

# Schnelle Detektion von Atomzuständen

Mathias Müller

Diplomarbeit an der Fakultät für Physik  
Ludwig-Maximilians-Universität München  
Prof. Dr. Harald Weinfurter

12. Februar 2011



# Inhaltsverzeichnis

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung</b>   | <b>3</b>  |
| <b>2</b> | <b>Stand der Forschung und Grundlagen</b>   | <b>5</b>  |
| 2.1      | Allgemeine Grundlagen . . . . .   | 6         |
| 2.1.1    | Zweizustandssysteme . . . . .   | 6         |
| 2.1.2    | Verschränkte Zustände . . . . .   | 7         |
| 2.1.3    | Bell'sche Ungleichung . . . . .   | 9         |
| 2.2      | Belltest ohne Schlupflöcher . . . . .   | 12        |
| 2.2.1    | Experimentelle Voraussetzungen und vorangegangene Experimente . . . . .             | 12        |
| 2.2.2    | Atom-Atom Verschränkung über große Entfernung . . . . .                             | 14        |
| <b>3</b> | <b>Experimenteller Aufbau zur zustandsselektiven Ionisation</b>                     | <b>17</b> |
| 3.1      | Fallenaufbau . . . . .  | 17        |
| 3.2      | Zustandsselektive Ionisation . . . . .  | 19        |
| <b>4</b> | <b>Channel-Electron-Multiplier zur schnellen Detektion von Ionen und Elektronen</b> | <b>23</b> |
| 4.0.1    | Funktionsprinzip . . . . .  | 23        |
| 4.0.2    | Gain und Gainspannung . . . . .   | 25        |
| 4.0.3    | Effizienz . . . . .   | 29        |
| <b>5</b> | <b>Aufbau zum Nachweis von Ionisationsfragmenten mittels Doppel-CEM</b>             | <b>33</b> |
| 5.1      | Prinzip und Versuchsaufbau . . . . .  | 33        |
| 5.1.1    | Flugzeiten . . . . .  | 34        |
| 5.1.2    | Stark Effekt . . . . .  | 36        |
| 5.1.3    | Doppel-CEM Versuchsaufbau . . . . .   | 37        |

|          |   |             |
|----------|---|-------------|
| 5.2      | Experimenteller Nachweis von $^{87}\text{Rb}$ Ionisationsfragmenten . . | 46          |
| 5.2.1    | Charakterisierung des Aufbaus . . . . .                                 | 46          |
| 5.2.2    | Koinzidenzmessungen . . . . .   | 52          |
| 5.2.3    | Erste Rastermessungen . . . . .   | 54          |
| <b>6</b> | <b>Zusammenfassung und Ausblick</b>                                     | <b>57</b>   |
| <b>A</b> | <b>Konstanten und Datenblattauszüge</b>                                 | <b>i</b>    |
| <b>B</b> | <b>Technische Zeichnungen</b>   | <b>iii</b>  |
| <b>C</b> | <b>Versicherung</b>   | <b>xxix</b> |

# Danksagung

Ich möchte mich bei der gesamten Arbeitsgruppe Weinfurter für die nette Aufnahme und die schöne Zeit herzlich bedanken. Das Arbeiten bei Euch hat mir immer viel Freude bereitet. Insbesondere bedanke ich mich bei Florian Henkel, Julian Hofmann, Michael Krug, Norbert Ortegell, Wenjamin Rosenfeld, Markus Weber und Harald Weinfurter, die mich bei der Durchführung dieser Arbeit sehr unterstützt haben.

Meinen Kollegen Lars Hoffmann und Rolf Wojtech danke ich für deren Hilfe bei der Abgabe, sowie das Korrekturlesen der Arbeit. Meine Familie hat mich immer bestätigt und unterstützt, egal welche Entscheidungen ich getroffen habe - danke dafür.

Der größte Dank gilt meiner Freundin Nanna, die immer mein Ruhepol ist, die mein Physikstudium ertragen musste, und mich trotzdem immer noch gern hat.



# Kapitel 1

## Einleitung

1935 publizierten Einstein, Podolski und Rosen [1] einen Aufsatz über die Frage nach der Vollständigkeit der Beschreibung der Natur durch die Quantenmechanik. Der zentrale Gedanke galt der Realität physikalischer Größen, d.h. ob diesen unabhängig von einer Messung ein definierter Wert zugeordnet werden kann oder nicht. Mittels eines Gedankenexperiments an zwei räumlich weit getrennten, in einem speziellen, so genannten verschränkten, Zustand befindlichen Teilchen argumentierten sie, dass die Quantenmechanik nicht als vollständige Theorie betrachtet werden kann. Es müssten zusätzliche Parameter, heutzutage verborgene Parameter genannt, hinzugezogen werden, die sich den bis dato gemachten Experimenten entziehen, bzw. möglicherweise nicht nachweisbar bleiben. Mit Hilfe dieser Parameter würde die neue Quantenmechanik zu einer lokal-realistischen Theorie werden.

Die Frage ob die Natur durch Theorien lokaler verborgener Parameter beschrieben werden kann, kann durch eine Ungleichung beantwortet werden, die 1964 von John Bell aufgestellt wurde [2]. Diese Ungleichung erlaubt die Unterscheidung zwischen Theorien lokaler verborgener Parameter, welche diese Ungleichung einhalten und der Quantenmechanik, welche unter gewissen Bedingungen diese Ungleichung verletzt. Experimentell kann die Verletzung der Ungleichung durch Messungen an den erwähnten verschränkten Teilchen nachgewiesen werden. Derartige Experimente wurden bereits in verschiedenen Anordnungen durchgeführt und bestätigten die Quantenmechanik. Kapitel 2 gibt einen Überblick über eine Auswahl der durchgeführten Experimente.

Diese Experimente konnten jedoch einige der an sie gestellten Anforderungen, die für eine zweifelsfreie Bestätigung einer Verletzung von Bell's Ungleichung notwendig sind, nicht erfüllen. Hierzu zählen zum einen eine ausrei-

chende räumliche Trennung der beiden betrachteten Teilchen, so dass keine klassische Information während der Messung zwischen den Teilchen ausgetauscht werden kann. Des Weiteren muss eine hohe Detektionseffizienz für die betrachteten Teilchen bestehen. Für sich genommen konnten diese beiden Anforderungen in früheren Experimenten erfüllt werden. Der notwendige Nachweis unter der Einhaltung beider Anforderungen steht jedoch aus.

Ein möglicher Nachweis kann durch so genannte Atom-Atom-Verschränkung mittels Verschränkungsübertragung erfolgen [3], wie er unter Abschnitt 2.2 beschrieben ist. Die beiden Teilchen sind in diesem Versuch Atome. Sie werden in den erforderlichen verschränkten Zustand versetzt, indem von ihnen emittierte Photonen interferieren und die Interferenz gemessen wird. Die beiden Photonen können über Glasfasern weite Strecken geführt werden und damit die erforderliche weite räumliche Trennung zwischen den Atomen ermöglichen. Die Zustände der Atome können sehr zuverlässig vermessen werden, was die Anforderung der Detektionseffizienz erfüllt. Somit sind die Voraussetzungen prinzipiell erfüllt, die experimentelle Umsetzung ist jedoch eine Herausforderung.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit einem Teil des Nachweises bzw. der Vermessung der Zustände der genannten Atome. Da trotz der guten Übertragungseigenschaften der Photonen über Glasfaser eine Dämpfung besteht, kann die Distanz zwischen den beiden Atomen nicht beliebig groß gemacht werden. Praktisch können Distanzen von einigen hundert Metern realisiert werden. In eine äquivalente Messdauer umgerechnet ergeben sich somit Zeiten von etwa einer Mikrosekunde. In dieser Zeit muss demnach der Zustand des jeweiligen Atoms mit hoher Detektionseffizienz bestimmt werden. Dazu wird das Atom in einem ersten Schritt je nach Zustand in dem es sich befindet ionisiert oder nicht ionisiert. Ein Abriss dieses Prozesses ist in Kapitel 3 dargestellt. In einem zweiten Schritt werden dann das Elektron und Ion aus der Ionisation mittels so genannten Channel-Electron-Multipliern (CEM) nachgewiesen. In vorangegangenen Arbeiten wurde ein Aufbau für den Nachweis des ersten Atoms aufgebaut. Der Aufbau einer geeigneten Nachweisapparatur für das zweite Atom, sowie erste Testmessungen sind experimenteller Gegenstand dieser Arbeit. In Kapitel 5 wird der experimentelle Aufbau, bestehend aus einem Doppel-CEM sowie der zugehörigen Vakuumapparatur, des Charakterisierungsprüfstands und der Ansteuerelektronik beschrieben.

