Sekundärspule angebracht. In dieses Kästchen ist zusätzlich noch ein Spannungsteiler ($U_{ein} : U_{aus} = 100 : 1$) integriert, so dass man die ausgegebene Spannung am Oszilloskop kontrollieren kann. Beide Versionen der Wechselspannungsversorgung, sowie das Schaltbild Kästchens sind in Abbildung 3.3 abgebildet.

3.2.2 Die Gleichspannung

Mittelelektrode und Zwischenlayer

Die Mittelelektrode sowie der Zwischenlayer wurden anfangs über den Multiplexer mit Spannung versorgt (HV-Out 1 und HV-Out 0). Da der Baustein jedoch niedrige Spannungsdifferenzen nicht genau ausgibt (vgl. Abbildung 5.2), haben wir uns entschieden für die Messung der Kompensation der Teilchen die Mittelelektrode über ein zusätzliches Netzgerät zu versorgen. Dieser Aufbau wurde beibehalten, weil die Ausgabespannungen am Multiplexer mit der Zeit nach oben driften.

Der Zwischenlayer wurde während der kompletten Zeit über den Multiplexer versorgt. Aufgrund des obigen Problems wäre es jedoch geschickter, auch den Zwischenlayer über eine gesonderte Spannungsquelle zu versorgen. Man erspart sich durch diesen kleinen Umbau das ständige Zurücksetzen der Spannungen an den beiden Elektroden.

Kontrollelektroden

Die Versorgung der Kontrollelektroden geschieht ebenfalls über den Multiplexer.

3.3 Die Ansteuerung der DC-Elektroden

3.3.1 Der Hochspannungsmultiplexer

Der Hochspannungsmultiplexer HV257DB1 von Supertex hat 32 unabhängige Ausgänge an denen je nach Spannungsversorgung zwischen 0 und 295 Volt ausgegeben werden können.

Die Spannungsversorgung des Bausteins besteht aus zwei Teilen, der *Versorgungsspannung* und der *Steuerspannung*, wobei sich die Versorgungsspannung aus drei Spannungen zusammensetzt.

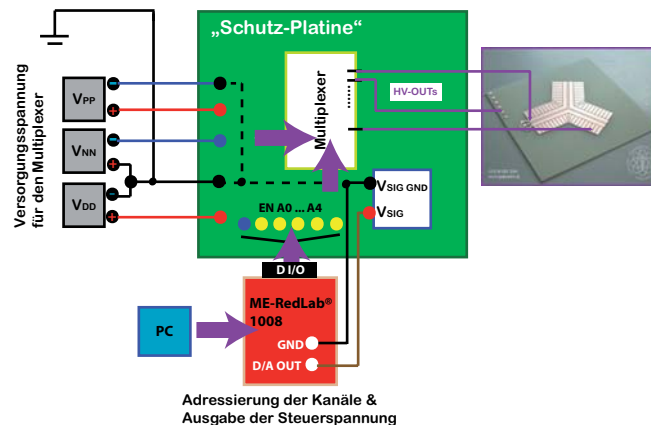


Abb. 3.4. Spannungsversorgung des Multiplexers

Vom Hersteller werden die folgende Spannungswerte vorgeschlagen

1. V_{PP} : 300V
2. V_{DD} : 6V bis 7,5V
3. V_{NN} : -4,5V bis -6,5V

und die Steuerspannung V_{SIG} muss zwischen 0 und 5 Volt liegen. Sie gibt an, welcher Bruchteil von V_{PP} ausgegeben werden soll. Im Normalfall gibt der Baustein 72 Volt pro Volt aus.

Für die Adressierung der einzelnen Ausgänge (*HV-OUTs*) hat der Ausgang sechs Logik-Eingänge: EN, A0, ..., A4.

Will man nun an einen bestimmten Ausgang eine bestimmte Spannung anlegen, so adressiert man zuerst den gewünschten Ausgang über A0 bis A4 und setzt dann den Eingang EN auf den logischen Wert 1. Der Baustein gibt daraufhin am adressierten Ausgang das 72-fache der momentanen Steuerspannung aus.

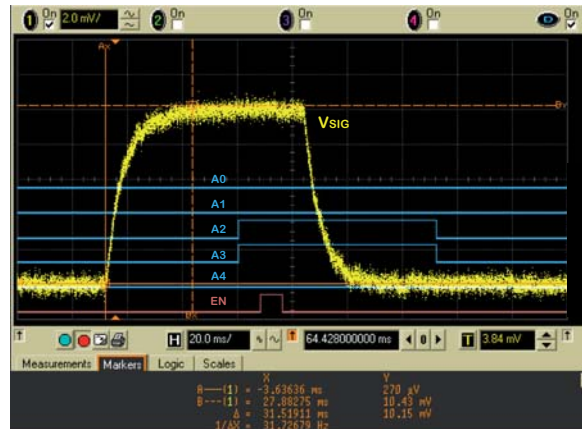


Abb. 3.5. Signalabfolge für die Steuerung des Multiplexers

Die hier programmierte Steuerungsabfolge ist oben dargestellt. Im abgebildeten Fall werden am HV-OUT 12 des Multiplexers circa 720mV ausgegeben.[†]

3.3.2 Der Digital-Analog-Wandler

Die Steuersignale für den Multiplexer werden über das ME-RedLab® 1008 erzeugt. Es handelt sich dabei um einen Digital-Analog-Wandler.

Das ME-RedLab® 1008 wird über den USB-Anschluss des Messrechners betrieben und benötigt deshalb keine externe Stromversorgung. Die Box hat zwei Klemmreihen mit Anschlüssen für acht analoge Eingänge, zwei 10-Bit-Analogausgänge, vier digitale Ein/- und Ausgabeanchlüsse (kurz: DI/Os) und einen externen 32-Bit-Ereigniszähler. Man kann die analogen Eingänge per Software als 8 single-ended oder 4 differentielle Kanäle konfigurieren. Ein PIO-Baustein des Typs 82C55 stellt zusätzlich 24 D I/O-Kanäle bereit, die auf einen 37-poligen Sub-D-Steckverbinder geführt sind. Für die Ansteuerung des Multiplexers benötigt man lediglich einen der 10-Bit-Analogausgänge im single-ended Modus und sechs der D I/O-Kanäle auf dem Sub-D-Steckverbinder. Der Analogausgang D/A OUT 0 liefert hier die 0 bis 5 Volt Steuerspannung für den Baustein und über die sechs digitalen Kanäle werden die digitalen Eingänge A0, ..., A4 und EN gesteuert.

[†]Es ist $12 = 0 \cdot 2^0 + 0 \cdot 2^1 + 1 \cdot 2^2 + 1 \cdot 2^3 + 0 \cdot 2^4$ und $720\text{mV} = 10\text{mV} \cdot 72\text{mV}$

3.3.3 Das Steuerprogramm

Die Ansteuerung der Box erfolgt über LabVIEW™ 7.1. .

Die Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench kurz: LabVIEW™ ist eine Programmiersprache, die es ermöglicht, neben der Erfassung und Analyse von Messdaten mit unterschiedlichster Hardware zu kommunizieren.

Ein LabVIEW™ Programm wird *Virtual Instrument*, kurz *VI*, genannt da seine Erscheinung und Funktion Hardwaregeräten ähnlich ist. Ein solches VI besteht aus zwei Komponenten, der Benutzeroberfläche, auch *Frontpanel* genannt und dem *Blockdiagramm*, welches den grafischen Quellcode enthält.

VIs funktionieren je nachdem, wie die Hauptprogramme, Funktionen oder Subroutinen in konventionellen Programmiersprachen.

Wir haben uns in diesem Experiment für LabVIEW™ entschieden, weil diese Programmiersprache im Unterschied zu den herkömmlichen eine grafische Programmiersprache ist. Das heißt, es werden Symbole anstelle von Textzeilen verwendet. Diese Tatsache bietet den Vorteil, dass man als Anfänger schon nach kürzester Zeit funktionierende Programme mit LabVIEW™ erstellen kann. Der Nachteil dabei ist jedoch, dass das Programm mit zunehmender Komplexität für Außenstehende nicht mehr problemlos nachvollziehbar wird.

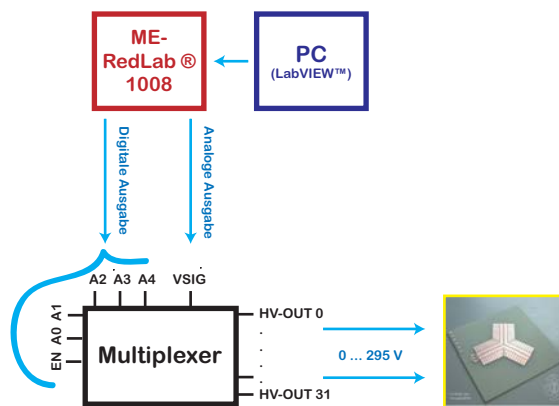


Abb. 3.6. Ansteuerung des Multiplexers, schematisch dargestellt

Die Meilhausbox wird mit LabVIEW™-Treibern und einer Bibliothek mit VIs, der *Universal Library for LabVIEW™*, geliefert, so dass man, ausgehend von diesen grundlegenden VIs, die Ausgabe der Box programmieren kann. Die VI-Bibliothek, welche für dieses Experiment entwickelt wurde, befindet sich auf der CD, die Funktion der VIs ist im Anhang erklärt.

Zum besseren Verständnis ist die eben beschriebene Ansteuerung der DC-Elektroden in Abbildung 3.6 schematisch dargestellt und Abbildung 3.7 fasst die komplette Spannungsversorgung der Falle graphisch zusammen.

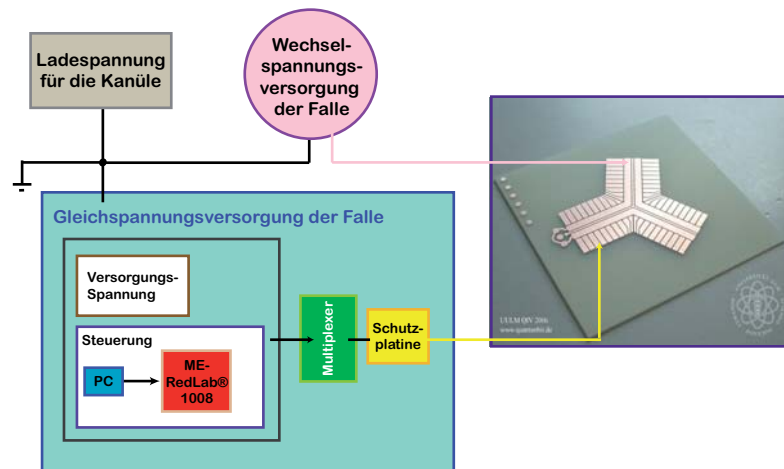


Abb. 3.7.Spannungsversorgung der Falle

3.4 Die Versuchsanordnung

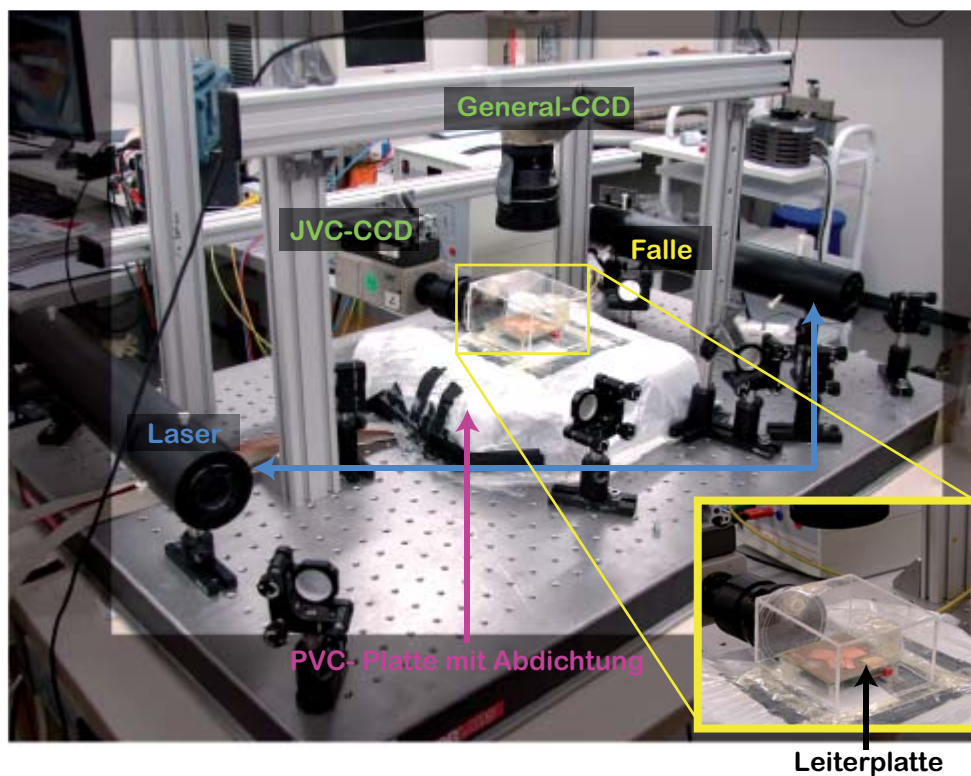


Abb. 3.8.Experimenteller Aufbau

Abbildung 3.8 zeigt die verwendete Versuchsanordnung. Die gesamte Anordnung ist auf einem kleinen optischen Tisch montiert. Für die Halterung der Falle wird eine PVC-Platte verwendet, die auf Posts geschraubt ist. Die Falle selbst ist eine Leiterplatte auf Plastikfüßchen, welche auf der PVC-Platte festgeklebt sind.

Da die Bärlappsporen sehr empfindlich auf Luftzug reagieren, wird die Falle mit einer Plexiglasbox abgedeckt. Die Box ist auf dem PVC-Sockel mit Klebeband fixiert, so dass durch Schlitzte zwischen PVC-Platte und Box keine Luft strömen kann.

Um die Kabel zur Spannungsversorgung der Elektroden nach außen zu führen hat die PVC-Platte in der Mitte ein Loch. Weil jedoch auch hierdurch Luft strömen kann, wurde die Platte von unten mit Schaumstoff abgedichtet und mit Folie überzogen.

3.5 Die Abbildung der Teilchen

3.5.1 Die Beleuchtung

Aus Platzgründen werden nur zwei der drei Fallenarme ausgeleuchtet. Zur Beleuchtung dienen ein roter und ein grüner Laser (Leistung: 4mW und 0,2 mW).

3.5.2 Die optische Detektion der Teilchen

Die CCD-Videokameras

Die Teilchen werden über zwei Kameras, von oben und von der Seite, abgebildet. Die Kamera oben ist eine schwarz-weiß CCD-Videokamera von General (TCZ-200), die andere ist eine JVC CCD-Farbvideokamera (TK-1280E).

Aufgrund der Winzigkeit der Teilchen benötigt man ein Makroobjektiv für eine gute Abbildung derselben. In diesem Aufbau werden zwei Makroobjektive von Zoomar München verwendet. Die General Kamera trägt das Objektiv TV-Macromar 1 : 2,8/36mm und an die JVC Kamera ist das Macro-Zoomatar D 1 : 2,8/4cm angebracht.

Die Framegrabberkarte

Um das Verhalten der Teilchen nicht nur beobachten, sondern auch aufzeichnen und auswerten zu können wurde die Framegrabberkarte NI PCI-1411 von National InstrumentsTM in den Mess-PC eingebaut. Die Entscheidung fiel auf diese Karte, weil sie sehr viele » Tools « zur Bildanalyse bereitstellt und man mit Hilfe der NI-IMAQ Image Acquisition Treibersoftware schnell und einfach LabVIEWTM VIs zur Bilderfassung- und auswertung erstellen kann.

Je nachdem, was gemessen werden soll, wird eine der beiden Kameras an den Messrechner angeschlossen. Um die Teilchen in der Falle immer aus beiden Perspektiven sehen zu können ist die andere mit einem Fernseher verbunden.