## Kapitel 2

# Stand der Forschung und Grundlagen

In diesem Kapitel wird ein knapper Überblick über den physikalischen Rahmen, der diese Arbeit motiviert, gegeben. Dazu wird zunächst das untersuchte System - das quantenmechanische Zweizustandssystem - sowie ein spezieller quantenmechanischer Zustand dieses Systems, die Verschränkung zweier Zweizustandssysteme skizziert. An diesem System werden Messungen physikalischer Größen, wie Spin oder Polarisation durchgeführt. Für eine Verknüpfung der Erwartungswerte dieser Messergebnisse gibt die so genannte Bell'sche Ungleichung, die in Abschnitt 2.1.3 knapp vorgestellt wird, eine obere Schranke vor. Diese Schranke wird von Systemen, die von *realistischen und lokalen* Theorien beschrieben werden nicht überschritten. Die Quantenmechanik, als nicht realistische Theorie, kann die Bell'sche Ungleichung verletzen.

Der zweifelsfreie experimentelle Nachweis dieser Verletzung kann damit die Frage klären, die Einstein, Podolski und Rosen in ihrer Veröffentlichung "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?" 1935 stellten [1] - ob die Quantenmechanik als solche eine vollständige Beschreibung der zugrunde liegenden Systeme liefert, oder, ob sie um so genannte *verborgene Parameter* erweitert werden kann bzw. muss.

Allerdings sind die Voraussetzungen für diesen zweifelsfreien experimentellen Nachweis anspruchsvoll, da mögliche "Schlupflöcher" durch geringe Detektionseffizienz bei der Messung (Nachweisschlupfloch), sowie ein Fehlen von ausreichender räumlicher Trennung der beiden Systeme (Lokalitätsschlupfloch) geschlossen werden müssen. Dies ist bislang in keinem Experiment gelungen. Eine mögliches Experiment, welches diesen schlupflochfreien Nachweis er-

bringen kann (loophole free Bell test) ist durch zwei entfernte, verschränkte Atome gegeben [3]. Der experimentelle Aufbau, sowie der Messablauf dieses Experiments werden in diesem Kapitel kurz aufgeführt.

## 2.1 Allgemeine Grundlagen

### 2.1.1 Zweizustandssysteme

Für die angemessene Beschreibung des Verhaltens von quantenmechanischen Systemen, wie z.B. dem Leuchtelektron eines Atoms, ist nicht notwendigerweise die Betrachtung der Gesamtheit der möglichen Zustände des Systems erforderlich. Oft ist es ausreichend einen reduzierten Zustandsraum des Systems zu betrachten. Dies kann dann hilfreich sein, wenn abzusehen ist, dass sich die relevanten physikalischen Abläufe zwischen nur wenigen Zuständen des Systems abspielen.

Dies ist beispielsweise dann der Fall, wenn das Atom durch Licht, welches resonant zum Übergang zwischen Grundzustand und erstem angeregtem Zustand ist, bestrahlt wird. Dann ergibt sich - unter gewissen Voraussetzungen - eine zutreffende Beschreibung des Verhaltens durch die Betrachtung des Grundzustands, dargestellt durch den Zustandsvektor  $|1\rangle$ , und des angeregten Zustands  $|2\rangle$ , sowie die Anregung durch eine Störung durch das eingestrahlte Licht [4]. Der Zustand des Elektrons  $|\psi\rangle$  ist dann gegeben durch die Superposition

$$|\psi\rangle = a|1\rangle + b|2\rangle, \quad (2.1)$$

wobei  $a$  und  $b$  komplexe Zahlen sind, deren Betragsquadrate die Aufenthaltswahrscheinlichkeit in den beiden Zuständen angeben und für die demnach  $|a|^2 + |b|^2 = 1$  gilt. Durch die Störung wird eine periodische Oszillation des Systems zwischen den beiden Niveaus verursacht (Rabi-Oszillation). Dieses periodische Verhalten wird unter anderem auch zur Präparation von Atomen in bestimmten Zuständen genutzt (siehe 2.2.2), indem für eine genau bestimmte Zeit exakt resonantes Licht mit definierter Amplitude eingestrahlt wird ( $\pi$ -Puls) und damit gerade ein Übergang in das angeregte Niveau erfolgt.

Weiteres Beispiel eines Zweizustandssystem ist die Polarisation eines Photons (bzw. der interne Spin des Elektrons). Misst man die Polarisation bzw. den Spin in eine bestimmte Richtung, so sind die möglichen Ergebnisse durch  $|\uparrow\rangle$  (parallele Polarisation, bzw. paralleler Spin zur Richtung des Apparatur-

operators) und  $|\downarrow\rangle$  (orthogonale Polarisation, bzw. antiparalleler Spin) gegeben.

Die Analogie der verschiedenen Zweizustandssysteme, die auch Qubits genannt werden, kann genutzt werden um für Experimente die Teilchen auszuwählen, welche die experimentell günstigsten Eigenschaften besitzen. So ist für die Übertragung der Zustände über weite Entfernungen das Photon, richtige Wellenlänge vorausgesetzt, geeignet, da es verlustarm über Glasfasern geleitet werden kann. Die Messung des Zustands des Systems ist am Photon wegen geringer Gesamtdetektionseffizienz aufgrund von Verlusten bzw. Dämpfungen im Aufbau jedoch schwierig. Ist hohe Detektionseffizienz notwendig, so kann als Qubit der Spin eines Atoms verwendet werden.

Eine Möglichkeit für den schlupflochfreien Nachweis der Verletzung der Bell'schen Ungleichung ist mittels so genannter Atom-Atom Verschränkung (vgl. Abschnitt 2.2.2). Hier werden diese beiden Möglichkeiten kombiniert, um sowohl hohe Detektionseffizienzen, als auch eine Übertragung der Qubit Zustände bzw. deren Verschränkung über große Entfernungen zu ermöglichen.

### 2.1.2 Verschränkte Zustände

Für ein quantenmechanisches System gilt das Superpositionsprinzip. Der Systemzustand ergibt sich demnach durch die kohärente Überlagerung der Eigenzustände, wie beispielsweise beim Zweizustandssystem in Gleichung 2.1. Betrachtet man Mehrteilchenzustände, also ein quantenmechanisches System, welches sich aus mehreren Einzelsystemen zusammensetzt, so gilt für den Gesamtzustand des Systems wiederum das Superpositionsprinzip. Für ein beispielhaftes Gesamtsystem, für das zwei Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen  $|\psi\rangle_1$  und  $|\psi\rangle_2$  mit den Eigenzuständen  $|\uparrow\rangle$  und  $|\downarrow\rangle$  von  $\sigma_z$  betrachtet werden sollen, kann sich als möglicher Gesamtzustand  $|\psi\rangle_{12}$  zum Beispiel

$$|\psi\rangle_{12} = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle) \quad (2.2)$$

ergeben. Derartige Zustände, die nicht als Produkt der Einteilchenzustände ( $|\psi\rangle_{12} \neq |\psi\rangle_1 \otimes |\psi\rangle_2$ ) geschrieben werden können, werden als *verschränkte Zustände* bezeichnet [5]. Das gegebene Beispiel ist ein Zustand einer verschränkten Basis für den Gesamtzustand, die von den so genannten Bell-Zuständen dar-

gestellt wird. Die vier orthogonalen Zustände der Bell-Basis sind

$$|\psi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle) \quad (2.3)$$

$$|\psi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle) \quad (2.4)$$

$$|\phi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\uparrow\rangle - |\downarrow\downarrow\rangle) \quad (2.5)$$

$$|\phi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\uparrow\rangle + |\downarrow\downarrow\rangle) \quad (2.6)$$

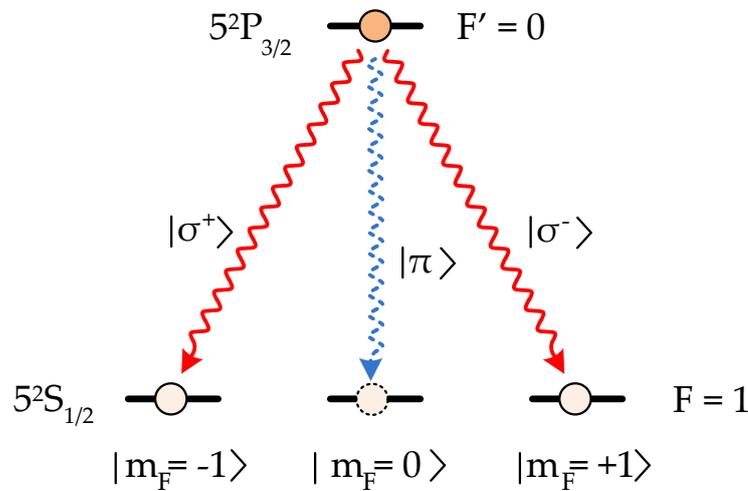
Die Eigentümlichkeit dieser Zustände erschließt sich, wenn man eine Messung an den Teilchen durchführt. Dazu stellt man sich die Messereignisse räumlich weit voneinander getrennt vor, so dass keine Informationsübertragung zwischen den beiden Messungsorten im Zeitintervall der Messung stattfinden kann. Sind die beiden Teilchen beispielsweise im Zustand  $|\psi^-\rangle$  präpariert, so ist das Messergebnis an Teilchen "eins" völlig unbestimmt und es können mit gleicher Wahrscheinlichkeit die Ergebnisse  $|\uparrow\rangle$  und  $|\downarrow\rangle$  gemessen werden.

Sobald jedoch das Messergebnis an Teilchen eins vorliegt, und damit dessen Wellenfunktion in einen der Zustände ( $|\uparrow\rangle$  oder  $|\downarrow\rangle$ ) kollabiert ist, ist der Zustand des zweiten Teilchens und damit dessen Messergebnis festgelegt. Man findet eine vollständige Korrelation der beiden Messergebnisse, obwohl zwischen beiden Teilchen kein Informationsaustausch stattfinden konnte und das Messergebnis der ersten Messung völlig zufällig ist.

Experimentell können verschränkte Zustände durch eine Reihe von Zerfallsprozessen oder spontanen Emissionsprozessen erzeugt werden. Von Bohm und Aharonov wurde 1957 vorgeschlagen, die Photonenpaare aus der Annihilation von Elektron-Positron-Paaren zu verwenden und deren Polarisation zu messen [6].

Die Möglichkeit, die für das Atom-Atom-Verschränkungsexperiment (Abschnitt 2.2.2) Verwendung findet, ist die Erzeugung einer Verschränkung zwischen dem Spin des Elektrons des Rubidium Atoms ( $^{87}\text{Rb}$ ) und dem Polarisationszustand des von diesem Atom emittierten Photons. Das Photon wird durch spontane Emission beim Übergang des Elektrons vom  $5^2\text{P}_{3/2}$  Niveau in eines der Zeeman-Grundzustandsniveaus  $5^2\text{S}_{1/2}$  emittiert (siehe Abbildung 2.1).

Die Zerfall in das  $|m_F = 0\rangle$  Niveau führt zur Emission eines  $\pi$ -polarisierten Photons, welches für das Experiment nicht von Bedeutung ist (es wird aufgrund seiner räumlichen Emissionscharakteristik nicht in den nachfolgenden



**Abbildung 2.1:** Reduziertes Niveauschema des  $^{87}\text{Rb}$  Atoms. Zu sehen sind die drei Zeeman-Grundzustände sowie das angeregte  $^2\text{P}_{3/2}$  Niveau. Der spontane Zerfall des Elektrons in den  $F=1$  Grundzustand erzeugt ein Photon, dessen Polarisation mit dem Spin des Elektrons verschränkt ist.

Messaufbau eingekoppelt) [7]. Die beiden  $|m_F = \pm 1\rangle$  Niveaus korrespondieren zu  $\sigma^\pm$ -polarisierten Photonen, so dass sich die für das Experiment relevanten Atom-Photon-Zustände zu

$$|\Psi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|m_F = -1\rangle |\sigma^+\rangle + |m_F = +1\rangle |\sigma^-\rangle) \quad (2.7)$$

ergeben. Dieser Zustand ist gerade ein Bell-Zustand (vgl. Gleichung 2.3) und damit maximal verschränkt.

Die Lebensdauer des angeregten Zustands beträgt ca. 26 ns [8], so dass die Emission des Photons nahezu unmittelbar nach der Präparation des Elektrons in das angeregte Niveau erfolgt.

### 2.1.3 Bell'sche Ungleichung

Einstein, Podolsky und Rosen (EPR) stellten die Frage, ob die Quantenmechanik als vollständig angesehen werden kann, oder ob sie um etwaige verborgene Parameter erweitert werden muss [1]. Grund für diese Hinterfragung der Quantentheorie ist das Gedankenexperiment mit zwei verschränkten Teilchen, die die Frage nach der Realität von physikalischen Größen aufwerfen.

Im EPR-Beispiel wurden Impuls und Ort als Observable verwendet, zwei nicht kommutierende Größen, die der Heisenberg'schen Unschärferelation unterliegen und damit nicht beide beliebig genau bestimmt werden können. EPR

sprechen hier von der "Realität" einer Messgröße. Im Falle deren Unbestimmtheit - im Beispiel durch die Messung der komplementären Größe Impuls - kann dieser Größe keine Realität zugesprochen werden. Man nimmt nun an, dass bei der Messung der verschränkten Teilchen, die Entscheidung, welche der beiden betrachteten Messgrößen gemessen werden soll, kurz vor der Messung durch den Experimentator am Teilchen "eins" getroffen wird. Diese Information kann durch die raumartige Trennung der Teilchen nicht vor der Messung am zweiten Teilchen auf dessen Messergebnis Einfluss nehmen (Lokalitätsbedingung). Nach den Gedanken von EPR kann durch die Entscheidung, welche Größe gemessen wird, kein Einfluss auf die Realität des zweiten Teilchens genommen werden. Daraus folgern Sie, dass beide komplementären Größen realistisch sein müssen und somit die Beschreibung im Rahmen der Quantenmechanik unvollständig ist. Die Quantenmechanik müsste demnach um so genannte *lokale verborgene Parameter* (LHV - local hidden variables) erweitert werden, um zu einer lokalen, realistischen und deterministischen Theorie zu gelangen.

Bell leitete 1964 eine Ungleichung ab, welche experimentell eine Unterscheidung zwischen einer realistischen und lokalen Theorie mit lokalen verborgenen Parametern und der Quantenmechanik erlaubt [2]. Die Bell'sche Ungleichung wird von Theorien mit lokalen verborgenen Parametern erfüllt, von der Quantenmechanik jedoch verletzt.

In der von Bohm vorgeschlagenen Anwendung des Vorschlags von EPR [6] geht man von einer Messung an zwei Zweizustandssystemen aus, die von den Experimentatoren Alice (Messung der Observablen  $A(\phi_A)$  und  $A(\phi'_A)$ ) und Bob (Messung von  $B(\phi_B)$  und  $B(\phi'_B)$ ) durchgeführt wird. Alice erhält die Messergebnisse  $a$  und  $a'$ , Bob  $b$  und  $b'$ . Dabei entscheiden sich die Experimentatoren mit welchen Einstellungen, dargestellt durch  $\phi_i$  sie die Messung durchführen. Im Experiment mit Photonen könnte dies der Winkel des Polarisators vor dem Detektor sein. Dieser Geräteparameter sei für die jeweiligen Messungen mit  $\phi_A$  und  $\phi'_A$  bzw.  $\phi_B$  und  $\phi'_B$  bezeichnet. Man ordnet den Messergebnissen jeweils die Werte  $\pm 1$  zu (z.B.  $+1$  bedeutet Messung der Observable  $a$  des Systems  $A$  in Zustand  $|\uparrow\rangle$ ).

Die Bell'sche Ungleichung verlangt für die Korrelationsfunktion  $E$  der Messergebnisse (Mittelwert über die Produkte der Ergebnisse) mit den Einstellungen  $\phi_A, \phi_B, \phi'_A$  und  $\phi'_B$ , wenn es sich um Systeme handelt, die mit lokalen

verborgenen Parametern beschrieben werden [9]

$$S = |E(\phi_A, \phi_B) - E(\phi_A, \phi'_B)| + |E(\phi'_A, \phi_B) + E(\phi'_A, \phi'_B)| \leq 2. \quad (2.8)$$

Geht man von einer Messung an zwei verschränkten Teilchen aus, deren Operatoren durch die Paulimatrizen  $\sigma_x$  und  $\sigma_z$  ( $\phi_A = 0^\circ$ ,  $\phi_B = 90^\circ$ ) sowie die um den Winkel  $\alpha$  gedrehten gedrehten Messeinstellungen  $\phi'_A$  und  $\phi'_B$  gemessen werden, so ergeben sich für die Korrelationskoeffizienten gerade die Erwartungswerte des Produkts der Messungen der beiden Teilchen. Stellt man den Drehwinkel durch die Vektoren  $\mathbf{a} = \{\cos(\alpha), \sin(\alpha)\}$  bzw.  $\mathbf{b}$  dar, ergibt sich mit [10]

$$\sigma_a = a_x \sigma_x + a_y \sigma_y + a_z \sigma_z, \quad (2.9)$$

für die Erwartungswerte

$$E(\phi_x, \phi_y) = \langle \psi | \sigma_x \mathbf{a} \otimes \sigma_z \mathbf{b} | \psi \rangle, \quad (2.10)$$

wobei  $|\psi\rangle$  der Zustand der beiden Zweizustandssysteme ist. Als verschränkter Zustand kann zum Beispiel einer der Bell-Zustände aus den Gleichungen 2.3 verwendet werden. Für den Winkelversatz von  $\alpha = 45^\circ$  ergibt sich eine maximale Verletzung von Ungleichung 2.8 von

$$S = 2\sqrt{2}. \quad (2.11)$$

Es zeigt sich demnach, dass ein verschränkter Zustand die Bell'sche Ungleichung verletzen kann. Da die oben skizzierte Messung experimentell durchgeführt werden kann, ergibt sich die Möglichkeit die Quantenmechanik von einer LHV-Theorie abzugrenzen.

Derartige Versuche wurden 1972 von Freedman et. al. [11] publiziert, die Korrelationen der Polarisation an zwei von einem Kalziumatom emittierten Photonen bei 423 nm und 551 nm nachwiesen, die die Bell'sche Ungleichung verletzten. Hierzu wurde ein Strahl von Kalziumatomen mittels Licht einer Deuteriumbogenlampe bei 228 nm resonant beleuchtet. Die beiden vom angeregten Kalzium emittierten Photonen wurden nach dem Durchgang durch gegenüberliegende Polarisatoren mittels Photomultiplier detektiert. Die Korrelation der Ergebnisse zeigt das von der Quantenmechanik vorhergesagte Ergebnis.