3.6 Das Laden der Falle

Zum Laden der Falle wird eine Spritze mit einer Injektions-Kanüle verwendet. Die Spritze dient als » Vorratsbehälter « für die Bärlappsporen. Um sie zu füllen saugt man einfach Sporen über die Kanüle auf. Bei der Auswahl der Kanüle sollten zwei Dinge beachtet werden. Erstens muss der Innendurchmesser groß genug sein um die Staubteilchen aufsaugen und wieder ausblasen zu können und zweitens muss die Kanüle so lang sein, dass man zum Laden genügend nahe an die Fallenoberfläche kommt. Wir haben hier eine 8 Zentimeter lange Kanüle mit einem Außendurchmesser von 0,6 Millimetern verwendet.

Um mit der Kanüle für das Laden der Falle ins Innere der Plexiglasbox zu gelangen, wurden in die Wände der Plexiglasbox Löcher gebohrt und mit Silikonscheibchen abgedichtet. Diese Dichtung ermöglicht, dass man die Kanüle innerhalb der Box sehr flexibel bewegen kann und der Schutz vor Luftzug nach dem Laden trotzdem erhalten bleibt. Darüber hinaus sind die Silikonscheibchen sehr lange nutzbar.

Für die elektrische Aufladung der Bärlappsporen wird an die Kanüle Spannung gelegt. Der Kontakt zur » Ladespannung« muss jedoch über eine Schraube mit Mutter hergestellt werden, da die Kanüle aus Edelstahl besteht und nichts direkt angelötet werden kann.

Kapitel 4

Das Fangen und Manipulieren der Teilchen

Das Laden der Teilchen, sowie die Präparation für den Transport erfordern ein wenig Übung und das nötige Fingerspitzengefühl. Weil dieses jedoch jeder selbst entwickeln muss, wird im Folgenden lediglich das technische Vorgehen beschrieben.

4.1 Die Inbetriebnahme der Falle

Für die Aktivierung der Falle am Anfang eines Versuchstages legt man zunächst Spannung an die » Lade-Kanüle « und schält dann, um die Voraussetzungen für einen radialen Einschluss der Staubteilchen zu schaffen, die Wechselspannung an. Anschließend folgt der Ladevorgang, dessen Reihenfolge variiert. Je nach Ziel des Experiments formt man zuerst mit den Gleichspannungselektroden einen axialen Potentialtopf und lädt dann die Ionen in die Falle oder andersherum.

Ist der Ladevorgang erfolgreich abgeschlossen, dass heißt es befinden sich Ionen in der Falle, kann das Experiment gestartet werden. Dazu bringt man das Teilchen zunächst in eine bestimmte Ausgangsposition und aktiviert dann das VI für das jeweilige Experiment, das *Experiment-VI* (oder *Steuerungs-VI*).

4.2 Die Technik des Ladens

Wie bereits bekannt ist wird die Falle über eine Kanüle an einer Spritze geladen. Zum Laden der Falle führt man die Kanüle über eines der Löcher ins Innere der Plexiglasbox und bläst ein kleines Häufchen Sporen auf das Substrat. Dabei sollte darauf geachtet werden, dass sich das Häufchen nicht zu nahe an den Elektroden befindet und auch sonst nicht im Weg ist. Anschließend tupft man mit der geladenen Spitze der Nadel in das Häufchen, so dass diese mit einer dünnen Sporenschicht überzogen ist und bewegt die Kanüle über die Falle. Durch leichtes An-die-Spritze-klopfen lösen sich die Ionen von der Kanüle, schneien auf die Falle hinunter

und werden gefangen. Aus Sicherheitsgründen und um das Fallenpotential nicht zu beeinflussen wird die Kanüle nach dem Ladevorgang aus dem Inneren der Box entfernt.

Falls die Teilchen bei obiger Vorgehensweise nicht gefangen werden, muss man sich ihr Verhalten beim Fallen anschauen. Fallen sie einfach auf die Elektroden, so sollte man die Staubteilchen abstoßen, beispielsweise mit der Mittelelektrode. Falls die Teilchen nach oben wegfliegen, benötigen sie einen festeren Einschluss. Man erreicht dies zum Beispiel durch eine Erhöhung der Frequenz.

Im Normalfall erhält man positive Teilchen durch eine positive Ladespannung und negative Teilchen durch eine negative Ladespannung. Ob die Teilchen positiv oder negativ geladen sind überprüft man mit der Mittelelektrode, indem man die positive Spannung variiert und das Teilchenverhalten beobachtet.

Das Reinigen der Falle

Es sollte immer darauf geachtet werden, dass möglichst wenig Staub auf den Elektroden liegt. Ist dies zum Beispiel nach häufigem Laden nicht mehr der Fall, so sollte die Falle geputzt werden, da es sonst vermehrt zu Überschlagen kommt und die Teilchen auf den Elektroden außerdem das Fallenpotential verändern.

Liegt wenig und nur lokal Staub auf den Elektroden, so bläst man diesen mit einer herkömmlichen Spritze, an die eine Kanüle angebracht ist, einfach weg. Liegt viel Staub, so reinigt man am Besten die komplette Fallenoberfläche. Dazu löst man die Box von der PVC-Platte und wischt die Oberfläche der Platine mit einem feuchten Tuch ab, danach klebt man die Box wieder auf.

4.3 Die Manipulation der Teilchen

Das Formen des Potentialtopfs, sowie die Präparation der Ionen für die Anwendung der Experiment-VIs erfolgt über das VI `Präparation`.

Dieses VI hat den Zweck einen ständigen Zugriff auf alle Gleichspannungselektroden der Falle zu ermöglichen und ist deshalb permanent aktiv, sobald die Falle in Betrieb ist. Das heißt, dass es auch während der einzelnen Versuche und damit parallel zu den Experiment-VIs läuft.

Über die Schaltflächen auf dem Frontpanel von `Präparation.vi` kann man die Spannungsversorgung der Elektroden auf der Fallenoberfläche wie folgt steuern.

Reset to Zero Durch das Anklicken dieses Buttons setzt man alle Elektroden des angewählten Fallenarmes auf 0V. Ist die grüne LED aktiviert, werden alle Fallenarme auf 0V gesetzt.

Man verwendet diesen Button, wenn man die Falle neu laden möchte oder ein Teilchen beim Ablauf eines Experiment-VIs entwischt ist und man es wieder einfangen möchte.

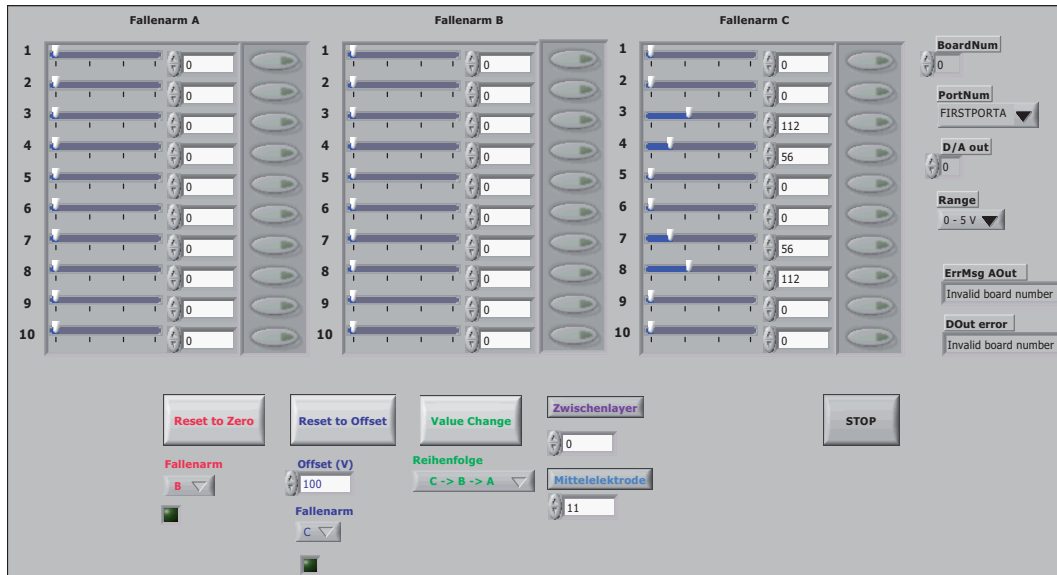


Abb. 4.1. Frontpanel von Präparation.vi

Reset to Offset Die Aktion des Multiplexers, die durch das Aktivieren dieser Schaltfläche erzeugt wird, ist dieselbe wie oben mit dem Unterschied, dass statt 0V die gewählte Offset-Spannung gesetzt wird.

Die Funktion dieser Schaltfläche bietet sich für das Testen der Ausgabe des Multiplexers an.

Zwischenlayer Durch Drücken des Buttons wird die gewählte Spannung an den Zwischenlayer angelegt.

Diese Schaltfläche muss während eines laufenden Experiments öfter betätigt werden, um die Spannung an der Elektrode konstant zu halten. (Drift des Multiplexers)

Mittelelektrode Die Funktion ist analog zum Zwischenlayer-Button.

Value Change Diese Schaltfläche macht es möglich, bestimmte Spannungen an ausgewählte Elektroden der Falle zu legen. Dazu gibt man die gewünschte Spannung oben im entsprechenden Fallenarm an der gewünschten Elektrode (1, 2, ..., 10) ein und betätigt anschließend den Button. Daraufhin geht das Programm alle Fallenarme nacheinander durch und legt die in den » Fallenarmen « angezeigten Spannungen (auch die 0V) an die Elektroden. Die Reihenfolge der Fallenarme kann über den Button *Reihenfolge* ausgewählt werden. Mit Hilfe dieses Buttons setzt man zum Beispiel das Anfangspotential.

Stop Über diesen Buttons macht man die Falle zum Ausschalten bereit. Das Anklicken setzt zunächst alle Elektroden der Falle auf 0V, anschließend werden die Steuersignale am Digital-Analog-Wandler ausgeschaltet und schließlich das gesamte VI beendet.

Kapitel 5

Die experimentelle Durchführung

Die Bewegungsgleichungen zeigen, dass für die Speicherung von Teilchen in Paul-fallen nur deren Ladung und Masse eine Rolle spielt. Diese Tatsache legitimiert die Verwendung von makroskopischen Teilchen als » Ionendummies « und man kann davon ausgehen, dass sich die Ionen in der mikroskopischen Falle ähnlich verhalten werden, wie die geladenen Teilchen in der makroskopischen Falle.

Im Folgenden wird untersucht, ob mit der vorliegenden planaren Falle die drei grundlegenden Transportbewegungen, welche für einen Quantencomputer benötigt werden, möglich sind.

5.1 Die Spannungsausgabe am Multiplexer

Weil die Teilchen in den Experimenten mit Hilfe der DC-Elektroden transportiert und präpariert werden, muss zunächst überprüft werden, ob die Ansteuerung des Multiplexers richtig funktioniert. Das heißt, ob die Spannung, welche in das Frontpanel des Steuer-VIs eingegeben wird, auch an den Elektroden ankommt.

5.1.1 Messungen

Die Plots unten zeigen die ausgegebenen Spannungen am ME-RedLab® 1008 und am HV257DB1 in Abhängigkeit von der eingegeben Spannung. Für diese Messreihen wurde das Steuerungs-VI Value Change Of One Output ohne Zero verwendet. Dort gibt man in das Frontpanel die Spannung ein und den HV-OUT an dem diese ausgegeben werden soll. Das VI ist ein *Basic 1* VI das heißt, es ist ein Grundbaustein für alle VIs zur Steuerung der Teilchenbewegung. Näheres dazu ist in der VI-Bibliothek im Anhang zu finden. Die Versorgungsspannung für den Multiplexer war in unserem Fall standardmäßig wie folgt eingestellt

$$V_{PP}: 281V \quad V_{DD}: 7V \quad V_{NN}: -5V ,$$

außerdem wurde für den abgebildeten Datensatz die Spannung direkt am Ausgang des Bausteins gemessen und die Ausgabe erfolgte am HV-OUT 5.

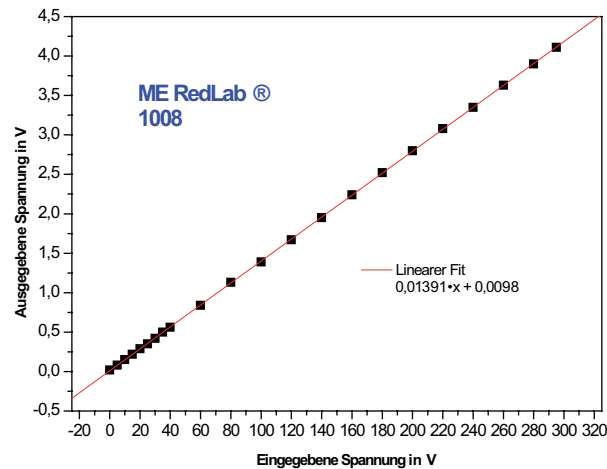


Abb. 5.1. Spannungsausgabe des Digital-Analog-Wandlers

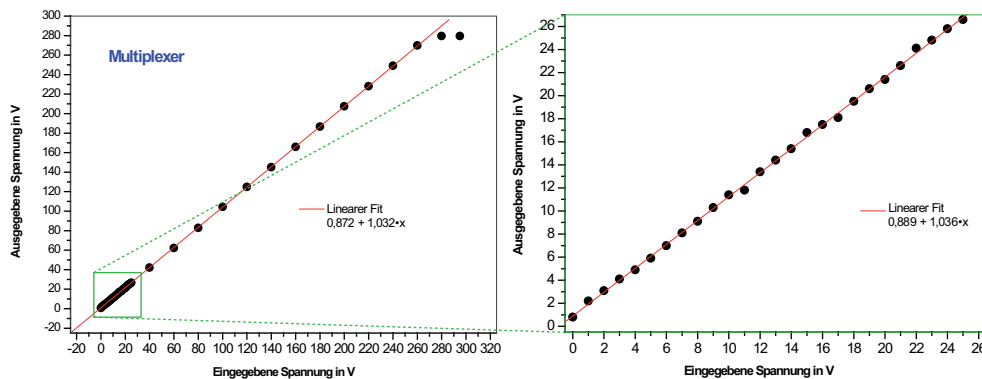


Abb. 5.2. Spannungsausgabe des Multiplexers

5.1.2 Ergebnisse

Abbildung 5.1 zeigt, dass die Ausgabe der Box linear ist. Das bedeutet, dass die Steuerspannung für den Baustein V_{SIG} korrekt ausgegeben wird. Entsprechend der Programmierung ist dies genau der 72te Teil der eingegebenen Spannung ($1/72 \approx 0,0139$).

Die Reaktion des Multiplexers auf dieses Steuersignal zeigt Abbildung 5.2. Die beiden Plots in dieser Abbildung machen zwei wichtige Punkte deutlich, die bei der Interpretation der Messergebnisse stets im Hinterkopf behalten werden müssen. Das ist erstens die Tatsache, dass der Baustein nur bis circa 270V linear ist, danach erreicht man - trotz einer Eingabe von 295V - nur Spannungen bis 270V.* Und zweitens zeigt die Vergrößerung rechts im Bild, dass kleine Spannungsdifferenzen nicht exakt ausgegeben werden, sondern leichten Schwankungen unterworfen sind.

*Diese Aussage gilt nur für die hier standardmäßig verwendete Versorgungsspannung

Trotz dieser Tatsachen können wir jedoch insgesamt von einer linearen Spannungsabgabe ausgehen. Weil für die Experimente meist Spannungsdifferenzen verwendet werden, die größer als 10 Volt sind beeinflussen diese Schwankungen die Messungen nicht wesentlich.

Dieses Ergebnis bestätigt die Funktion der Spannungsversorgung der einzelnen DC-Elektroden und es ist damit gezeigt, dass die Spannungen, welche im VI eingegeben werden auch wirklich an den Elektroden ankommen - wenn die Spannungen kleiner als 270V sind.

5.2 Der lineare Transport

Nachdem der Aufbau der Falle soweit ausgereift war, dass sich die Sporen zuverlässig fangen ließen ging es zunächst darum sie gezielt zu bewegen. Das bedeutet, die Spannungen an den Elektroden so zu programmieren, dass sich die Teilchen per Mausklick von A nach B bewegen.