In der Folge wurden weitere Experimente dieser Art durchgeführt, die weitestgehend die Ergebnisse des Versuchs von Freedman et. al. bestätigten [12,

13]. Ein Beispiel hierfür ist das Experiment von Aspect et. al. [9], in welchem Kalziumatome mittels Zweiphotonenabsorption angeregt werden und die zwei verschränkten Photonen wie in der Messung von Freedman et. al. emittieren. Diese werden mittels zweier Polarisationsstrahlteiler und vier Photomultipliern analysiert. Das Ergebnis zeigt wiederum deutliche Übereinstimmung mit den Vorhersagen der Quantenmechanik.

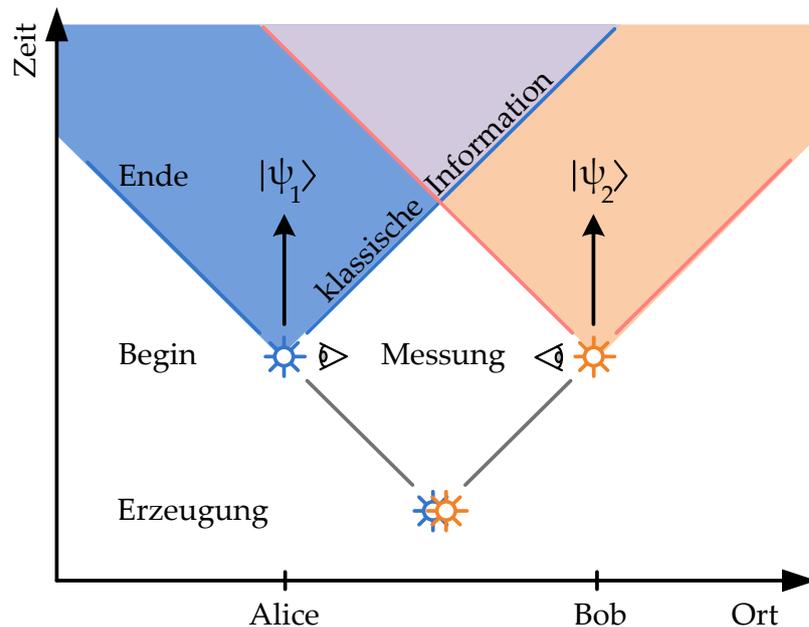
## 2.2 Belltest ohne Schlupflöcher

Die oben geschilderten Experimente lieferten zwar eine deutliche Übereinstimmung mit den Vorhersagen der Quantenmechanik, konnten jedoch nicht sämtliche Zweifel der Kritiker ausräumen. Grund hierfür sind so genannte "Schlupflöcher" ("loop holes") in den Experimenten, durch die sich deterministische Beschreibungen der untersuchten Systeme "einschleichen" könnten. Konkret sind diese Schlupflöcher durch das so genannte "Lokalitätsschlupfloch", sowie das "Detektionsschlupfloch" gegeben. Diese Schlupflöcher, sowie Versuche diesen experimentell zu begegnen werden im Folgenden knapp beschrieben.

### 2.2.1 Experimentelle Voraussetzungen und vorangegangene Experimente

In den erwähnten, frühen, Experimenten von Freedman (1972) und Aspect (1981, 1982) waren die Messungen der beiden Teilchen räumlich nicht ausreichend getrennt. Damit wäre es prinzipiell möglich, dass verborgene Parameter während den beiden Messungen in Verbindung stehen. Abbildung 2.2 verdeutlicht die Problemstellung. Nach der Erzeugung der verschränkten Teilchen werden diese an die Experimentatoren Alice und Bob, die räumlich voneinander getrennt sind verteilt. Diese führen Messungen an den Teilchen durch, die eine gewisse Zeit benötigen. Ist die räumliche Trennung der beiden Experimente gering, so schneiden die Lichtkegel innerhalb des Messintervalls die Ortslinie des anderen Experiments, was die Möglichkeit für klassischen Informationsaustausch eröffnet.

Dieses Lokalitätsschlupfloch wurde in einem ersten 1982 publizierten Experiment von Aspect et. al. angegangen [14]. Hierzu wurde die Messrichtung der Polarisation während der Flugzeit der Photonen bestimmt. Experimentell wurde dies durch zwei akusto-optische Modulatoren realisiert, die durch



**Abbildung 2.2:** Schema zur Trennung der Messungen an den verschränkten Teilchen. Das Messintervall muss kürzer als die Zeit zum Schnittpunkt des Lichtkegels mit dem Ort des zweiten Experiments sein, um das Lokalitätsschlupfloch zu umgehen.

elektro-akustische Schallgeber in Wasser erzeugt wurden. Diese erzeugten eine stehende Schallwelle. Durch Gitterinterferenz konnte eine Ablenkung der Photonen in den einen bzw. anderen Messkanal erreicht werden. Welche Messkanäle für ein Photonenpaar gewählt wurden, wurde durch zwei unabhängig laufende und dadurch in der Frequenz gegeneinander driftende Frequenzgeneratoren bestimmt. Da diese Drift jedoch zeitlich langsam erfolgt könnte sie nach wie vor durch einen klassischen Kanal übermittelt werden.

Diese Bedenken konnten in einem Experiment von Weihs et. al. 1998 zweifelsfrei ausgeräumt werden [15] und somit das Lokalitätsschlupfloch geschlossen werden. Hierzu wurden zwei Photonen aus einer parametrischen Fluoreszenz in 400 m voneinander entfernten Messeinrichtungen detektiert, wobei eine Messrichtung durch einen "physikalischen" Zufallsgenerator während der Flugzeit bestimmt wurde.

Die Experimente mit Photonen werden durchweg mit Photomultipliern bzw. Lawinenzphotodioden (engl. Avalanche Photo Diode - APD) durchgeführt. Die Detektionseffizienzen dieser Detektoren liegen typischerweise im zweistelligen Prozentbereich [16] und sind von der verwendeten Wellenlänge abhängig.

Durch geringe Sammel- bzw. Koppelleffizienten und andere Verluste liegen die Detektionsraten typischerweise unterhalb des einstelligen Prozentbereichs ( $1,7 \cdot 10^{-3}$  in [11], 5% in [15]). Diese geringe Gesamtdetektionsrate der untersuchten Systeme öffnet das Detektionsschlupfloch, bei dem angenommen wird, dass nur das gemessene "Teil-Ensemble" der Quantenmechanik unterliegt, die Gesamtheit der Systeme jedoch nach wie vor von lokal-realistischen Theorien beschrieben wird.

Theoretische Untersuchungen hierzu wurden vor allem von Pearle [17], sowie Eberhard [18] durchgeführt. Im Ergebnis können alle LHV-Theorien nur dann ausgeschlossen werden, wenn die Detektionseffizienz der Messungen größer 82,8% ist [18]. Diese Effizienzen in einem Bell-Test mit Photonen zu erreichen ist auf Grund der genannten Punkte bislang nicht gelungen.

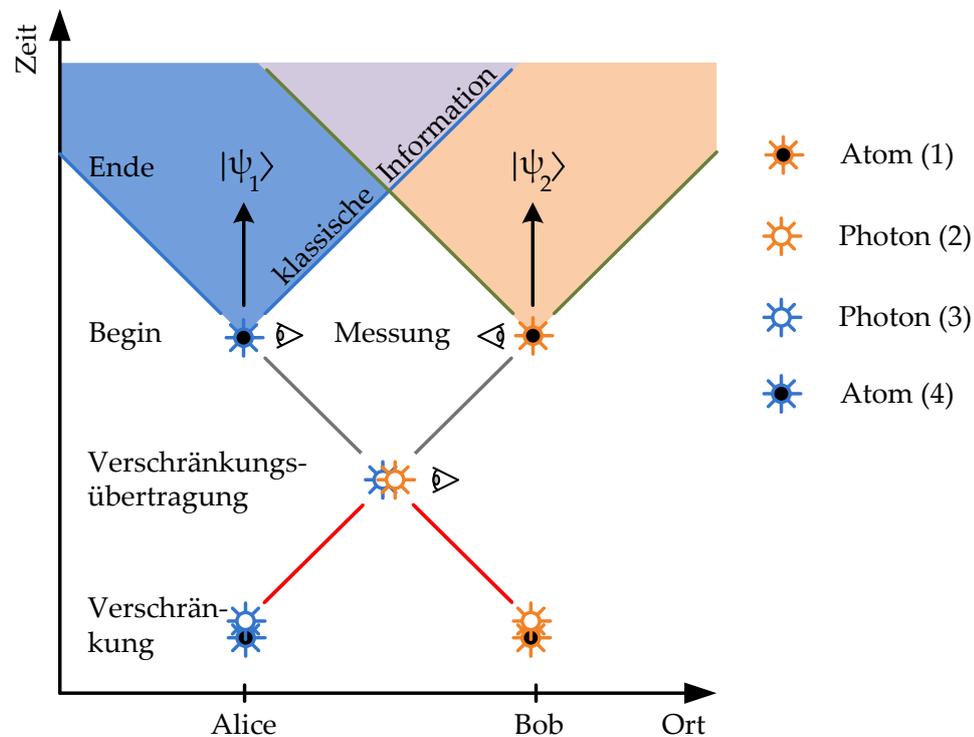
Alternative Zweizustandssysteme, die eine höhere Detektionseffizienz erlauben sind Atome, bzw. Ionen. Im Versuch von Rowe et. al. [19] werden zwei Beryllium-Ionen ( ${}^9\text{Be}^+$ ) in einer Paul-Falle eingefangen und in den  $|F = 2, m_F = -2\rangle$  und  $|F = 1, m_F = -1\rangle$  Niveaus des Grundzustands verschränkt. In welchem der beiden Zustände sich das jeweilige Ion befindet wird durch einen Messstrahl analysiert. Der  $|F = 2, m_F = -2\rangle$  und der  $|F = 1, m_F = -1\rangle$  streuen bei Beleuchtung mit dem Messstrahl ungleich viele Photonen, die mittels eines Photomultipliers detektiert werden. Die beiden Zustände werden dann über Histogramme der Zählraten unterschieden. Da die Anzahl der für die Detektion eines Zustandspaares zu Verfügung stehenden Photonen sehr hoch ist, erhöht sich damit die Detektionseffizienz der Zustände, obgleich wiederum Photomultiplier verwendet werden.