Die erste Bewegungsform, die mit dieser Falle realisiert wurde, ist der Transport innerhalb eines Fallenarms mit konstanter Geschwindigkeit, der *lineare Transport*.

5.2.1 Die Technik des Transports

Für den Transport wurde stets eine axiale Potentialmulde verwendet. Das heißt, man formt zunächst durch Anlegen von Spannung an die DC-Elektroden eine Potentialmulde und schließt die Teilchen darin ein, anschließend bewegt man die Mulde - und mit ihr die Teilchen - zum gewünschten Ort.

Für den Transport haben sich Potentialmulden der Form

$$x \quad / \quad \frac{x}{2} \quad / \quad 0 \quad / \quad 0 \quad / \quad \frac{x}{2} \quad / \quad x$$

besonders bewährt.

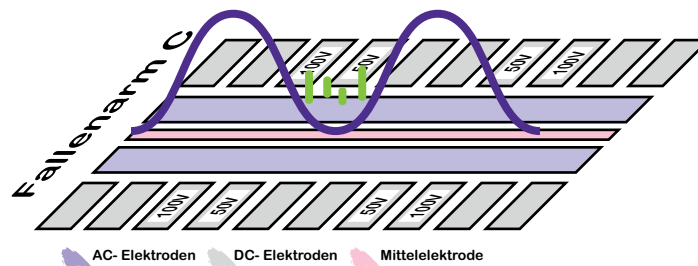


Abb. 5.3. Potentialtopf, $x = 100\text{V}$

Abbildung 5.3 zeigt eine solche Potentialmulde (An den DC-Elektroden, die nicht beschriftet sind, liegt die Spannung 0 Volt an).

Es hört sich sehr einfach an auf diese Art Teilchen von A nach B zu transportieren, doch die Sache hat einen Haken: Der Multiplexer kann die Spannungen an den einzelnen Kanälen nur nacheinander ausgeben, man kann also die Potentialmulde nicht auf einmal um eine Elektrode versetzen, sondern muss das Potential Schritt für Schritt weiterschieben. Diese vermeintlich unbedeutende Tatsache bringt jede Menge Schwierigkeiten mit sich.

Will man das Teilchen möglichst gleichmäßig bewegen, so muss man sich überlegen in welcher Reihenfolge die Elektroden geschaltet werden sollen, wie viele Elektroden die Spannung » gleichzeitig « ändern müssen, wie groß die Spannungsdifferenz pro Schritt sein soll und welche Zeit zwischen den einzelnen Schritten liegen darf. Diese ganzen Parameter scheinen darüber hinaus mit dem statistisch verteilten Ladungs-Masse-Verhältnis der Teilchen gekoppelt zu sein.

Aufgrund dieser Problematik verläuft die Entwicklung eines Potentialverlaufs nach dem Prinzip von *trial and error*. Man programmiert eine Potentialtopfbewegung und schaut sich an wie das Staubteilchen darauf reagiert. Je nachdem variiert man nur die Parameter im Programm oder verändert die Spannungsabfolge grundsätzlich und schreibt ein neues VI.

Im Folgenden werden zwei Spannungsabläufe betrachtet, die ich persönlich für die interessantesten halte.

5.2.2 Linearer Transport 1

Die Steuerung der Bewegung

Das VI Linearer Transport 1 war das erste zur gesteuerten Bewegung von Ionen. Es ist sehr einfach » gestrickt « , da es zunächst darum ging festzustellen, ob und wie die Teilchen auf das sich bewegende Potential reagieren.

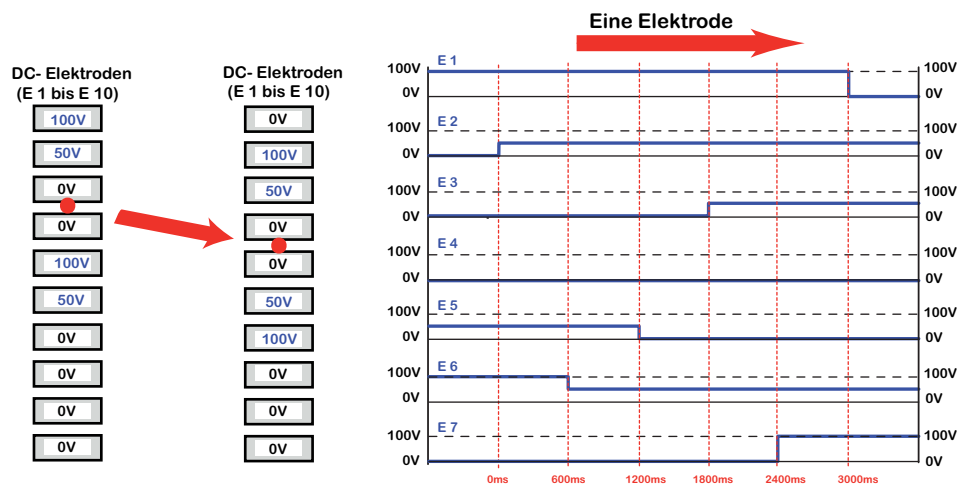


Abb. 5.4. Zeitliche Abfolge der Spannungen an den Elektroden. Exemplarisch dargestellt für $x = 100\text{ V}$ und der Verzögerung 600 ms

Man gibt in das Frontpanel den Potentialtopf ein und wie lange bis zur Ausgabe des nächsten Steuersignals an der Meilhausbox gewartet werden soll (*Verzögerung in ms*)[†]. Ist dies nicht der Fall, so wartet LabVIEW™ solange bis dieser Schritt ausgeführt ist.

Bei Aktivierung setzt das VI in einer bestimmten Reihenfolge die Elektroden auf die Endspannungen und bewegt so die Potentialmulde weiter. Diese Reihenfolge ist in Abbildung 5.4 für die Verschiebung um eine Elektrode dargestellt. Der rote Punkt links im Bild markiert die Position des Ions.

Der zu Anfang gesetzte Potentialtopf wird unabhängig vom Ort des Starts immer bis zum » Ende « des Fallenarms geschoben. Da ein Arm 10 DC-Elektroden hat, können die Ionen maximal um 4 Elektroden verschoben werden.

Je nachdem in welche Richtung man das Teilchen bewegen möchte, verwendet man das VI Linearer Transport 1 (bis 10) oder das VI Linearer Transport 1 (bis 1). Die Verschiebung mit diesen VIs erfolgt dadurch, dass die Spannungsabfolge für die Einzelbewegung immer wiederholt wird.

Die Aufzeichnung der Bewegung

Für die folgenden Datensätze wird die Falle von oben betrachtet (General CCD-Kamera).

Die unten dargestellten Plots enthalten die Daten von zwei VIs. Es handelt sich dabei um das VI Aufzeichnung LT und um das Steuerungs-VI Linearer Transport 1.

Ersteres gibt die x-Koordinate des Teilchens und die Zeit, zu der dieser Wert ermittelt wird, aus. Letzteres wurde so programmiert, dass es neben der Spannung auch die Zeiten ausgibt, zu denen diese an die einzelnen Elektroden gelegt wird. Beide Datensätze sind notwendig, weil für Analysezwecke die Aufzeichnung des Ortes allein wenig aussagekräftig ist.

Um später genau zu sehen, wie das Teilchen auf die Spannungsabfolge reagiert müssen beide VIs synchronisiert werden können. Dazu wird in beiden die Uhrzeit des Starts in Millisekunden ausgegeben.

Die dargestellten Schaubilder zeigen die Teilchenbewegung im eben erläuterten Potentialverlauf. Der Potentialtopf startet, gemessen an der ersten Elektrode, bei E5 und wird dann vom VI Linearer Transport 1 (bis 1) um vier Elektroden weitergeschoben bis E1. Um die Teilchenposition mit dem momentanen Potential an den Elektroden vergleichen zu können sind im Hintergrund die DC-Elektroden eingezeichnet (E3, ..., E8). Die senkrechten Linien markieren die Startzeit der einzelnen » Potentialmuldenbewegung « Die gestrichelte Linie ist die Zeit bei der die Potentialmulde schließlich zum Stehen kommt, sie ist errechnet.

[†]Die Verzögerung in ms sollte größer sein als die benötigte Zeit für einen Ansteuerungsschritt (vgl. dazu Abb. 3.5)

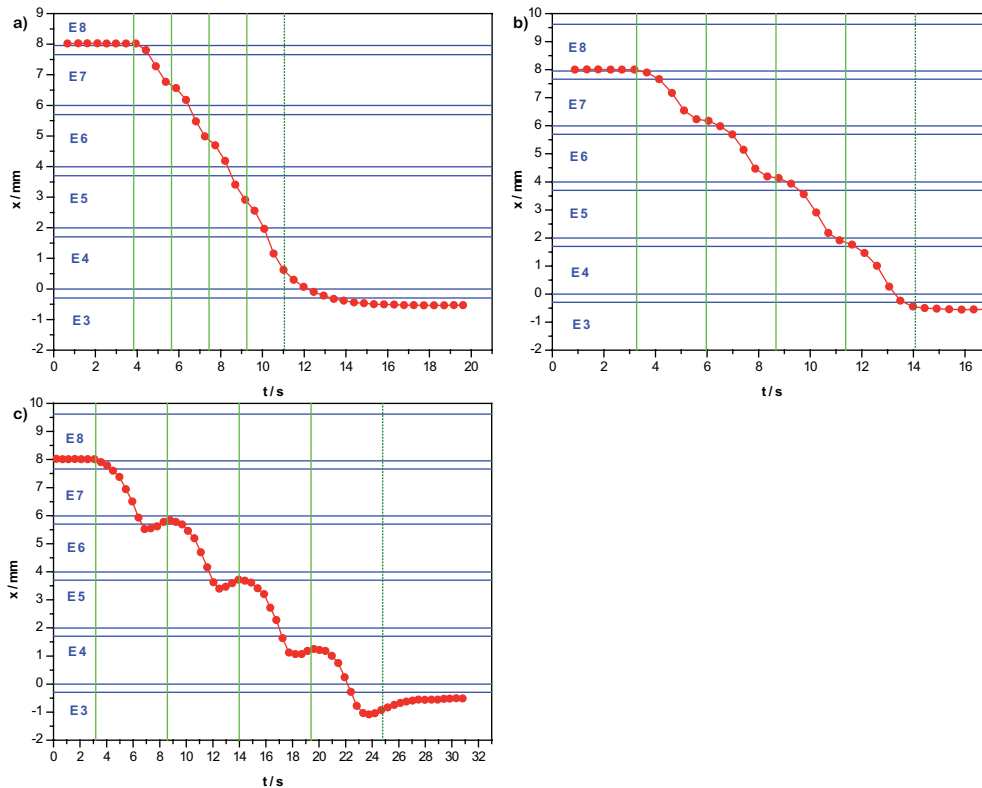


Abb. 5.5. Bewegung des Ions mit dem VI Linearer Transport 1 (bis 1) für verschiedene Wartezeiten

Verzögerung: a) 300ms b) 450ms c) 900ms

Einstellungen: $G = 0V$, $U_{lade} = 280V$, $U_{\sim} = 280V @ 70Hz$

Potential: 200 / 100 / 0 / 0 / 100 / 200

Messungen und Diskussion

Die drei Plots in Abbildung 5.5 zeigen sehr schön die Reaktion der Teilchen auf die Bewegung der Potentialmulde. Besonders gut kann man dies anhand der Teilchenbewegung am Ende der Potentialverschiebung (ab gestrichelter Linie) erkennen. Bei perfekter Mitführung sollte das Teilchen zum Endzeitpunkt der Bewegung des Potentials mittig zwischen E3 und E4 stehen. Es ist jedoch zu erkennen, dass die Mitführung des Teilchens von der gewählten Verzögerung der Spannungen abhängt.

Bei einer Verzögerung von 900ms ist das Teilchen zu schnell, beziehungsweise die abstoßenden Spannungen zu groß, es bewegt sich über den Zielort hinaus und rollt bei Beendigung der Potentialbewegung in die Mulde zurück. Auf diese Weise

kommt die ausgeprägte Welligkeit im Schaubild zustande. Bei einer Verzögerung von 450ms ist dieses Zurückrollen kaum noch vorhanden, das Teilchen bewegt sich also fast perfekt mit der Mitte der Potentialmulde mit. Verringert man die Verzögerung weiter auf 300ms, so hat das Teilchen Schwierigkeiten sich mit dem Potentialtopf mitzubewegen. Es hinkt der wandernden Potentialmulde hinterher und rollt am Ende einer Bewegung in den bereits vorhandenen Potentialtopf. Diese Aufzeichnung macht deutlich, dass die Mitbewegung des Teilchens sowohl von den Potentialspannungen als auch von der Geschwindigkeit abhängig ist mit der sich die Potentialmulde bewegt.

Die beiden Plots in Abbildung 5.6 unterstreichen dieses Ergebnis.

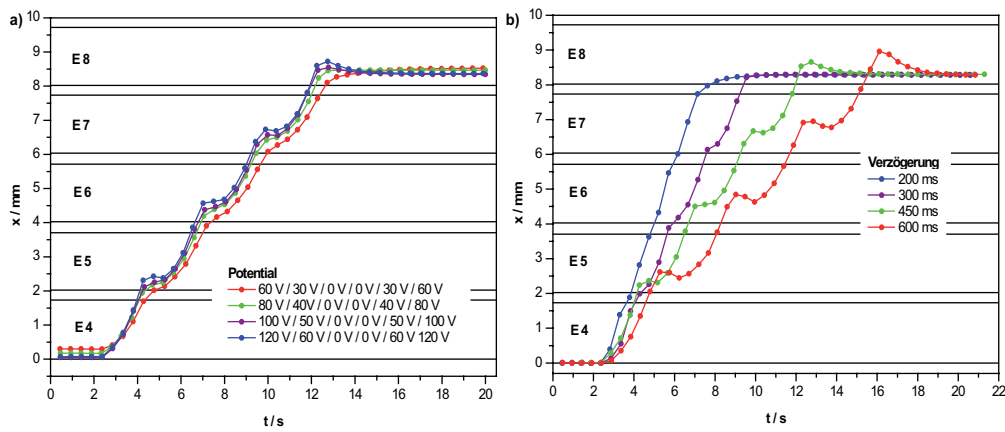


Abb. 5.6. Auswirkungen der Wartezeit und des Potentials auf die Teilchenbewegung

Einstellungen: $G = 3V$, $U_{\text{lade}} = 249V$, $U_{\sim} = 850V @ 50Hz$

a) Verzögerung: 450ms

b) Potential: 120 / 60 / 0 / 0 / 60 / 120

Die obigen Aufzeichnungen zeigen deutlich, dass man mit dieser ersten Version der Potentialbewegung keinen Transport mit konstanter Geschwindigkeit erreichen kann. Durch die Verringerung von Verzögerung und Spannung verliert die Bewegung zwar ihre Welligkeit, aber gleichzeitig wird die Mitführung des Teilchens anfälliger für Störungen und damit ein Verlust des Teilchens wahrscheinlicher.

5.2.3 Linearer Transport 2

Um die Welligkeit in der Bewegung in den Griff zu bekommen wurde dazu übergegangen die Spannungen an den Elektroden in kleinen Schritten annähernd kontinuierlich zu verändern und so eine gleichmäßigere Potentialbewegung zu schaffen. Da diese Modifikation jedoch noch nicht den gewünschten Erfolg brachte, musste eine weitere Variable für den Transport gefunden werden. Der einzige Faktor, der sich noch für eine Variation eignete, war die Anzahl der Elektroden, die » quasigleichzeitig « ihren Wert ändern. Aus diesen Modifikationen gingen schließlich die VIs Linearer Transport 2 (bis 10) und Linearer Transport 2 (bis 1) hervor. Mit diesen VIs ist es möglich Teilchen mit konstanter Geschwindigkeit zu transportieren.

Die Steuerung der Bewegung

Die Verschiebung des Potentialtopfs besteht aus zwei Teilen in denen jeweils vier Elektroden » gleichzeitig « in kleinen Schritten ihre Spannung ändern. Die exakte Spannungsabfolge zeigt Abbildung 5.7. Die senkrechte schwarze Linie markiert den Beginn des zweiten Teils. In das Frontpanel werden wieder der Potentialtopf und die Verzögerung eingegeben, außerdem gibt man nun noch die Anzahl N der Schritte ein, nach denen die Zielspannung U_Z erreicht werden soll [‡]. Es ist jedoch zu beachten, dass diesmal die Verzögerung diejenige Zeit ist, die pro Spannungsänderung $\Delta U = \frac{U_Z}{N}$ und Elektrode, gewartet werden soll.

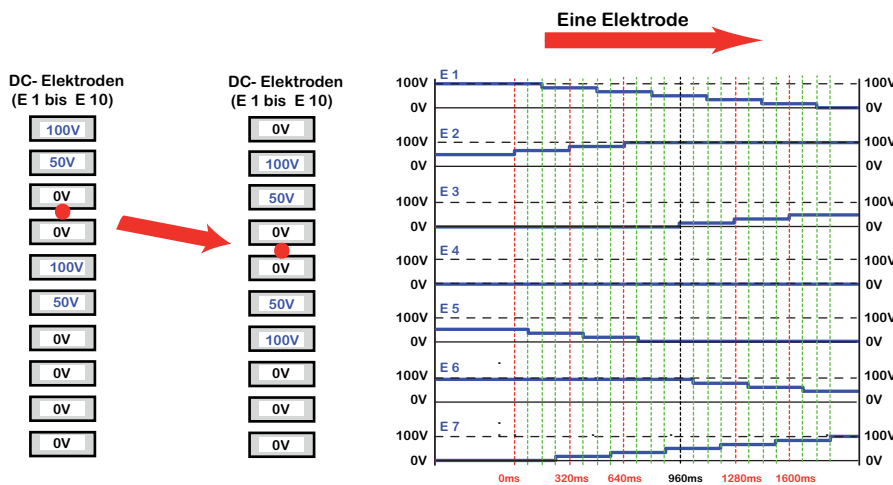


Abb. 5.7. Zeitliche Abfolge der Spannungen an den Elektroden exemplarisch dargestellt für $x = 100V$, Verzögerung: 80ms und $N = 3$

[‡] $U_Z = \frac{x}{2}$ bzw. $U_Z = x$

Um zu testen wie das Teilchen reagiert, ist es aus den in 5.2.2 genannten Gründen sinnvoll genau diese Parameter zu variieren.

Für die Aufzeichnung wurde, wie in 5.2.2 das VI Aufzeichnung LT verwendet.

Messungen und Diskussion

Abbildung 5.8 a) zeigt die Teilchenbewegung für verschiedene Schrittzahlen und damit die Reaktion auf die Potentialbewegung für unterschiedliche Spannungsdifferenzen ΔU .

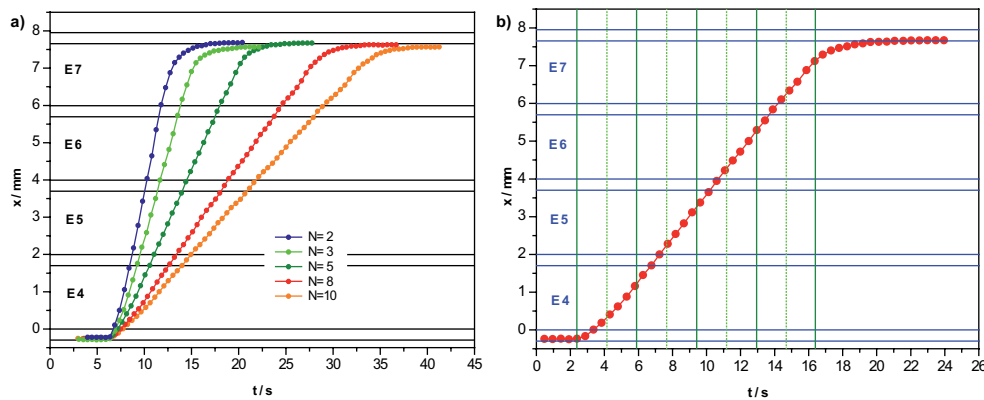


Abb. 5.8. Einstellungen: $G = 0\text{V}$, $U_{\text{lade}} = 280\text{V}$, $U_{\sim} = 280\text{V} @ 70\text{Hz}$
 Potential: 180 / 90 / 0 / 0 / 90 / 180
 Verzögerung: 80ms
 b) $N=5$

Schaut man sich, wie in 5.2.2, die Stops genauer an, so stellt man fest, dass die Mitführung bei dieser Spannungsabfolge insgesamt recht gut ist und mit zunehmender Schrittzahl immer besser wird. Da eine zunehmende Schrittzahl jedoch eine geringere Transportgeschwindigkeit bedeutet, muss man für den » idealen « Transport einen Kompromiss zwischen Mitführung und Geschwindigkeit eingehen. In diesem Fall würde die Wahl wahrscheinlich auf den Transport mit fünf Schritten fallen, deshalb ist dieser in b) nochmals gesondert dargestellt.

Die senkrechten Linien markieren die Startzeiten der beiden Schritte. Beim durchgezogenen Strich startet der erste Schritt und beim gepunkteten der zweite. Der letzte Strich ist, wie schon in 5.2.2, errechnet. Man erkennt hier sehr gut, dass die Mitführung nicht perfekt ist. Bei jedem Neustart der Muldenbewegung (durchgezogene Linie) sollte sich das Teilchen zwischen zwei Elektroden befinden; es ist jedoch immer ein Stück davor. Um die Mitführung zu optimieren müssen also entweder die Spannungsdifferenzen erhöht werden oder die Verzögerung vergrößert. Weil der Einschluss der Teilchen beim vorliegenden Potential aber sehr gut ist, sollte man in diesem Fall die Verzögerung erhöhen.

5.3 Das Trennen zweier Teilchen

Um die Ionen einzeln in die verschiedenen Verarbeitungsbereiche transportieren zu können, muss man sie von der Ionenkette im Speicherbereich abspalten können. Also muss in einer Ionenfalle, aus der ein Quantencomputer aufgebaut werden soll, das Trennen von zwei Teilchen möglich sein. Diese Grundbewegung konnte ebenfalls mit der vorliegenden Leiterplattenfalle gezeigt werden.

5.3.1 Die Technik des Trennens

Bei Messungen für die mehrere Teilchen auf einmal benötigt werden, wird so vorgegangen, dass man zunächst mehrere Teilchen in die Falle lädt und dann die Anzahl der Teilchen reduziert. Diese Reduktion erfolgte bei den unten abgebildeten Messungen über die Erhöhung der Spannung an der Mittelelektrode G .

Bei dem in diesem Abschnitt betrachteten Trennvorgang wird mit dem obigen Verfahren die ursprüngliche Teilchenanzahl auf zwei Stück reduziert und dann an die Elektroden 1 und 10 eine Spannung gelegt, um die Bewegung der Teilchen nach der Trennung zu begrenzen (beim Laden ist die Spannung an allen Kontroll-Elektroden 0V). Anschließend schaut man sich an wo die Teilchen zur Ruhe kommen und je nachdem wo sie stehen, platziert man sie mit Hilfe der übrigen DC-Spannungen so, dass zwischen ihnen eine komplette DC-Elektrode liegt. Um die Teilchen zu trennen wird an diese Elektrode Spannung angelegt, zum Zusammenfügen setzt man die Elektrode einfach zurück auf 0V.

Das exakte Platzieren der Teilchen

Will man die Teilchen perfekt symmetrisch um die abstoßende Elektrode platzieren, so muss man neben den DC-Elektroden auch die Mittelelektrode verwenden.

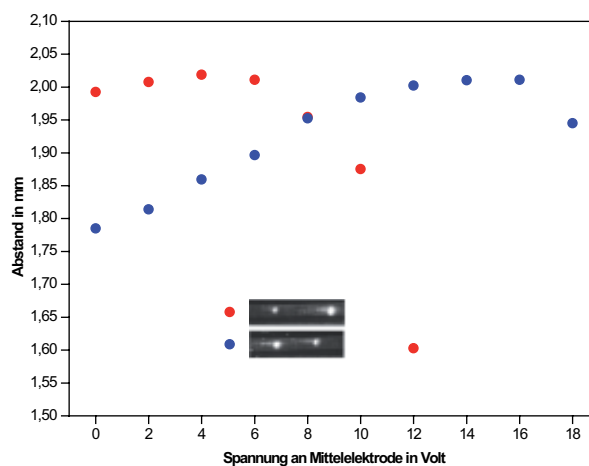


Abb. 5.9. Abstand zweier Teilchen in Abhängigkeit von G

Das Platzieren verläuft wie folgt: Zunächst schiebt man die Teilchen mit Hilfe der DC-Elektroden so hin, dass sie symmetrisch zur abstoßenden Elektrode sind. Weil man sie durch diesen Vorgang jedoch immer zusammendrückt, kann es sein, dass sich die Teilchen über der abstoßenden Elektrode befinden und man sie so nicht mehr zuverlässig trennen kann. Aus diesem Grund benötigt man die Mittelelektrode. Mit ihr kann man die Teilchen wieder auseinander drücken. Für eine perfekte Platzierung muss man diesen Vorgang einige Male wiederholen.

Abbildung 5.9 zeigt die Abstände zweier Teilchenpaare in Abhängigkeit der Spannung an der Mittelelektrode. Man sieht, dass die Abstände nicht dieselben sind, aber der Verlauf sehr ähnlich ist. Der unterschiedliche Abstand resultiert sicher aus der Tatsache, dass die Teilchen unterschiedliche Ladungsverhältnisse haben. Der Verlauf der Datenpunkte lässt Rückschlüsse auf das axiale Fallenpotential zu. So kann man beispielsweise den wachsenden Abstand so interpretieren, dass sich das Potential mit zunehmender Höhe über der Fallenoberfläche aufweitet und die abstoßende Coulomb-Wechselwirkung die Teilchen auseinander drückt.

5.3.2 Steuerung und Aufzeichnung der Bewegung

Die Ansteuerung der Elektroden erfolgt über das VI TZ . In das Frontpanel gibt man Fallenarm, Elektrode und Spannung ein. Das VI zeigt nach der Aktivierung die angelegte Spannung am Fallenarm an und die Uhrzeit der Spannungsausgabe in Millisekunden.

Für die Aufzeichnung der Trennbewegung wurde das VI Aufzeichnung LT so modifiziert, dass es die x- Koordinaten von beiden Teilchen ausgibt. Das VI ist als Aufzeichnung TZ abgespeichert.

5.3.3 Messungen und Diskussion

Für die Abbildung 5.10 wurden die Teilchen bei den Spannungen

$$U_{lde} = 245 V, \quad U_{\sim} = 900 V @ 50 Hz, \quad G = 3 V$$

geladen und anschließend G auf 5V erhöht.

Die übrig gebliebenen zwei Teilchen sind auf dem Foto abgebildet (Perspektive: General CCD-Kamera). Anhand der Plots kann man sehen, dass die beiden nicht symmetrisch um E6 sitzen.

In a) sind beide Bewegungen - das Trennen und das Zusammenfügen - dargestellt. Die senkrechten Striche markieren den Start der jeweiligen Bewegung. Man kann sehr schön erkennen, dass die Teilchen beim Zurücksetzen der Spannung an ihren Ausgangsort zurückkehren. Außerdem sieht man, dass die Teilchen nicht symmetrisch abgestoßen werden und am Ende der Abstoßbewegung auch nicht symmetrisch um die Elektrode stehen. b) zeigt die Abstoßbewegung für verschiedene Spannungen. Die Beobachtungen aus dem ersten Plot bestätigen sich hier.

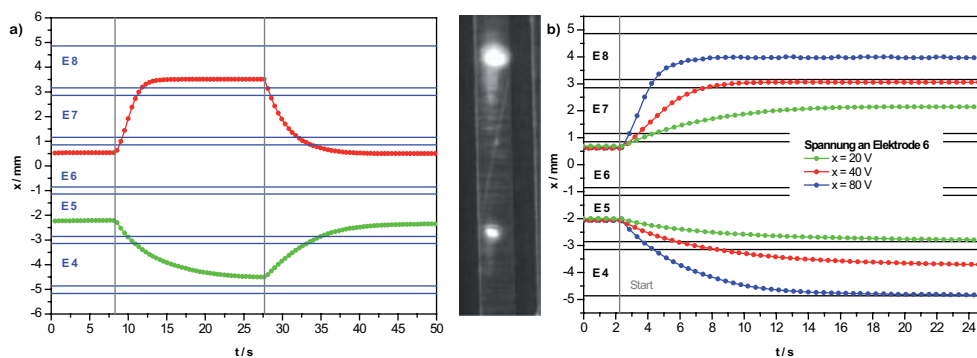


Abb. 5.10. Das Trennen und Zusammenfügen von zwei Ionen (i)

Zum Vergleich ist in den folgenden beiden Plots die Trennbewegung von zwei anderen Teilchen aufgezeichnet, die symmetrisch um die Elektrode sitzen. Man sieht deutlich, dass die Bewegung sehr viel symmetrischer ist.

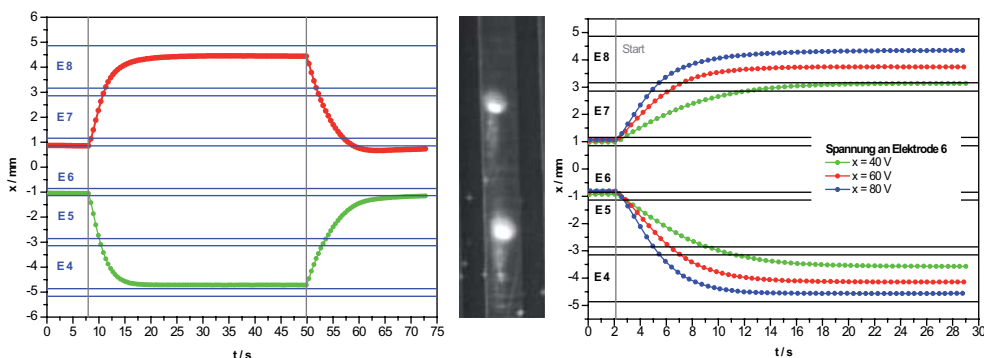


Abb. 5.11. Das Trennen und Zusammenfügen von zwei Ionen (ii)

Die obigen Aufzeichnungen sind aufschlussreich für die Reaktion der Teilchen. Beispielsweise kann man anhand der Abstoßbewegung sehen, dass die Anfangsgeschwindigkeit davon abhängig ist wo sich das Teilchen relativ zur abstoßenden Elektrode befindet. Das bedeutet je weiter es entfernt ist, desto langsamer wird es abgestoßen. Mit dieser Erkenntnis kann man eine symmetrische Bewegung erreichen, indem man die Teilchen symmetrisch um die DC-Elektrode platziert.

Außerdem ist klar zu erkennen, dass die Geschwindigkeit darüber hinaus von der abstoßenden Spannung abhängt.

Abgesehen von diesen Ergebnissen bringt die Aufzeichnung der Bewegung noch eine weitere Tatsache an Licht: Die Verlauf der Bewegungskurven ist annähernd exponentiell, das heißt die Teilchen werden durch das Anlegen der Spannung zunächst unmittelbar beschleunigt, benötigen aber danach eine sehr lange Zeit um wieder zum Stillstand zu kommen. Dieses Verhalten zeigt deutlich, dass die Bewegung der Teilchen sehr stark durch die umgebende Luft gedämpft ist.

5.4 Der Transport um die Ecke

5.4.1 Die Technik des Transports

Der Transport um die Ecke ist diejenige Bewegungsform, bei welcher sich die Individualität der Teilchen am stärksten bemerkbar macht.