Durch diesen Versuch konnte, im Ergebnis, das Detektionsschlupfloch geschlossen werden. Allerdings musste für die hohe Detektionseffizienz die Einhaltung der räumlichen Trennung aufgegeben werden - die Ionen waren nur 3  $\mu\text{m}$  getrennt und die Messung zog sich über mehrere Millisekunden hin. Somit schließt dieser Versuch ein Lokalitätsschlupfloch nicht aus. Der Nachweis der Verletzung der Bell'schen Ungleichung unter Schließung beider Schlupflöcher steht nach wie vor aus.

## 2.2.2 Atom-Atom Verschränkung über große Entfernung

Das Lokalitätsschlupfloch konnte bislang nur mit Photonen geschlossen werden, die verlustarm über große Entfernungen, z.B. mittels Glasfasern übertragen

werden können [15], das Detektionsschlupfloch nur mittels Ionen, deren Zustand robust ausgewertet werden kann [19].



**Abbildung 2.3:** Schema zur raumartige Trennung der Messungen an den verschränkten Teilchen. Das Messintervall muss kürzer als die Zeit zum Schnittpunkt des Lichtkegels mit dem Ort des zweiten Experiments sein, um das Lokalitätsschlupfloch zu umgehen.

Ein Ansatz für einen schlupflochfreien Belltest ist durch die Kombination beider Methoden mittels Atom-Atom-Verschränkung zwischen entfernten Atomen gegeben. Hierbei wird zunächst eine Verschränkung zwischen einem Atom '1' und einem Photon '2' erzeugt. Das Photon propagiert die Hälfte einer Distanz, die weit genug für eine ausreichende raumartige Trennung ist. Dort trifft es auf ein zweites Photon '3', welches aus entgegengesetzter Richtung kommt und seinerseits mit einem zweiten Atom '4' verschränkt ist. Am Begegnungspunkt wird eine Bell'sche Zustandsmessung (Gleichungen 2.3) an den beiden Photonen durchgeführt. Durch die Messung der Photonen in einem der Bell'schen Zustände werden damit die Atome in einem Bell'schen Zustand präpariert.

Man geht vom Gesamtzustand der beiden Atom-Photonpaare aus, der die

Form

$$|\psi_{1234}\rangle = \frac{1}{2} ((|\uparrow_1\rangle |\downarrow_2\rangle - |\downarrow_1\rangle |\uparrow_2\rangle) \otimes (|\uparrow_3\rangle |\downarrow_4\rangle - |\downarrow_3\rangle |\uparrow_4\rangle)) \quad (2.12)$$

hat. Multipliziert man Gleichung 2.12 aus, so erhält man

$$|\psi_{1234}\rangle = \frac{1}{2} (|\uparrow_1\rangle |\downarrow_2\rangle |\uparrow_3\rangle |\downarrow_4\rangle - |\downarrow_1\rangle |\uparrow_2\rangle |\uparrow_3\rangle |\downarrow_4\rangle \dots \quad (2.13)$$

$$\dots - |\uparrow_1\rangle |\downarrow_2\rangle |\downarrow_3\rangle |\uparrow_4\rangle + |\downarrow_1\rangle |\uparrow_2\rangle |\downarrow_3\rangle |\uparrow_4\rangle). \quad (2.14)$$

Addiert man zu dieser Gleichung die Terme  $|\uparrow_1\rangle |\uparrow_2\rangle |\downarrow_3\rangle |\downarrow_4\rangle$ ,  $|\downarrow_1\rangle |\downarrow_2\rangle |\uparrow_3\rangle |\uparrow_4\rangle$ ,  $|\uparrow_1\rangle |\uparrow_2\rangle |\uparrow_3\rangle |\uparrow_4\rangle$  und  $|\downarrow_1\rangle |\downarrow_2\rangle |\downarrow_3\rangle |\downarrow_4\rangle$  und subtrahiert diese, ändert man an der Gleichung zunächst nichts. Vergleicht man diese Gleichung mit dem Zustand

$$|\psi_{1234}\rangle = \frac{1}{2} (|\psi_{14}^+\rangle |\psi_{23}^+\rangle - |\psi_{14}^-\rangle |\psi_{23}^-\rangle - |\phi_{14}^+\rangle |\phi_{23}^+\rangle + |\phi_{14}^-\rangle |\phi_{23}^-\rangle), \quad (2.15)$$

wobei  $\psi_{ij}^\pm$  und  $\phi_{kl}^\pm$  die Bell'schen Zustände aus Gleichung 2.3 sind, so stellt man fest, dass die Terme der erweiterten Gleichung 2.15 und Gleichung 2.13 identisch sind.

Werden nun die beiden Photonen '2' und '3' in einem der Bell'schen Zustände detektiert, so sind die Atome im korrespondierenden Bell'schen Zustand präpariert. Die Bell'sche Zustandsmessung der beiden Photonen erfolgt über deren Detektion nach einem Strahlteiler, auf dem die beiden Wellenpakete der Photonen interferieren. Werden nach dem Strahlteiler die Photonen zeitgleich in den beiden Ausgangsmoden des Strahlteilers durch APDs nachgewiesen, so ist damit einer der vier Bell'schen Zustände detektiert. Durch Polarisationsanalyse der beiden Photonen nach dem Strahlteiler lässt sich ein weiterer Bell'scher Zustand unterscheiden. Hierzu sind dem Strahlteiler zwei Polarisationsstrahlteiler und diesen jeweils zwei APDs nachgeschaltet. Der größere Aufwand dieses Aufbaus wird mit einer höheren Ausbeute an verschränkten Zuständen belohnt, da dann zwei der vier Bell'schen Zustände nachgewiesen werden können [20].

# Kapitel 3

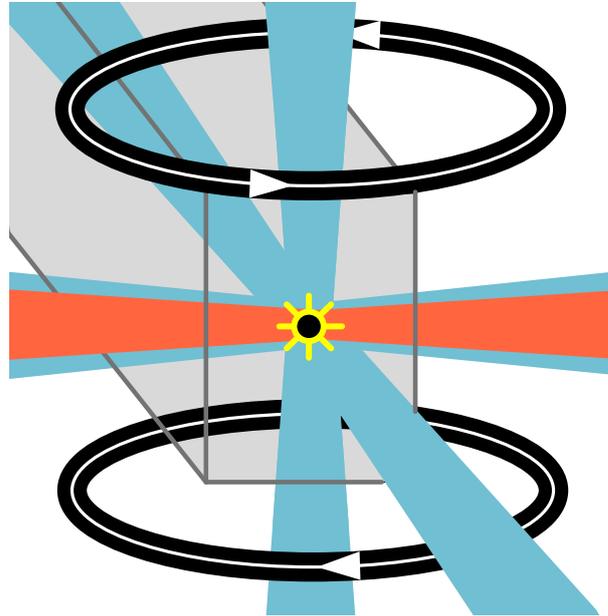
## Experimenteller Aufbau zur zustandsselektiven Ionisation

Um die Voraussetzungen für die Verschränkung zweier Atome zu schaffen sind eine Reihe von experimentellen Vorarbeiten zu leisten. Hierzu zählen das Einfangen, kühlen, isolieren und lokalisieren zweier einzelner, weit voneinander entfernter Atome. Dazu sind prinzipiell zwei unabhängige Fallenaufbauten notwendig um das Lokalitätsschlupfloch erfolgreich schließen zu können. Die Atome müssen jeweils mit einem Photon verschränkt werden, die emittierten Photonen müssen mit Sammeloptiken eingefangen, in Glasfasern eingekoppelt und eine Bell-Zustandmessung an ihnen durchgeführt werden. Nach erfolgreicher Atom-Atom-Verschränkung müssen die Zustände der Atome analysiert werden, wobei zwei entartete Hyperfeinniveaustände voneinander mit besonders hoher Effizienz im sub-Mikrosekundenbereich unterschieden werden müssen. Diese Messung ist anschließend mehrere tausende Male durchzuführen [3]. Ein Überblick über Aspekte dieses Versuchs wird im Folgenden gegeben.