Um ein Teilchen um die Ecke befördern zu können muss es zunächst in die Mitte gebracht werden. Da jedoch in der Kreuzung die AC-Elektrode senkrecht zur Bewegungsrichtung des Teilchens liegt, wird es von dieser abgestoßen. Das Teilchen sieht also, wenn es sich auf die Kreuzung zubewegt, einen Potentialhügel, der in der Mitte ein Maximum hat (*AC-Bump*). Diese Tatsache legt den ersten Schritt bei der Programmierung der Potentialbewegung fest: Das Teilchen muss mit aller Kraft in die Mitte gedrückt werden. Hat man dies geschafft, so steht die Weichenstellung für die Weiterbewegung an. Je nachdem wo man das Teilchen haben möchte, blockiert man den dritten Arm, so dass das Teilchen nicht hineinrollen kann. Und schließlich fängt man es im Ziel-Fallenarm mit dem ursprünglichen Transportpotential wieder auf.

Dass man für die Bewegung um die Ecke diese drei Schritte benötigt, ist intuitiv klar. Die Schwierigkeit bei der Sache ist jedoch wie man deren Abfolge aufeinander abstimmt.

Man muss sich, um einen zuverlässigen Transport zu erhalten, die Reaktion der einzelnen Teilchen genau anschauen und dementsprechend Spannungen und Zeiten anpassen. Diese Tatsache macht ein vollkommen universelles VI zur Steuerung unmöglich. Dennoch wurde versucht die » Grunds substanz « der VIs so zu gestalten, dass es nur noch der Feinabstimmung der Spannungen und Zeiten auf das jeweilige Teilchen bedarf.

5.4.2 Die Steuerung der Bewegung

Für jeden Fallenarmwechsel gibt es ein extra VI. Dabei ist der Name (das) Programm. Das bedeutet, dass das VI für die Bewegung um die Ecke von Fallenarm A nach Fallenarm B `Von A nach B.vi` heißt.

Der Grund für diese Spezifizierung ist, dass bei der Falle aufgrund der AC-Verbindungsschleife im Fallenarm A die Potentiale in den Fallenarmen nicht identisch sind. Dies hat zur Folge, dass die drei Fallenarme von den Teilchen unterschiedlich präferiert werden und so teilweise Variationen der Spannungsabfolgen nötig sind.

Das Grundgerüst eines VIs für den Transport um die Ecke sieht wie Ausgangspunkt des Teilchens ist immer zwischen Elektrode 3 und 4. Das Potential ist von der Form

$$x \quad / \quad \frac{x}{2} \quad / \quad 0 \quad / \quad 0 \quad / \quad \frac{x}{2} \quad / \quad x.$$

Die Spannungen können individuell im Frontpanel verändert werden.

Im ersten Schritt wird das Transportpotential gekippt, das heißt die Spannungen an Elektrode 4 und 5 werden schrittweise um eine bestimmte Spannung (*Voltage 1*) erhöht und » gleichzeitig « werden die Spannungen an Elektrode 1 und 2 auf 0V heruntergefahren. Die Spannungsdifferenzen ΔU werden über die Anzahl der Schritte N kontrolliert. Bei manchen VIs kann man die Spannungen und Schrittzahlen nicht auf dem Frontpanel eingeben. Das hat den Grund, dass sich bestimmte Einstellungen als ununiversell einsetzbar herausgestellt haben und sie deshalb aus Gründen der Übersichtlichkeit im Blockdiagramm konstant gesetzt wurden.

Falls das Teilchen nach diesem Schritt noch nicht weit genug in der Mitte ist, wird es mit Hilfe der Elektroden 1, 2 und 3 des Start-Fallenarms dorthin geschoben. Dieses Schieben sieht so aus, dass die Spannungen an den drei Elektroden schrittweise erhöht werden. Die Spannungsdifferenz pro Schritt (*Schiebespannung*) kann dabei über das Frontpanel variiert werden.

Abhängig davon wie sich das Teilchen verhält, beziehungsweise von wo nach wo es transportiert werden soll, wird dieser Schritt mit dem Blocken des dritten Fallenarmes koordiniert. Das bedeutet entweder wird das Schieben auf einmal ausgeführt oder es wird in zwei Teile geteilt. In ersterem Fall steht es vor oder nach dem Block. Wird es aufgeteilt, so kann man über $N1$ die Anzahl der Spannungserhöhungsschritte bis zum Blockvorgang angeben. Danach wird der Block ausgeführt und schließlich die restlichen Schritte des Schiebevorgangs. Meist sind es insgesamt 7 Schiebeschritte.

Die Aufteilung des Schiebevorgangs hat sich als sehr wirksam erwiesen. Man kann das Teilchen dadurch ziemlich weit in die Mitte schieben, es dann mit der abstoßenden Blockspannung zur Seite drücken und ihm schließlich mit dem Rest der Schiebespannung den letzten Kick verpassen, so dass es um die Ecke wandert. Durch die Wahl von N kann die Spannungsabfolge sehr gut an das jeweilige Teilchen angepasst werden.

Hat man es schließlich geschafft das Teilchen um die Ecke zu bringen, muss man es nur noch auffangen. Dies geschieht hier dadurch, dass zunächst die Elektroden 5 und 6 schrittweise auf die Spannungen x , beziehungsweise $\frac{x}{2}$, des Startpotentials gesetzt werden. Anschließend passiert dasselbe mit den Elektroden 1 und 2, so dass schließlich der ursprüngliche Potentialtopf wiederhergestellt ist.

Zum Schluss werden die beiden Fallenarme, in denen sich kein Teilchen befindet, zurück auf 0V gesetzt.

Die einzelnen Wartezeiten für die Spannungsverläufe sind von der Reaktion des Teilchens abhängig und müssen aus Gründen der Übersichtlichkeit im Blockdiagramm verändert werden.

Die Standardeinstellungen der VIs sind Einstellungen, die in unserem Fall sehr gut funktioniert haben. Es hat sich als sinnvoll erwiesen die VIs einfach anzuwenden und die Reaktion des geladenen Teilchens zu beobachten. Man kann dann ausgehend davon Schritt für Schritt die Parameter so abändern, dass sie für das jeweilige Teilchen passen.

Folgende Einstellungen wurden hier erfolgreich verwendet:

- $U_{\text{lade}} = 281\text{V}$, $U_{\sim} = 320\text{V}$ @ 50Hz
Von B nach C.vi, Von C nach B.vi
- $U_{\text{lade}} = 279\text{V}$, $U_{\sim} = 320\text{V}$ @ 82Hz
Von B nach C 82.vi, Von C nach B 82.vi
- $U_{\text{lade}} = 279\text{V}$, $U_{\sim} = 280\text{V}$ @ 72Hz
Von B nach C 70.vi, Von C nach B 70.vi
- $U_{\text{lade}} = 279\text{V}$, $U_{\sim} = 280\text{V}$ @ 82Hz
Von A nach C 82.vi, Von C nach A 82.vi

5.4.3 Messungen und Diskussion

Die Abbildung unten zeigt die Bewegung von Fallenarm C nach Fallenarm B und wieder zurück bei den Einstellungen aus Punkt 2.

Die Bewegung wurde mit dem VI Aufzeichnung Ecke erfasst. Dieses VI basiert auf Aufzeichnung TZ.vi, welches so verändert wurde, dass es x- und y-Koordinate des Teilchens ausgibt.

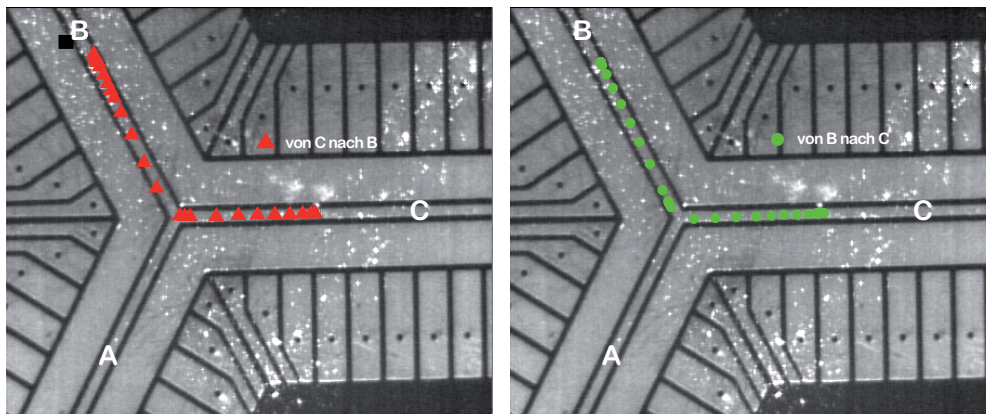


Abb. 5.12. Teilchentransport um die Ecke

Da das Aufzeichnungs-VI die Punkte immer in konstanten Zeitabständen aufnimmt, kann man anhand der Dichte der Messpunkte sehr schön die Geschwindigkeit des Teilchens mitverfolgen. Es ist deutlich zu erkennen, dass es zunächst zur Ecke hin beschleunigt wird, dann vor der Ecke abbremst, sich wiederwillig bis zur Mitte schieben lässt, schließlich um die Ecke huscht und sofort wieder beschleunigt wird.

Schaut man sehr genau hin, so kann man sogar erkennen, dass es einfacher ist das Teilchen von B nach C zu schieben, als von C nach B.

5.4.4 Das Fallenzentrum

Als die Wechselspannungsversorgung der Falle noch über den Trennstelltransformator erfolgte ließen sich die Teilchen nicht um die Ecke bewegen. Es war mit den zur Verfügung stehenden Spannungen unmöglich sie auch nur annähernd in die Mitte zu schieben. Je mehr man die Ionen mit den DC-Spannungen und der Mittelelektrode gegen den AC-Bump drückte, desto waagerechter stellten sie sich. Die einzige Möglichkeit ein Teilchen in die Mitte der Falle zu befördern bestand darin es direkt dort zu laden.

Die Fotos in Abbildung 5.13 dokumentieren dieses Verhalten. Die leuchtenden Punkte unten sind Reflexe auf dem Substrat.

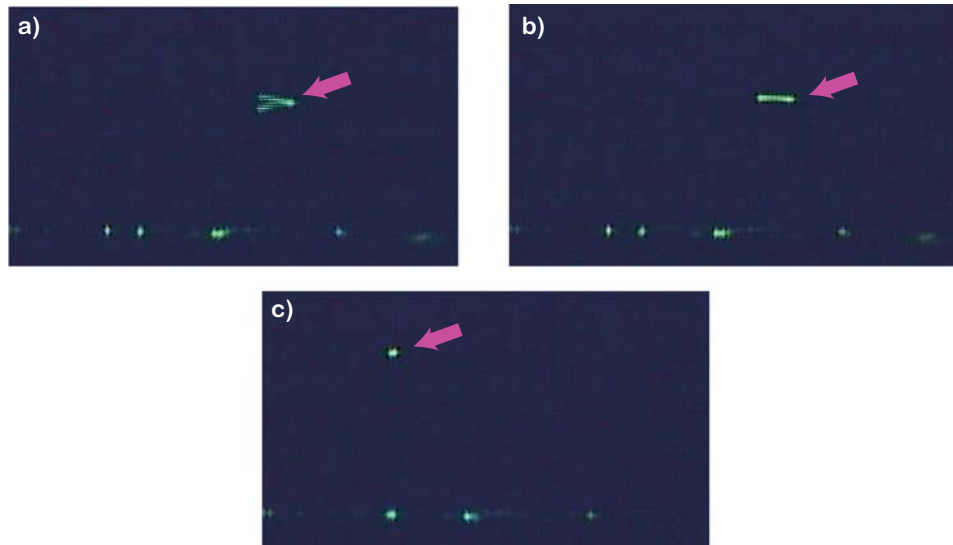


Abb. 5.13. Teilchen vor der Kreuzung

Perspektive: seitlich, Fallenzentrum und AC-Bump befinden sich rechts von den Teilchen

- a) Teilchen waagrecht mit horizontaler und vertikaler Mikrobewegung
- b) Teilchen waagrecht, nur horizontale Mikrobewegung
- c) Teilchen in Fallenzentrum, perfekt kompensiert

5.5 Der Wechsel der Betrachtungsperspektive

Nachdem bisher vorwiegend die Säkularbewegung der Teilchen im axialen Fallenpotential betrachtet wurde, wenden wir uns nun der Mikrobewegung der Teilchen im radialen Potential zu. Dazu ist es notwendig die Betrachtungsperspektive zu wechseln und die Falle von der Seite zu betrachten.

5.5.1 Die Kalibrierung der Kamera

Um Aussagen über Länge und Höhe der Sporen machen zu können muss man die Kamera zunächst kalibrieren. Wir haben dazu Keramikwaferstücke verwendet. Aufgrund der Schärfentiefe des Objektivs sollten die Wafer dort platziert werden, wo sich im Normalfall auch die Teilchen befinden. Man stapelt die Wafer deshalb so aufeinander, dass die Seite des Stapels, welche in Richtung Kamera zeigt, eine senkrechte Wand bildet und platziert den Stapel dann so auf der Fallenoberfläche, dass die eben ausgerichtete Vorderseite möglichst parallel auf der der Mittelelektrode liegt.

Anschließend macht man mit der Image Acquisition Software ein Bild des Stapels und misst mit dem » Längenmessungstool « an verschiedenen Stellen die Dicke der Wafer. Da man weiß, dass die Wafer in Wirklichkeit $270\mu\text{m}$ dick sind, erhält man damit den Abbildungsmaßstab. Die Höhe der Fallenoberfläche kann man im Normalfall aus demselben Bild ablesen.

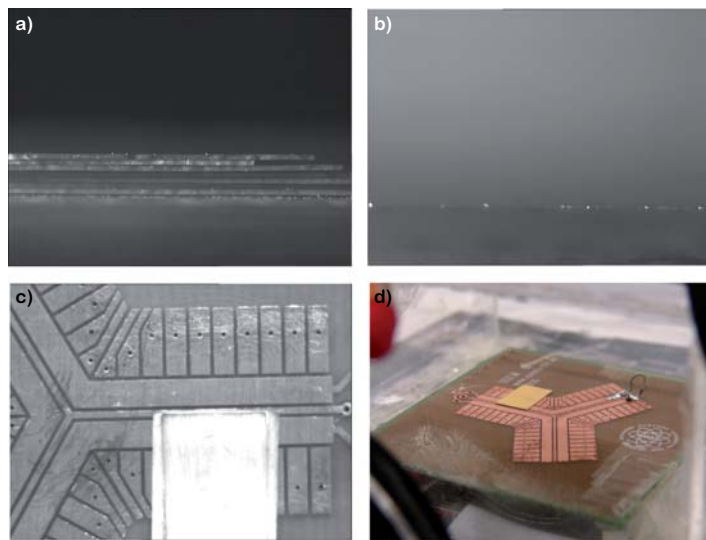


Abb. 5.14. Kalibrierung der Kamera

a) Waferstapel von der Seite b) Reflexe auf der Fallenoberfläche c) Falle von oben mit Waferstapel d) Falle von der Seite mit Waferstapel

Der vorliegende Aufbau macht die Ermittlung der Höhe jedoch etwas komplizierter, denn der Sockel der Falle » schwimmt « Grund dafür ist die Schaumstoffabdichtung, welche ihn nach oben drückt.

Aufgrund dieser Tatsache kann es sein, dass die Werte aus der Kalibrierung nicht mit den Werten bei der Messung übereinstimmen. Beim Entfernen der Wafer muss die Box abgelöst und anschließend wieder aufgeklebt werden und die dabei entstehenden Druck und Zugbewegungen können die Höhe des Sockels verändern. Trotz aller Vorsicht ist das Verfahren bei diesem Aufbau nicht immer zuverlässig und deshalb werden die damit erhaltenen Werte nur als Orientierung verwendet.

Um die Höhe der Fallenoberfläche zu ermitteln wird hier ein anderes Verfahren angewendet. Bei diesem macht man sich zunutze, dass das Substrat selbst bei der gezielten Beleuchtung eines einzelnen Teilchens streut. Dadurch kann man aus jedem Bild anhand der Streuung und der Reflexe an der Fallenoberfläche die Höhe des Substrats ermitteln und erhält so einen gut fundierten Wert.

Die Fotos oben zeigen die Kalibrierung mit den Wafern. Die Bilder in der ersten Reihe werden in dieser Form für die Kalibrierung verwendet.

5.6 Das radiale Fallenpotential

In diesem Versuchsteil werden die Einflüsse von drei verschiedenen Parametern auf das radiale Potential der Falle und damit auf das Teilchen untersucht. Es handelt sich dabei um die Spannung an der Mittelelektrode, die Spannung an den DC-Elektroden und die Antriebsfrequenz der Falle.

5.6.1 Die Messdaten

Die Präparation der Teilchen

Um die Ionen für die Messung zu präparieren, schaltet man die Wechselspannung an, setzt alle Elektroden und den Zwischenlayer auf 0V und lädt schließlich ein Teilchen. Damit das Teilchen bei der vertikalen Verschiebung immer nahezu am selben Ort bleibt, muss es festgehalten werden. Dies geschieht, je nachdem was gemessen werden soll, mit verschiedenen Elektrodenkombinationen.

Für die Messung beginnt man mit derjenigen Einstellung, bei der das Teilchen gerade noch in der Falle gehalten werden kann. Anschließend erhöht bzw. erniedrigt man die Parameter so lange, bis das Teilchen aus der Falle entwischt.

Die Darstellung der Messdaten

Bei allen Plots in diesem Abschnitt ist in a) die Länge dargestellt und in b) die Höhe der Teilchen über der Fallenoberfläche. Wobei *Höhe* die Höhe der Mitte des Teilchens bedeutet. Außerdem stehen gleiche Symbole für gleiche Teilchen.

5.6.2 Die Kompensation über die Mittelelektrode

Bei diesen Messungen wurde die Mittelelektrode über eine externe Quelle mit Gleichspannung versorgt. Für die Veränderung sprachen zwei Gründe. Einerseits reagieren die Teilchen auf Spannungsänderungen an der Mittelelektrode sehr sensibel, so dass für gute Messergebnisse eine feine Regelung der Spannung notwendig ist. Andererseits kann man mit einer externen Spannungsquelle auch negative Spannungen erzeugen und so die Teilchendeformation über einen größeren Spannungsbereich beobachten.

Wie bereits besprochen eignet sich der Multiplexer weder für das Eine, noch für das Andere.

Positive Teilchen

Um ein Gespür für den radialen Potentialverlauf der Falle zu bekommen, wurde in Abbildung 5.15 das Verhalten von vier positiven Teilchen bei zunehmender Spannung an der Mittelelektrode G dokumentiert. Die Spannung wurde dabei solange erhöht bis nur noch ein Teilchen übrig war.

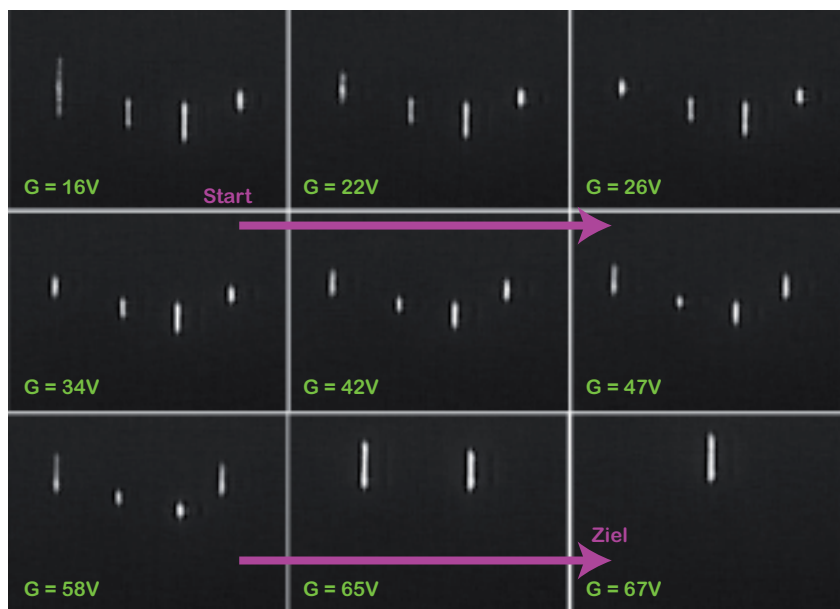


Abb. 5.15. Einstellungen: $G = 3V$, $U_{\text{lade}} = 245V$, $U_{\sim} = 1000V @ 50Hz$
 Potential: 100 / 100 / 100 / 0 / 0 / 0 / 0 / 100 / 100 / 100

Verfolgt man die Deformation des ersten Teilchens über den gesamten Prozess, so sieht man, dass dieses zunächst etwas länglich ist, dann Schritt für Schritt zu einem Punkt zusammenschrumpft und schließlich wieder länger wird.

Hieraus wird deutlich, dass man mit Hilfe dieser Reaktion den Potentialverlauf sehr schön nachzeichnen kann. Für das Abtasten des Potentials bzw. die Suche des Potentialminimums, schiebt man deshalb das Teilchen mit der positiven Spannung von unten nach oben durch das Potential und betrachtet seine Deformation. Dort wo die Mikrobewegung komplett kompensiert ist, das Teilchen also auf einen Punkt zusammenschrumpft, ist das Minimum des Potentials.

In Abbildung 5.15 kann man auch die Reaktion der anderen Teilchen beobachten. Man sieht, dass diese zwar ähnlich ist, aber es ist deutlich zu erkennen, dass die Minima sehr unterschiedlich liegen und die Deformationen verschieden stark ausgeprägt sind. Der Grund für dieses unterschiedliche Verhalten, ist das inhomogene Ladungs-Masse-Verhältnis der Teilchen.

Die Messreihen unten zeigen die Kompensation von einzelnen Teilchen bei einem anderen axialen Potential. Man kann sehen, dass die Verläufe der Längen sowie der Höhen ähnlich sind. Außerdem ist zu erkennen, dass die Länge der Teilchen mit zunehmender Höhe abnimmt, das heißt, dass der Einschluss des Potentials stärker wird.

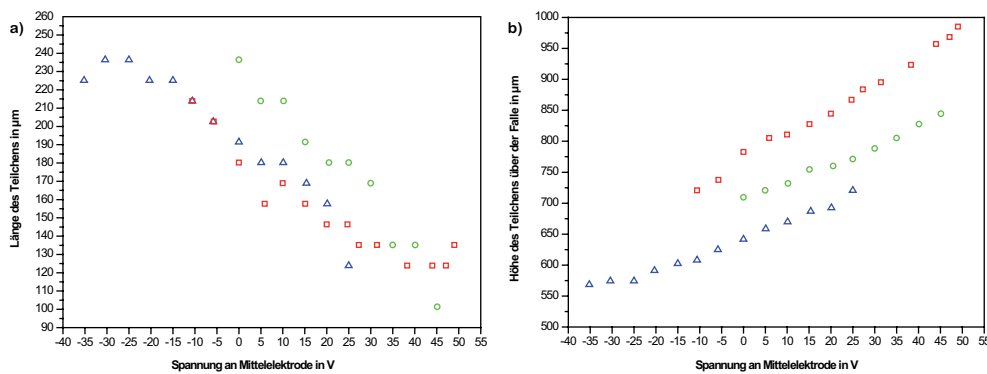


Abb. 5.16. Einstellungen: $U_{\text{lade}} = 280\text{V}$, $U_{\sim} = 640\text{V @ } 324\text{Hz}$

Potential:

295 / 295 / 295 / 295 / 0 / 0 / 0 / 295 / 295 / 295 / 295

Anders als bei den Teilchen oben nimmt die Länge jedoch nicht wieder zu. Der Grund dafür ist vermutlich, dass durch die DC-Spannungen die Potentialmulde flacher wird, so dass die Teilchen schon bevor sie das Minimum erreichen entweichen können.

Negative Teilchen

Die Abbildung 5.17 zeigt die Kompensation von negativen Teilchen. Da die Fixierung durch Anziehung geschieht, ist hier die Potentialmulde viel tiefer als oben. Ebenso wie oben ist jedoch auch hier das » Durchfahren « des Potentialminimums nicht möglich, weil die Teilchen vorher entwischen. Man sieht aber, dass die Teilchen mit zunehmender Höhe kürzer werden und sich das Minimum damit in einer gewissen Höhe über der Fallenoberfläche befinden muss.

Es ist zu beachten, dass es sich hier um negative Teilchen handelt, die von der positiven Mittelelektrodenspannung angezogen werden.

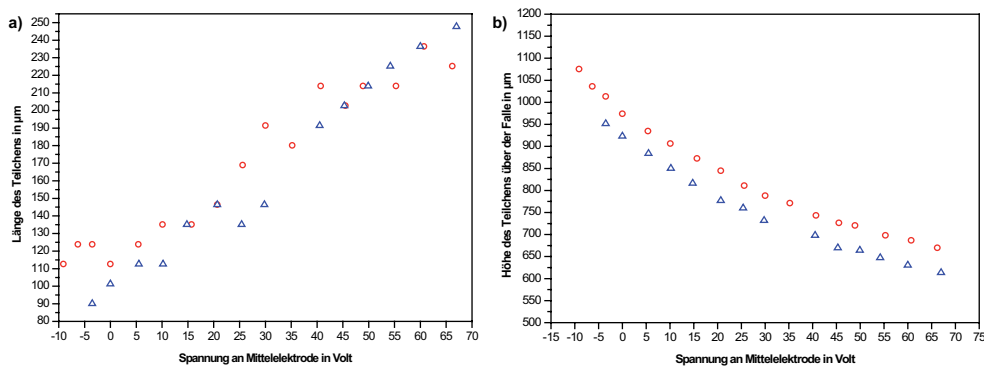


Abb. 5.17. Einstellungen: $U_{\text{lade}} = -280\text{V}$, $U_{\sim} = 640\text{V @ } 323\text{Hz}$

Potential: 0 / 0 / 0 / 0 / 200 / 200 / 0 / 0 / 0 / 0 / 0 / 0

5.6.3 Die Kompensation über die DC-Elektroden

Für diese Messreihe wurden die Ionen in einem axialen Potentialtopf der Form

0 / 295 / 295 / x / 0 / 0 / x / 295 / 295 / 0

eingeschlossen und dann die Steigung seiner Wände variiert. Das Ergebnis zeigt Abbildung 5.18.

Anhand dieser Abbildung kann man sehen, dass das Teilchen mit zunehmender Steigung der Wände des axialen Potentialtopfs nach unten sinkt.

Die Längen der Teilchen scheinen keiner bestimmten Gesetzmäßigkeit zu folgen, aber sie werden mit zunehmender Steigung größer.

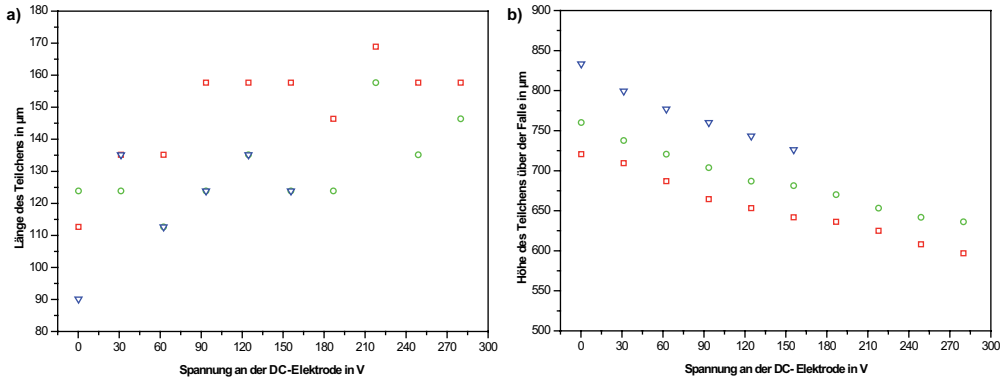


Abb. 5.18. Einstellungen: $G = 0\text{V}$, $U_{\text{lade}} = 280\text{V}$, $U_{\sim} = 640\text{V @ } 324\text{Hz}$

5.6.4 Die Deformation der Mikrobewegung über die Antriebsfrequenz

Schließlich wurde noch die Reaktion der Teilchen auf die Antriebsfrequenz der Falle untersucht. Die Messreihen sind unten abgebildet (Abbildung 5.19).

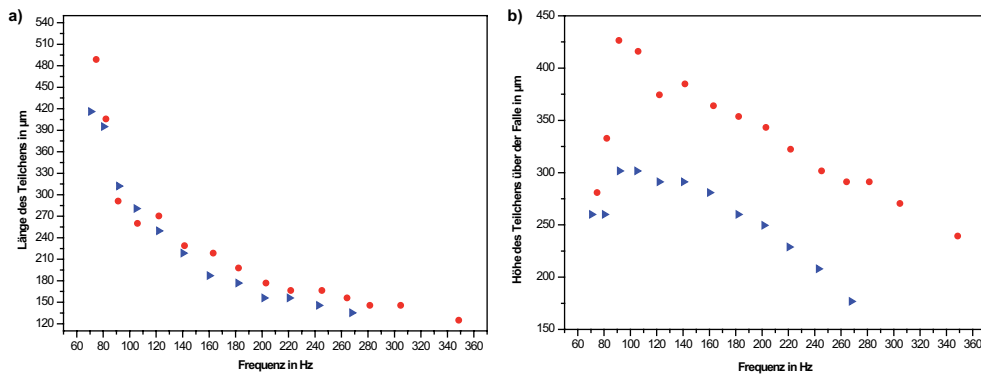


Abb. 5.19. Einstellungen: $U_{\text{lade}} = 280\text{V}$, $\hat{U}_{\sim} = 280\text{V}$, $G = 0\text{V}$
Potential:

295 / 295 / 295 / 0 / 0 / 0 / 0 / 295 / 295 / 295

Die Abbildungen zeigen, dass die Teilchen mit zunehmender Frequenz kürzer werden und absinken. Das Absinken resultiert daraus, dass die Potentialmulde in radialer Richtung mit zunehmender Frequenz flacher wird (vgl. Gleichung (2.26)) und dadurch die Schwerkraft die Teilchen in Richtung Fallenoberfläche ziehen kann. Aufgrund dieser Aufweitung des Pseudopotentials wird außerdem deutlich, dass die Verringerung der Amplitude der Mikrobewegung nicht durch die Erhöhung der Frequenz kompensiert wird. Der Grund für die Verringerung der Mikrobewegung bei zunehmender Antriebsfrequenz ω ist in diesem Fall, die Verkleinerung des Stabilitätsparameters q (vgl. Gleichung (2.23)). Dadurch bewegt man sich im Stabilitätsdiagramm (Abbildung 2.4) in Richtung des Ursprungs und dort wird die Mikrobewegung klein, wie in Abbildung 2.1 zu sehen ist.

5.6.5 Folgerungen aus den Messungen

Die Plots lassen deutlich erkennen, dass die Datenreihen trotz gleicher Einstellungen unterschiedliche Verläufe haben und weil dieses unterschiedliche Verhalten der Teilchen aus dem inhomogenen Ladungs-Masse-Verhältnis der Sporen resultiert, machen diese Messungen unmissverständlich deutlich, dass man mit Hilfe der Bärappsporen keine exakten funktionalen Zusammenhänge der » Potentialparameter « ermitteln kann solange man dieses Verhältnis nicht kennt.

Die Messungen sind deshalb aber nicht nutzlos, im Gegenteil, sie zeigen deutlich, dass die Reaktion der Ionen, wenn auch nur qualitativ, bestimmten Gesetzmäßigkeiten folgt. Diese Tatsache ist sehr hilfreich, wenn es darum geht, den Transport der Teilchen zu optimieren. Aus diesem Grund werden die Ergebnisse nochmals zusammengefasst:

- **Die Kompensation über der Mittelelektrode:**

Bei entsprechender Wahl des Potentialtopfs kann das Teilchen mit Hilfe der Mittelelektrode in das Potentialminimum geschoben und damit die Mikrobewegung perfekt kompensiert werden.

Unglücklicherweise kann man mit diesem Vorgehen jedoch nicht den Einschluss verbessern und es besteht damit die Gefahr, dass das Teilchen nach oben entwischt.

- **Die Kompensation über die DC-Elektroden:**

Über die Steigung der Potentialwände kann man das Teilchen vertikal bewegen. Je größer die Spannung, desto tiefer sinkt es.