### 3.1 Fallenaufbau

Experimentelle Voraussetzung für das Erreichen der Atom-Atom Verschränkung ist das Einfangen zweier Einzelatome in räumlich getrennten Fallen. Die Fallen werden im Ultrahochvakuum (UHV) bei ca.  $10^{-10}$  mBar betrieben. Ein elektrisch geheizter Rubidiumdispenser gibt Rubidiumatome frei, die sich in der UHV Zelle verteilen. Für den Einfang der Atome wird im Experiment ein zweistufiger Fallenaufbau verwendet. Da neutrale Atome eingefangen wer-

den müssen, kann nicht auf eine Paulfalle oder Penningfalle zurückgegriffen werden.



**Abbildung 3.1:** Überlagerung einer magneto-optischen Falle mit einer Dipolfalle. Das Atom befindet sich im Fokuspunkt der Dipolfalle (rot). Die 6 MOT Strahlen (blau) sind gewöhnlich weit weniger stark fokussiert als die der Dipolfalle. Das Anti-Helmholtzspulenpaar (schwarz) erzeugt das magnetische Quadrupolfeld mit Nullpunkt am Ort des Dipolfallenfokus.

Um die Atome zunächst auf eine zum Fangen geeignete Temperatur abzukühlen, wird eine magneto-optische Falle (MOT) verwendet. Durch sechs sich in einem Kreuzungspunkt überlagernde zirkular polarisierte Laserstrahlen wird, in Kombination mit einem magnetischen Quadrupolfeld, ein der Bewegung des Atoms entgegengerichteter Lichtdruck erzeugt, der am Punkt des Nulldurchgangs des Magnetfelds verschwindet. Aufgrund des Quadrupolfeldes wird eine ortsabhängige Zeemanverschiebung der Energieniveaus des Atoms erzeugt, die am Fallenzentrum ihr Minimum besitzt. Eine Absorption der rotverstimmten Laserstrahlung findet daher in stärkerem Maße bei höheren Magnetfeldstärken statt. Durch die Absorption eines Photons findet ein gerichteter Impulsübertrag statt, durch die spontane Reemission ein ungerichteter Impulsübertrag, der sich im Mittel zu Null ergibt. Dadurch ergibt sich im Fallenvolumen eine Abbremsung der Atome, deren Restenergie unter 1 mK erreicht [21].

Mit derartig abgekühlten Atomen kann die zweite Fallenstufe, die optische

Dipolfalle, betrieben werden. Diese Falle dient der Selektion von Einzelatomen, sowie deren Lokalisation in einem eng eingegrenzten Fallenvolumen, was beispielsweise für die Kopplung der emittierten Photonen in einen Lichtwellenleiter erforderlich ist. Die Dipolfalle wird durch einen fokussierten Gaußschen Strahl (Strahltaille  $w_0 \approx 3,5 \mu\text{m}$  [21]) mit stark rotverstimmttem Laserlicht (852 nm) erzeugt. Durch das Lichtfeld kommt es zu einer Polarisierung des Atoms, die durch dessen Dipolmoment  $\mathbf{p}$  dargestellt werden kann. Das Dipolmoment hängt von der Polarisierbarkeit  $\alpha$  des Atoms ab. Das Wechselwirkungspotential zwischen Dipol und Lichtfeld  $\mathbf{E}$  ergibt sich zu

$$U = -\frac{1}{2} \langle \mathbf{p} \mathbf{E} \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) I, \quad (3.1)$$

wobei  $\mathbf{E}$  das schnell oszillierende Lichtfeld ist,  $\langle \rangle$  zeitliche Mittelung darstellt und  $I$  die Intensität des Fallenstrahls ist. Leitet man aus diesem Potential die wirkende Kraft durch  $\mathbf{F} = -\nabla U$  ab, so erkennt man, dass die Kraft im Fallenzentrum Null wird, und außerhalb, für  $\alpha > 0$ , nach innen zeigt.

Für die quantitative Berechnung des Effekts ist die Polarisierbarkeit  $\alpha$  zu bestimmen. Diese kann in der Zweizustandsnäherung durch

$$\alpha = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\Gamma \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i(\omega^3/\omega_0^2)\Gamma} \quad (3.2)$$

mit

$$\Gamma = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} |\langle e | \mu | g \rangle|^2 \quad (3.3)$$

bestimmt werden, wobei  $\mu$  der Dipoloperator zwischen den beiden Zuständen  $|e\rangle$  und  $|g\rangle$ ,  $\omega_0$  die Übergangsfrequenz und  $\omega$  die Frequenz des Lichtfeldes ist [22].

Wegen eines Blockadeeffekts bei sehr kleinen Taillendurchmessern der Falle führen Stöße mehrerer Atome innerhalb der Falle zum Verlust beider Atome. Dies ermöglicht einen Arbeitspunkt, bei dem lediglich ein Atom in der Falle geladen ist.

## 3.2 Zustandsselektive Ionisation

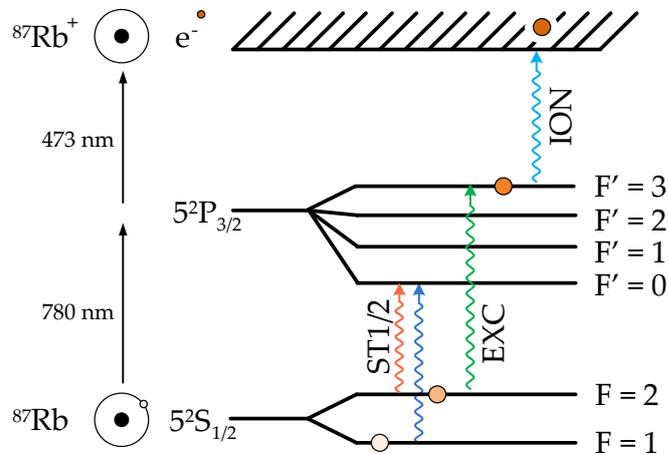
Die Grundlage für die Zustandsmessung am Atom bildet eine zustandsselektive Ionisation des Atoms. Es müssen die beiden Hyperfeinniveaustände  $5^2S_{1/2}, m_F = \pm 1$  mit hoher Zuverlässigkeit unterschieden werden können.

Hierzu werden die beiden entarteten Zustände  $|m_F\rangle = \pm 1$  durch einen zustandsselektiven Transfer, den ‘Stimulated Raman Adiabatic Passage’ (STIRAP)-Prozess, je nach Ausgangszustand entweder auf den  $5^2S_{1/2}, F = 2$  Zustand übertragen oder nicht. Der Transfer kann bei geeigneten Laserintensitäten und Pulsformen in unter 100 ns abgeschlossen werden [23].

Das Atom wird dann mit zum Übergang nach  $5^2P_{3/2}, F' = 3$  resonantem Licht bestrahlt. Befindet sich das Atom im Zustand  $5^2S_{1/2}, F = 2$ , so streut es das eingestrahlte Licht und wird dadurch über gerichteten Lichtdruck aus der Falle entfernt. Derzeit wird im Experiment durch Fluoreszenz bei Bestrahlung mit Kühllicht nachgewiesen, ob sich noch ein Atom in der Falle befindet. Dieser Nachweis ist sehr zuverlässig (95% [3]), dauert allerdings durch die Notwendigkeit des Nachweises vieler Fluoreszenzphotonen, die nur mit geringer Sammeleffizienz detektiert werden können, mehrere Millisekunden [3]. Somit ist die Lokalitätsanforderung nicht erfüllbar, da die Dämpfung in einer entsprechend langen Glasfaser, die die Photonen übertragen könnte noch zu hoch wäre.

Da die kritische Zeitdauer des Zustandsnachweises durch das Aufheizen des Atoms sowie durch den Fluoreszenznachweis zu lange dauert, muss dieser Prozess durch eine Alternative ersetzt werden, die eine kürzere Dauer und damit eine erfüllbare Distanz zwischen den Atomen erlaubt. Bei typischen Dämpfungen von ca. 4 dB/km der Lichtleitfaser [24, 25] bei der Emissionswellenlänge von 780 nm darf die Länge der Faser einige hundert Meter nicht übersteigen. Damit ergibt sich eine maximale Dauer der Zustandsdetektion von etwa 1  $\mu\text{s}$ , was einer notwendigen Distanz, bzw. Faserlänge von ca. 300 m entspricht.

Ein mögliches Verfahren für die Lösung dieses Problems ist die selektive Zweizustandsionisation. Diese wurde erstmals 1971 von Letokhov an Rubidium durchgeführt [27]. Eine Übersicht über den Prozess ist von Letokhov et. al. in [28] gegeben, worin die zustandsselektive Ionisation mittels mehrstufiger Prozesse behandelt wird. Überträgt man das Verfahren auf die Analyse des Atomzustands, so kann nach der Anregung in das  $5^2P_{3/2}, F' = 3$  Niveau eine Ionisation mittels eines weiteren Lasers erfolgen. Dieser Laser muss mindestens die Energiedifferenz zwischen dem  $5^2P_{3/2}, F' = 3$  Niveau und einer vollständigen Ionisation des Atoms aufbringen. Die Photonenenergie des Ionisationslasers muss dabei klein genug sein um eine Ionisation des Rubidiums



**Abbildung 3.2:** Zustandsselektive Ionisation von  $^{87}\text{Rb}$  mittels mehrerer Laser. ST1/2: STIRAP-Laser 1 und 2, EXC: Anregungslaser, ION: Ionisationslaser. Das Schema ist grob chronologisch von links nach rechts angeordnet, wobei Anregungs- und Ionisationslaser gleichzeitig eingeschaltet werden [26].

im Grundzustand auszuschließen. Abbildung 3.2 zeigt dieses Schema, angefangen vom  $5^2\text{S}_{1/2}, F = 1$  Zustand.

Die Dauer, die für eine, vom Zustand  $5^2\text{S}_{1/2}, F = 2$  ausgehende, Ionisation mit 99 %iger Wahrscheinlichkeit mittels 473 nm Ionisationslaserwellenlänge erforderlich ist, wurde zu 386 ns bei einer Laserleistung von 32,8 mW und einer Strahltaile von  $1,13 \mu\text{m}$  bestimmt [26]. Für die Untersuchungen wurde der Ionisationslaser zeitgleich mit dem Anregungslaser angeschaltet. Die Anschaltdauer des Anregungslasers wurde von 36 ns bis zu  $2 \mu\text{s}$  variiert und die Ionisationswahrscheinlichkeit für das Atom gemessen. Mit diesen Untersuchungen kann die Bestrahlungsdauer, die für eine Ionisation mit bestimmter Wahrscheinlichkeit erforderlich ist, ermittelt werden. Dabei konnte zudem nachgewiesen werden, dass die Ionisation bei einem ursprünglichen Atomzustand in  $5^2\text{S}_{1/2}, F = 1$  zu einer Ionisationswahrscheinlichkeit von nur 0,7 % führt.

Addiert man zu der Dauer der Ionisation noch die Dauer des selektiven Zustandstransfers mittel STIRAP hinzu so erhält man eine Gesamtdauer für die zustandsselektive Ionisation von unter 500 ns.



# Kapitel 4

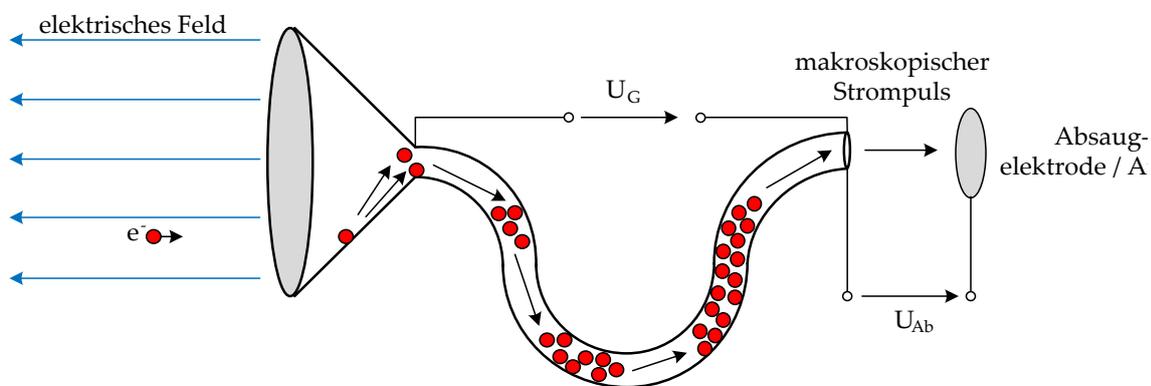
## Channel-Electron-Multiplier zur schnellen Detektion von Ionen und Elektronen

Die in Kapitel 3 dargestellte erforderliche Dauer für die zustandsselektive Ionisation des Rb-Atoms von ca. 500 ns lässt für den Nachweis des Ions, bzw. Elektrons nurmehr auch ca. 500 ns, wenn man eine Zustandsdetektion unterhalb der 1  $\mu$ s Grenze erreichen will. Zudem muss die Detektionseffizienz des Nachweisverfahrens hoch genug sein, um die Anforderungen des so genannten Detektionsschlupflochs einzuhalten. Diese Anforderungen können von speziellen Einzelteilchendetektoren für niedrig-energetische geladene Teilchen, den so genannten Channel-Electron-Multipliern erfüllt werden, wie im Folgenden dargestellt wird. In diesem Kapitel werden die Zusammenhänge von verschiedenen Einflussgrößen auf das Verhalten dieser Detektoren erklärt, die zum Erreichen einer hohen Detektionseffizienz notwendig sind. Dazu sind einige empirisch gewonnene Näherungen, sowie theoretische Betrachtungen aus der Literatur hilfreich, die nachstehend zusammen mit eigenen Messergebnissen dargestellt werden.

### 4.0.1 Funktionsprinzip

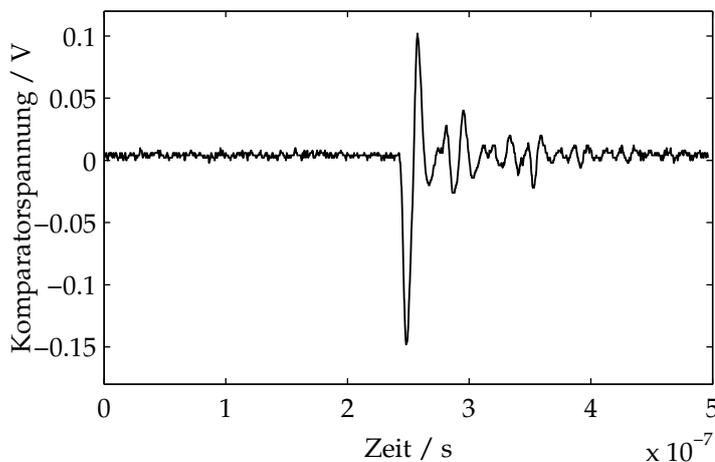
Ein Kanal-Elektronenvervielfacher (engl. Channel-Electron-Multiplier - CEM) ermöglicht es einzelne geladene Teilchen (Elektronen, ein- und mehrfach ionisierte Atome) nachzuweisen. Dazu wird ausgenutzt, dass beim Auftreffen von schnellen Teilchen auf eine Oberfläche Elektronen ausgelöst werden können. Je nach Material des CEM, Auftreffwinkel und kinetischer Energie der Teil-

chen können dabei typischerweise bis zu 5, bei hohen kinetischen Energien auch über 6 Sekundärelektronen ausgelöst werden [29]. Im CEM werden diese nun erneut beschleunigt. Hierfür wird über einem Kanal mit hohem Oberflächenwiderstand eine Spannung ( $U_G$ ) angelegt. Diese Spannung fällt über den resistiven Kanal ab und erzeugt somit ein entlang des Kanals gerichtetes elektrisches Beschleunigungsfeld (vergleiche Abbildung 4.1). Die beschleunigten Sekundärelektronen können jetzt ihrerseits weitere Elektronen auslösen und so zu einer lawinenartigen Verstärkung des ursprünglichen Einzelteilchensignals beitragen.



**Abbildung 4.1:** Prinzipieller Aufbau eines Kanal-Elektronenvervielfachers (CEM). Ein geladenes Teilchen (Ion/Elektron) wird durch eine Beschleunigungsspannung in die CEM Öffnung gelenkt. Trifft es auf die Oberfläche, so löst es Sekundärelektronen aus. Der Verstärkerkanal ist mit einer resistiven Schicht belegt, über die eine Spannung ( $U_G$ ) angelegt ist. Durch Beschleunigung der Sekundärelektronen kommt es zu einem Lawineneffekt, der zu einem makroskopischen Strompuls führt.

Die am Kanalende austretende Elektronenlawine wird durch eine Absaugspannung  $U_{AB}$ , die zwischen Kanalende und einer Absaugelektrode angelegt ist beschleunigt und kann an der Absaugelektrode als makroskopischer Strompuls abgegriffen werden. Durch einen geeigneten Aufbau der CEMs sind Verstärkungsfaktoren von  $10^8$  möglich, die bereits früh erreicht wurden [30] und heute kommerziell erhältlich sind [31]. Die erzeugten Pulsdauern des Ausgangssignals liegen dabei bei ca. 10 ns. Geht man von einem einzelnen einfallenden Elektron aus, so ergibt sich, für eine Zeit von 10 ns, ein Strom von ca. 1 mA, bei einer Messung über  $50 \Omega$  eine Pulsspannung von 50 mV, was mit heutigen Komparatoren komfortabel ausgewertet werden kann.