Diese Tatsache ist bei der Wahl eines geeigneten Transportpotentials zu beachten.

- **Die » Kompensation « über die Frequenz:**

Der einfachste Weg die Mikrobewegung schnell und stabil zu verringern führt über die Erhöhung der Frequenz.

Es bietet sich an diese Methode bei der Präparation der Teilchen für den Transport zu verwenden. Man schließt dazu die Teilchen im Transportpotential ein und verändert dann die Frequenz so, dass die Mikrobewegung möglichst klein ist und die Teilchen noch genügend hoch über der Fallenoberfläche gefangen sind.

5.7 Teilchenkettten

Abschließend wird noch das Verhalten der makroskopischen Ionen untersucht, wenn man mehrere auf einmal in ein vorgegebenes Potential lädt, also wenn man *Teilchenkettten* bildet.

In Abbildung 5.20 ist das Ergebnis für maximal 11 Ionen dargestellt. Man kann deutlich erkennen, dass das verwendete axiale Potential für 10 und mehr Teilchen zu eng ist und die Teilchen zu einer Zickzackstruktur zusammengequetscht werden.

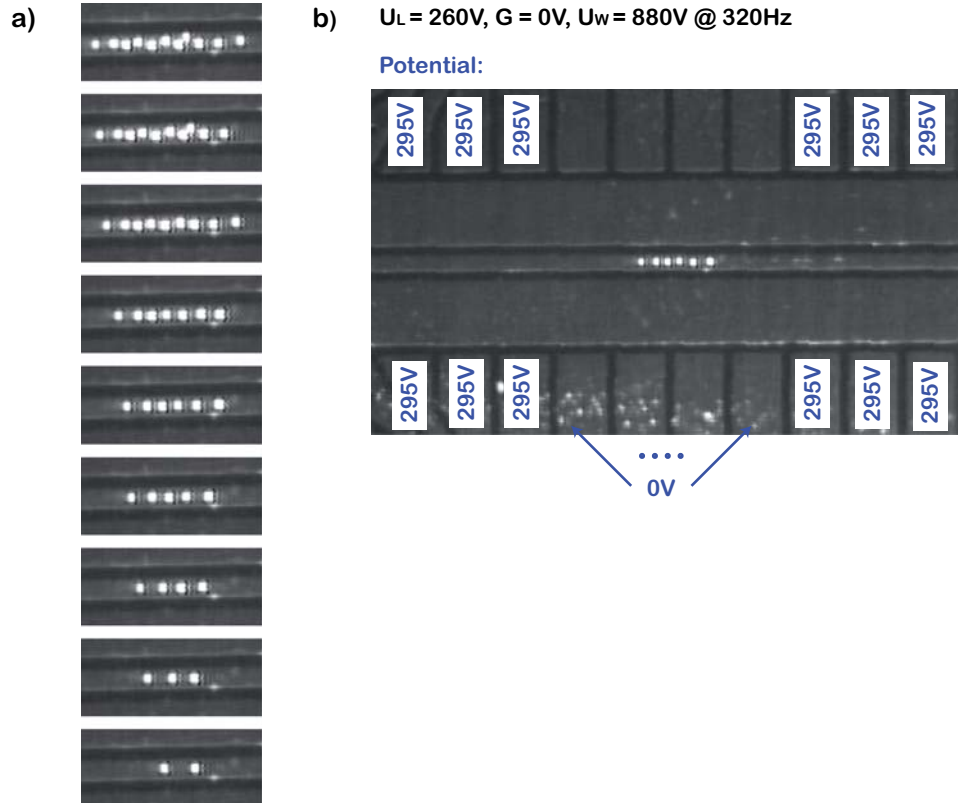


Abb. 5.20.a) Teilchenkettten b) Einstellungen für die Bilder in a)

5.7.1 Die Bestimmung der Teilchenladung

Theoretische Herleitung

Teilchenkettten sind nicht nur schön anzusehen sondern liefern auch eine Aussage über die Ladung der Teilchen. Dies wird anhand der folgenden Überlegung deutlich

Geht man davon aus, dass die Spannungen an den DC-Elektroden ein harmonisches axiales elektrostatisches Potential Φ erzeugen mit

$$\Phi = \frac{1}{2} A x_m^2, \quad (5.1)$$

so ergibt sich für das Potential V eines Ions in der Falle zu

$$V = Z|e| \cdot \Phi = Z|e| \cdot \frac{1}{2} A x_m^2. \quad (5.2)$$

Dabei ist $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m}$, $e = 1,602 \cdot 10^{-19} C$ und A der Simulationsparameter für das Fallenpotential, es gilt $[A] = \frac{V}{m^2}$.

Berücksichtigt man zusätzlich noch die Ion-Ion-Wechselwirkung, so gilt für die potentielle Energie einer Ionenkette mit N Ionen

$$W = \sum_{m=1}^N \frac{1}{2} A x_m^2 + \sum_{\substack{m,n=1 \\ m \neq n}}^N \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z^2 e^2}{|x_n(t) - x_m|} \quad (5.3)$$

Da sich die Teilchen in unserem Fall in ihrer Gleichgewichtslage $x_m^{(0)}$ befinden und sich nur geringfügig aus dieser entfernen, kann man von folgender Näherung ausgehen

$$x_m \approx x_m^{(0)} + q_m(t), \quad (5.4)$$

wobei $q_m(t)$ die Auslenkung aus der Gleichgewichtslage bezeichnet. Um nun die Gleichgewichtspositionen der Teilchen theoretisch zu ermitteln führt man analog zu [5] die dimensionslosen Gleichgewichtspositionen

$$u_m = x_m^{(0)} / l \quad (5.5)$$

ein, mit

$$l^3 = \frac{Z|e|}{4\pi\epsilon_0 A}. \quad (5.6)$$

Aus der Gleichgewichtsbedingung $\left[\frac{\partial W}{\partial x_m} \right]_{x_m=x_m^{(0)}} = 0$ ergeben sich, wie in [5], N gekoppelte Gleichungen für die u_m .

Für $N = 2$ und $N = 3$ lassen sich diese Gleichungen analytisch lösen, für größere Werte von N müssen diese Gleichungen numerisch gelöst werden. In [5] werden die Werte der dimensionslosen Gleichgewichtspositionen u_m bis $N = 10$ angegeben. Mit Hilfe dieser Werte und der Tatsache, dass nach Gleichung (5.5)

$$x_m^{(0)} = u_m \cdot l \quad (5.7)$$

gilt, kann man nun die Ladung der Teilchen bestimmen. Dies geschieht über die Methode der kleinsten Fehlerquadrate, indem man die experimentell ermittelten Gleichgewichtspositionen $x_m^{(0)}$ mit den dimensionslosen Gleichgewichtspositionen u_m , » anfittet « und dadurch einen Wert für l erhält. Daraus ergibt sich schließlich die Ladung der Ionen

$$Z|e| = 4\pi\epsilon_0 A l^3. \quad (5.8)$$

Experimentelle Durchführung

Im Folgenden wird die Länge der Teilchenkette bei verschiedenen Teilchenzahlen N betrachtet, das heißt wir fitten die experimentell ermittelten Längen $2 \cdot x_N^{(0)}$ mit den dimensionslosen Längen $2 \cdot u_N$.

Um einen solchen Datensatz zu erhalten, geht man wie folgt vor: Zunächst wird die maximale Anzahl an Teilchen in das Potential

$$295 \quad / \quad 295 \quad / \quad 295 \quad / \quad 0 \quad / \quad 0 \quad / \quad 0 \quad / \quad 0 \quad / \quad 295 \quad / \quad 295 \quad / \quad 295$$

geladen, dann vermisst man die Länge der Kette und anschließend entfernt man ein Teilchen. Dieser Vorgang wird solange wiederholt, bis nur noch zwei Teilchen übrig sind.

Bemerkung:

Hier wird das zu entfernende Teilchen mit Hilfe einer Kanüle einfach » weggezogen «. Diese Technik des Teilchenentfernens ist die Weiterentwicklung der in 5.3.1 vorgestellten Methode. Der Vorteil dieser Methode ist der, dass man mit ein wenig Übung sehr gezielt Teilchen aus der Falle entfernen kann.

In Abbildung (5.21) sind die einzelnen Messreihen und der Fit mit den dimensionslosen Längen dargestellt. Es ergeben sich folgende Werte für den Fitparameter l_i

$$\begin{aligned} l_1 &= (0,345 \pm 0,02) \text{ mm} \pm 4\% \\ l_2 &= (0,140 \pm 0,03) \text{ mm} \pm 7\% \\ l_3 &= (0,445 \pm 0,02) \text{ mm} \pm 4\% \\ l_4 &= (0,365 \pm 0,02) \text{ mm} \pm 5\% \\ l_5 &= (0,320 \pm 0,01) \text{ mm} \pm 3\% \end{aligned}$$

Die Plots zeigen, dass der » Fit « sehr gut mit den experimentellen Werten übereinstimmt. Außerdem wird dies auch nochmals vom Fehler des » Fits « bestätigt, welcher bei allen Werten weniger als 10% beträgt. Dieses Ergebnis zeigt, dass sich die Methode gut für die Ladungsbestimmung von Ionen eignen kann.

In unserem Fall ist die Ladung, die man damit erhält immer ein gemittelter Wert, da die Bärlappsporen unterschiedliche Ladungen besitzen. Die Schwankungen der ermittelten Werte für I unterstreichen diese Aussage ebenfalls.

Um schließlich die (mittlere) Ladung der Ionen zu erhalten benötigt man nur noch den Parameter A und diesen gewinnt man aus dem berechneten Potentialverlauf der Falle.

5.7.2 Teilchenkristalle

Lädt man sehr viele Teilchen in das Potential, so ordnen sich die zusammengequetschten Teilchen in wabenartigen Strukturen an und man erhält einen Teilchenkristall. Das Bild links in Abbildung 5.22 zeigt einen solchen Kristall. Drückt man nun die gequetschten Teilchen durch Erhöhung der Spannung an G nach oben, so erwartet man eigentlich, dass sich die Teilchen ab einer gewissen Höhe nicht mehr in der Falle halten können und wegfliegen. Doch das tritt nicht ein. Die Teilchen kippen zwar auch immer weiter in Richtung AC-Elektroden, doch sie verlieren den Halt nicht und hüpfen bei weiterer Erhöhung der Spannung irgendwann hinüber zu den AC-Elektroden, über denen sie stabil stehen bleiben. Setzt man nun die Spannung an der Mittelelektrode zurück auf 0V, so springen die Teilchen zurück zur Mittelelektrode.

Diese verblüffende Reaktion ist auf den Bildern rechts in Abbildung 5.22 dargestellt. Um die Teilchen seitlich besser sehen zu können wurde der Laserstrahl verschoben. Man kann bei manchen Bildern noch andeutungsweise die restliche Teilchenkette auf der Mittelelektrode erkennen.

In [3] und [4] wurden ähnliche Experimente mit atomaren Ionenketten und Kristallen durchgeführt.

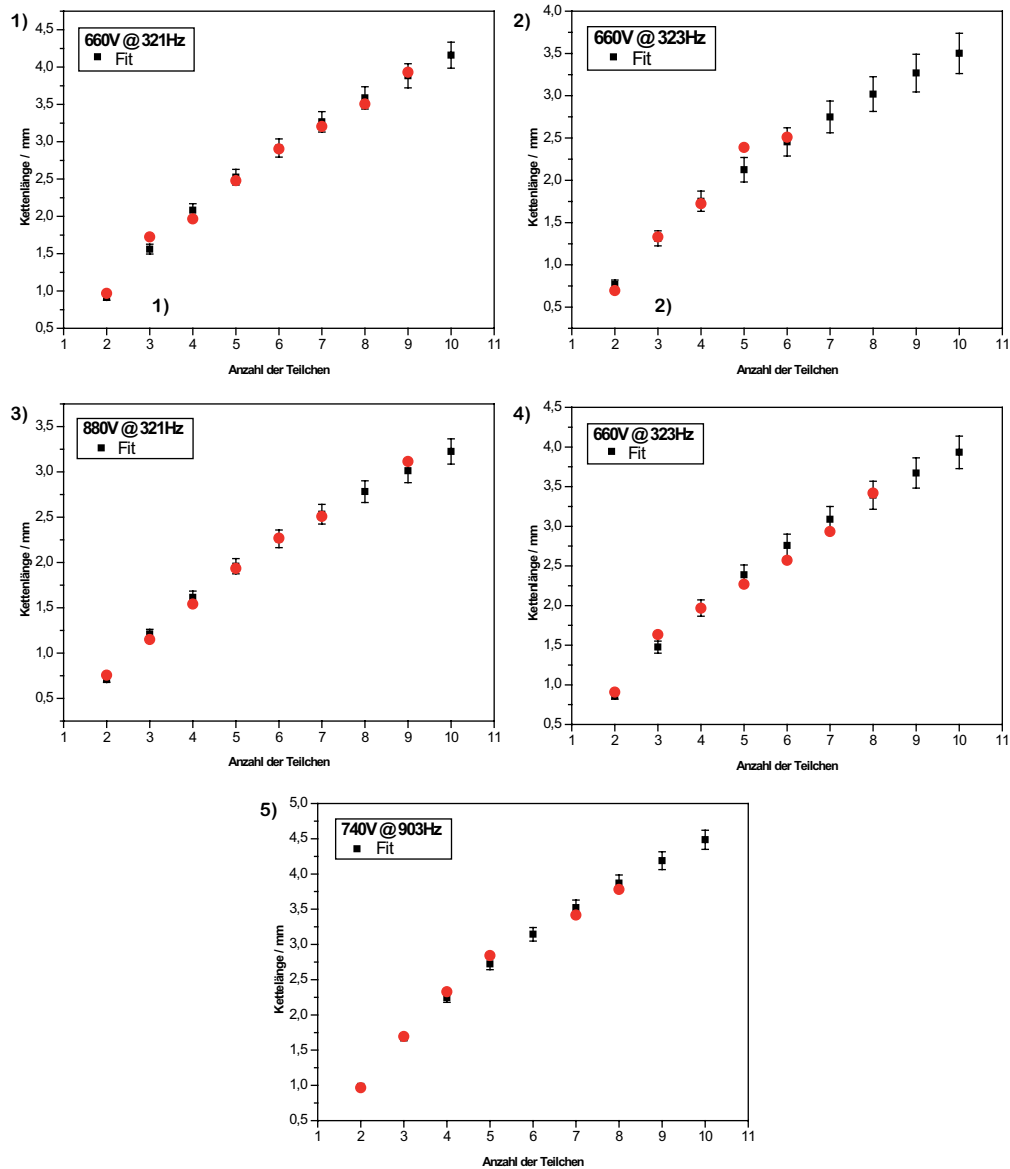


Abb. 5.21. Teilchenkettchen: Messdaten und theoretischer Fit

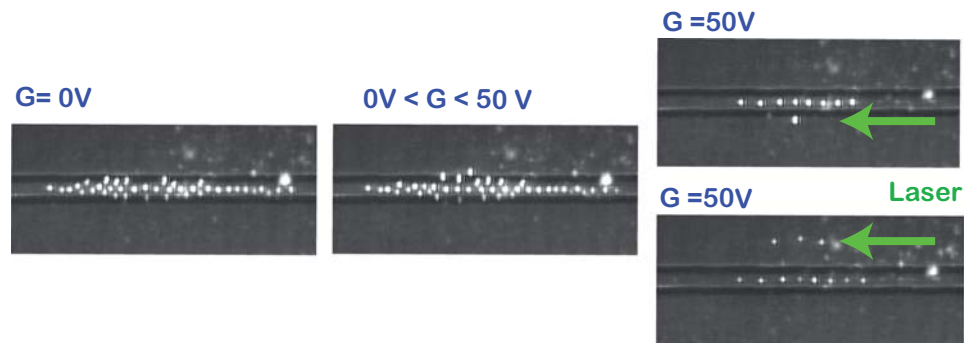


Abb. 5.22. Teilchenkristalle

Kapitel 6

Verbesserungsmöglichkeiten und zukünftige Experimente

Nachdem der Einfluss der Fallenparameter auf das Teilchenverhalten qualitativ untersucht wurde wäre es nun interessant quantitative Zusammenhänge zu ermitteln. Die durchgeführten Messungen zeigen jedoch, dass man dafür das Ladungs-Masse-Verhältnis der Teilchen benötigt. Eine Methode, über die man dieses Verhältnis erhält, ist die Anregung von » Mikrobewegungsresonanzen « . Weil jedoch die Bewegung der Bärlappsporen durch die umgebende Luft gebremst wird, ist die Schwingung so stark gedämpft, dass man keine Resonanz mehr erkennen kann. Aus diesem Grund ist für weitere Messungen eine evakuierbare Fallenkammer geplant. Darüber hinaus wird für die Zukunft die Y-Kreuzung durch das Sechseck ersetzt.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Mit der vorliegenden Arbeit wurde demonstriert, dass planare Paulfallen, die aus Multilayer-Platinen bestehen, durch die Verwendung von makroskopischen Teilchen auf ihre Funktion getestet werden können. Wie gezeigt werden konnte, ermöglicht der hier entwickelte experimentelle Aufbau sowohl das zuverlässige Laden von einzelnen Ionen, Ionenketten und Ionenkristallen, als auch die reproduzierbare Durchführung der drei grundlegenden Transportbewegungen. Es handelt sich dabei um den linearen Transport eines geladenen Teilchens, das Trennen und Zusammenführen von zwei Teilchen und den Transport um die Ecke. Darüber hinaus können mit dieser experimentellen Anordnung fundamentale physikalische Eigenschaften von makroskopischen Teilchen in planaren Paulfallen untersucht werden, wie dies zum Beispiel bei der Kompensation der Mikrobewegung geschehen ist. Diese Möglichkeiten, die der Aufbau bietet, und die Tatsache, dass alle Ergebnisse qualitativ mit der Theorie übereinstimmen sind vielversprechend im Hinblick darauf, dass sich die hier untersuchte planare Elektrodengeometrie als minimales Modul für einen Ionenfallen-Quantencomputer eignet.

Literatur

- [1] C. E. Pearson, D. R. Leibbrandt, W. S. Bakr, W. J. Mallard, K. R. Brown, and I. L. Chuang,
Experimental investigation of planar ion traps,
quant-ph/0511018.
arXiv:quant-ph/0511018 v3 9 Feb 2006
- [2] J. Chiaverini, R. B. Blakestad, J. Britton, J. D. Jost, C. Langer, D. Leibfried, R. Ozeri, and D. J. Wineland,
Surface-Electrode Architecture for Ion-Trap Quantum Information Processing,
Quant. Inform. Comp. 5, 419 (2005).
arXiv:quant-ph/0501147 v1 25 Jan 2005
- [3] D. G. Enzer, M.M. Schauer, J. J. Gomez, M. S. Gulley, M. H. Holzschel-ter, P.G. Kwiat, S. K. Lamoreaux, C. G. Peterson, V. D. Sandberg, D. Tupa, A. G. White, R. J. Hughes and D.F.V James,
Observation of Power-Law Scaling for Phase Transitions in Linear Trapped Ion Crystals,
Phys. Rev. Lett. **85**, No. 12 (2000).
- [4] H.C. Nägerl, W. Bechter, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt,
Ion strings for quantum gates,
Appl. Phys. B 66, 603 - 608 (1998).
- [5] D.F.V James,
Quantum dynamics of cold trapped ions with application to quantum computation,
Appl. Phys. B 66, 181-190 (1998).
- [6] R. Blatt,
Ionen in Reih und Glied Quantencomputer mit gespeicherten Ionen,
Physik Journal 4 (2005) Nr. 11, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Wein-heim, 2005.
<http://www.pro-physik.de/Phy/pdfs/ISSART22788DE.PDF>

- [7] D. Leibfried, T. Schätz,
Ein atomarer Abakus,
 Physik Journal 3 (2004) Nr. 1, WILEY-VCH Verlag GmbH Co. KGaA, Weinheim, 2004.
- [8] D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe, D. Wineland,
Quantum dynamics of single trapped ions,
 Rev. Mod. Phys. 75, 282 (2003).
- [9] M. Šašura, V. Buzek,
Cold Trapped Ions as Quantum Information Processors,
 quant-ph/0112041.
 arXiv:quant-ph/0112041 v1 7 Dec 2001
- [10] S. Schwarz,
Manipulation radioaktiver Ionenstrahlen mit Hilfe einer Paulfalle und direkte Massenmessungen an neutronenarmen Quecksilberisotopen mit dem ISOLTRAP-Experiment,
 Doktorarbeit im Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1998.
<http://www-ap.gsi.de/research/PhD/Schwarz.pdf>
- [11] K. Waldorf, D. Surawicz,
Versuch XIII Speicherung elektrisch geladener Teilchen in zeitlich periodischen Quadrupolfeldern,
 Versuchsanleitung aus dem physikalischen Praktikum für Fortgeschrittene Teil B, RWTH Aachen, 2003.
<http://www.konradwaldorf.de/talks/versuchbeschreibung13.pdf>
- [12] <http://www.weltderphysik.de/de/1503.php>
- [13] <http://www.heise.de/ct/05/26/042>

Anhang

A: Die VI-Bibliothek für die Ansteuerung der Fallenelektroden

Das Ziel bei der Entwicklung dieser Bibliothek war, dass man bei jedem Programm mit möglichst wenigen VIs auskommt. Außerdem sollten diese einfach einzubinden sein, denn nur so bleiben die Programme übersichtlich und für Dritte nachvollziehbar. Da sich dadurch aber Unterschachtelungen kaum vermeiden lassen, sind die VIs in verschiedene Ordner aufgeteilt, so dass man sofort jedes VI egal wie tief es eingeschachtelt ist wiederfinden kann. Durch das Baukastenprinzip, nach dem diese Bibliothek aufgebaut ist, kann man sehr flexibel und schnell ein VI zur individuellen Steuerung der Spannungsversorgung der Elektroden erstellen oder verändern.

Basics 0

Dieser Ordner enthält VIs, die direkt auf die VIs aus der *Universal Library for LabVIEW™* zugreifen. Diese *Basics* bilden den Grundstein für die Ansteuerung des Multiplexers. Aus ihnen werden also alle VIs aufgebaut, die eine korrekte Ausgabe der Spannungen am Halbleiter-Baustein bewirken.

Configure Port for Output

Dieses VI legt die 6 D I/O -Kanäle auf dem Sub-D-Steckverbinder als digitale Ausgänge fest und muss bei jedem Neustart der Box aktiviert werden. Das VI greift auf das Universal Library VI `DCfgPort` zu.

HV-Out Choice

In dieses VI wird der Kanal am Multiplexer eingegeben, an dem die Spannung angelegt werden soll. Das VI greift auf das Universal Library VI `D0ut` zu.

Enable and HV-Out Choice

Dieses VI wählt gleichzeitig den Ausgabekanal am Multiplexer und Enable (EN) an. Es bewirkt später, dass der Halbleiter-Baustein die gewünschte Spannung an den angewählten Kanal legt.

Das VI greift auf das Universal Library VI `D0out` zu.

HV-Out 0

Das VI wählt lediglich den Kanal 0 an.

Control Voltage (A0out)

In dieses VI wird die Spannung eingegeben, die an einem HV-Out des Bausteins ausgegeben werden soll. Am D/A Out 0 liegt dann der 72-te Teil der eingegebenen Spannung an.

Das VI greift auf das Universal Library VI `A0out` zu.

Reset Control Voltage to Zero

Dieses VI setzt die Steuerspannung auf 0.

Zuordnung

Dieses VI gibt aus welcher HV-Out des Multiplexers mit welcher Elektrode an welchem Fallenarm verbunden ist.

Zeit in Millisekunden

Dieses VI rechnet die aktuelle Zeit in Millisekunden um.

Es kommt bei der Synchronisation von Bilderfassungs-VI und Steuerungs-VI zum Einsatz.

Basics 1

Die VIs in diesem Ordner sind aus den *Basic 0* VIs zusammengebaut. Die VIs aus *Basics 0* werden für die *Basic 1* VIs so kombiniert, dass man damit an den Hochspannungsausgängen des Multiplexers die » Basissignale « ausgeben kann. Damit bilden die VIs in diesem Ordner die Grundlage für die Programme zur Steuerung der Spannung an den Elektroden. Die eingegebenen Kanäle und Spannungen kann man an den Ausgängen des Multiplexers nachmessen.

Value Change of one Output

Mit diesem VI kann man eine bestimmte Spannung an einen ausgewählten HV-Out legen.

Value Change of one Output ohne Zero

Bei diesem VI wird auf das Zurücksetzen der Steuerspannung nach dem Anwahl- und Setzprozess verzichtet. Es eignet sich zu Einbau in VIs, die viele Kanäle auf ähnliche Spannungen setzen.

Value Change of HV-Out 0

Mit diesem VI kann man den HV-Out 0 auf eine bestimmte Spannung setzen. Die Anwahlabfolge unterscheidet sich von der Anwahl im VI Value Change of one Output .

Reset one Output to Offset

Dieses VI entspricht dem VI Value Change of on Output.

Reset one Output to Zero

Dieses VI setzt die Spannung am angewählten HV-Out auf 0 Volt. Es unterscheidet sich von dem VI Value Change of one Output dadurch, dass ein Schritt weggelassen wird.

Die bisher betrachteten VIs beziehen sich ausschließlich auf die Ausgänge des Multiplexers. Damit die Spannung an der gewünschten Elektrode ankommt muss jedoch noch berücksichtigt werden welcher HV-Out des Multiplexers mit welcher Elektrode der Falle verbunden ist. Die VIs, die die Zuordnung der Elektroden beinhalten, findet man im Ordner *mit Aufteilung in Fallenarme*.

Value Change

Dieses VI basiert auf dem VI Value Change of one Output . Man kann damit an eine bestimmte Elektrode in einem Fallenarm die gewünschte Spannung anlegen.

Set and Value Change

Dieses VI ist der Hauptbestandteil der Mess- und Transport VIs, da hier nicht nur eine » unsichtbare « Spannung ausgegeben wird, sondern auch die Elektrode und die angelegte Spannung auf dem Frontpanel des VIs angezeigt wird. Man kann mit diesem VI kontrollieren welche Spannung wo angelegt wird. Dies ist eine große Erleichterung für die Programmierung der Spannungsausgabe.

Reset to Zero

Dieses VI setzt einen kompletten Fallenarm auf 0V. Es wird das VI Reset one Output to Zero verwendet.

Reset to Offset

Dieses VI setzt einen kompletten Fallenarm auf die eingegebene Offsetspannung. Es wird das VI `Reset one Output to Offset` verwendet.

Die VIs in *Basics 1* können nun als Bausteine zur Programmierung von komplexen Steuerprogrammen verwendet werden. In diesem Fall sind das der lineare Transport von Staubteilchen, das Trennen und Zusammenfügen oder der Transport um die Ecke.

B: Die Zuordnung der Multiplexerausgänge zu den Elektroden der Falle

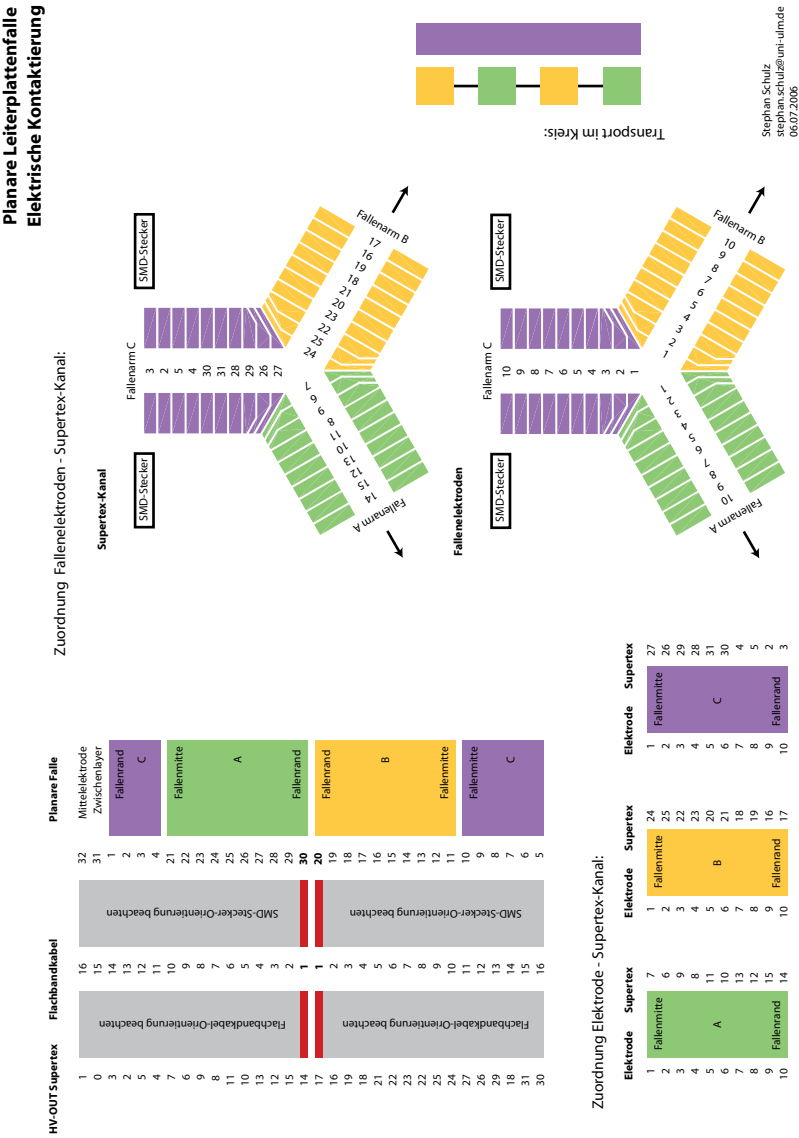


Abb. 7.1.

Danksagung

Bedanken möchte ich mich bei Herrn Professor Ferdinand Schmidt-Kaler für die Vergabe dieses interessanten Themas und die hilfreichen Tipps. Außerdem gilt mein Dank Herrn Gerold Brackenhofer, der das Material und die Geräte für dieses Experiment bereitgestellt hat. Für die Idee zu diesem Experiment bedanke ich mich bei Stephan Schulz und außerdem auch dafür, dass er immer ein offenes Ohr für die vielen kleinen und großen Probleme hatte, die sich während des Experiments ergaben und sich darum gekümmert hat. Ich bin ihm darüber hinaus sehr dankbar, dass er mir die Möglichkeit gegeben und mich dazu ermuntert hat, selbst kreativ zu sein. Auf diese Weise habe ich erfahren, wieviel Spaß mir die experimentelle Arbeit macht. Für die nützlichen Sonderanfertigungen, das Engagement und die kompetente, fachliche Unterstützung möchte ich mich recht herzlich bei Herrn Schimming und den Mitarbeitern der Elektronikwerkstatt bedanken. Mein Dank gilt auch Herrn Mammel von der Leiterplattentechnologie, der für uns die Multilayer-Platinen entworfen und gefertigt hat. Ein großes Dankeschön geht außerdem an Herrn Hörger, der mir beigebracht hat, wie man eigene Platinen herstellt. Für die nette Aufnahme und die schöne Zeit bedanke ich mich bei allen QIVlern.

Zum Schluss möchte ich mich noch bei meinen Eltern und bei meiner Schwester für ihre Unterstützung bedanken und dafür, dass sie immer für mich da waren.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und nur mit den angegebenen Hilfsmitteln angefertigt habe und dass alle Stellen, die dem Wortlaut oder Sinne nach anderen Werken entnommen sind, durch Angabe der Quellen als Entlehnungen kenntlich gemacht worden sind.

Ulm, 19. Oktober 2006

VI - Bibliothek

Videos

Linearer Transport
Trennen und Zusammenführen
Transport um die Ecke

Datenblätter

Analog - Digital - Wandler
Multiplexer
Framegrabberkarte