**Abbildung 4.2:** Spannungspuls aus dem in dieser Arbeit aufgebauten CEMs. Das CEM wurde mit einer Gainspannung  $U_G$  von 2,16 kV betrieben. Das primäre Teilchen ist ein Elektron, welches mit ca. 1,5 kV beschleunigt wurde. Die Schwingungen nach dem Puls werden von Reflexionen an Impedanzfehlanspassungen im Zuleitungskabel vom CEM zum Komparator erzeugt.

Ein Beispiel für ein CEM Signal ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Hier wurde, mit dem im folgenden Text beschriebenen Aufbau, ein Elektron mit 1,5 keV auf die Apertur eines CEMs beschleunigt. Die Gainspannung  $U_G$  über den CEM Kanal betrug 2,16 kV, was einem Arbeitspunkt für hohe Detektionseffizienzen entspricht.

## 4.0.2 Gain und Gainspannung

Die Gainspannung spielt für das Erreichen einer hohen Detektionseffizienz eine wichtige Rolle. Für zu kleine Gainspannungen findet noch keine ausreichende Beschleunigung der Elektronen im Kanal statt. Erhöht man die Spannung, so kommt es zu einer exponentiell ansteigenden Verstärkung. Dieses Verhalten kann folgendermaßen erklärt werden: Die Verteilung der sekundär ausgelösten Elektronen folgt einer Poissonstatistik [32]

$$P(n, \delta) = \frac{e^{-\delta} \delta^n}{n!}, \quad (4.1)$$

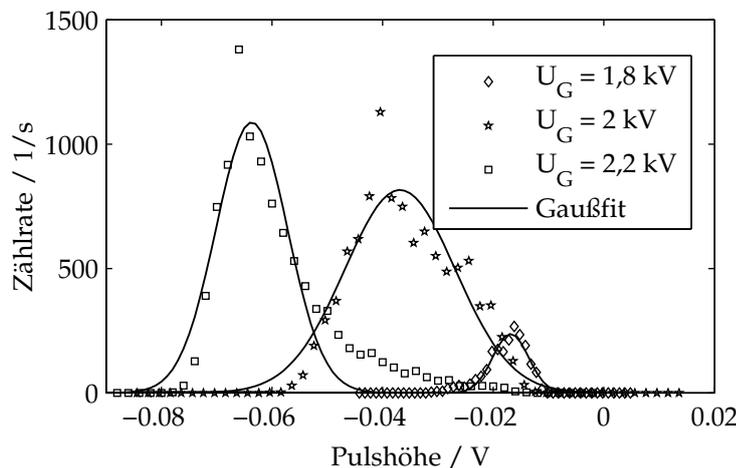
mit dem Emissionskoeffizienten für Sekundärelektronen  $\delta = \delta(E)$ . Wird der Gain erhöht, geht die Poissonverteilung in eine Gaußverteilung über, da  $\delta(E)$  für zunehmende Elektronenenergien ansteigt [33, 34]. Die Verteilung der Puls-

höhen nach dem Durchgang durch den Kanal (PHD - puls height distribution) folgt wegen der großen Anzahl an Elektronen unabhängig von der Elektronenenergie einer Gaußverteilung. Ein Richtwert für die Breite dieser Pulshöhenverteilung im Verhältnis zur durchschnittlichen Pulshöhe ist 30% bei einer Verstärkung von  $10^8$  [35], die für größere Gainspannungen leicht abnimmt.

Die Pulshöhenverteilung kann bei Annahme einer Gaußschen Verteilungsfunktion durch

$$p(h)dh = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} \exp \left\{ -\frac{(h - h_0)^2}{2\sigma_0^2} \right\}, \quad (4.2)$$

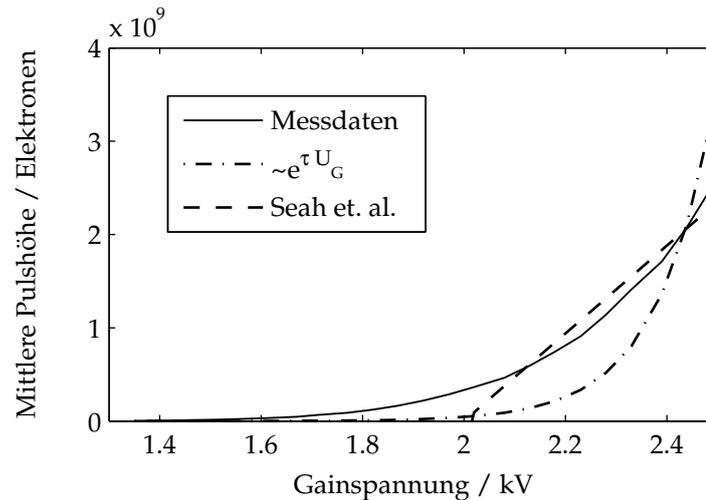
beschrieben werden, wobei  $h_0$  die mittlere Pulshöhe bei gegebener Gainspannung und  $\sigma_0$  die Standardabweichung der Pulshöhenverteilung ist.



**Abbildung 4.3:** Verteilung der Pulshöhe für verschiedene Gainspannungen bei Detektion von Rb-Ionen. Gemessen wurde bei einer Beschleunigungsspannung der Ionen von 1 kV hin zum CEM-Eingang. Die Gaußkurve stellt einen least squares fit an die jeweilige Pulshöhenverteilung dar. Die Komparatorschwelle lag bei 10 mV.

Ein Vergleich mit den experimentellen Daten für mehrere Gainspannungen mittels eines Pulshöhenhistogramms ist in Abbildung 4.3 gegeben. Hier wurden die CEM-Pulse im Zeitbereich mit einem Oszilloskop aufgenommen und deren Anzahl über der Pulshöhe histogrammiert. Als Triggerschwelle wurde der im späteren Experiment verwendete Wert von 10 mV eingestellt. Die Beschleunigungsspannung vor dem CEM wurde auf 1 kV, bezogen auf den Ionisationspunkt, eingestellt, so dass Rb-Ionen mit 1 keV Energie auf den Eingang des CEM treffen. Es zeigen sich teilweise deutliche Unterschiede zur Näherung

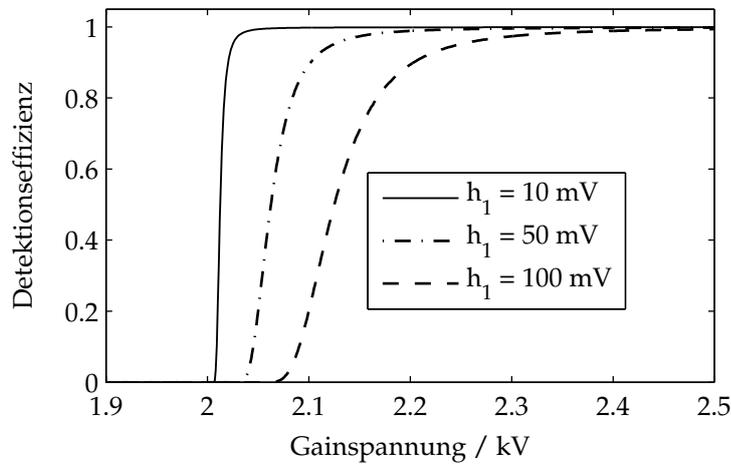
nach Seah [35]. So weicht die Pulshöhenverteilung von der eingezeichneten angepassten Gaußverteilung ab, die Breite der Pulshöhenverteilung liegt mit  $54\% \pm 4,2\%$  bei 1,8 kV und  $76\% \pm 7,4\%$  bei 2 kV für kleine Gainspannungen stark unter dem von Seah angegebenen Wert. Erst bei höheren Gainspannungen von 2,2 kV wird ein vergleichbarer Wert von  $28\% \pm 3,2\%$  erreicht.



**Abbildung 4.4:** Verlauf der mittleren Pulshöhe über der angelegten Gainspannung. Die Daten für den in dieser Arbeit verwendeten CEM wurden [31] entnommen. Das angepasste lineare Modell nach Seah [35] nähert im Betriebsbereich die Kennlinie an. Zum Vergleich ein exponentielles Modell.

Für die Auswertung der Pulse im Experiment werden nur Pulse mit Höhe oberhalb der Komparatorschwelle gezählt. Somit benötigt man nurmehr ein Modell für den Zusammenhang der mittleren Pulshöhe mit der Gainspannung. Nach Seah et al. [35] kann ein lineares Modell bereichsweise für den Zusammenhang von Pulshöhe und Gainspannung verwendet werden. Seah schlägt den auf zwei von ihm untersuchte CEMs empirisch gut passenden Zusammenhang von  $(U_G - 1,75 \text{ kV})$  vor. Für die in dieser Arbeit verwendeten CEMs sind die Messdaten der mittleren Pulshöhe  $p(h)$  zur angelegten Gainspannung nach [31] mit einem Modell nach Seah ( $h_0/h_1 = (U_{G,0} - 2 \text{ kV}) / (U_{G,1} - 2 \text{ kV})$ ) und einem exponentiellen Modell in Abbildung 4.4 übereinander gelegt. Der lineare Ansatz nach Seah nähert im typischen Betriebsbereich des CEM von 2 bis 2,5 kV die experimentellen Daten an.

Für den in Frage kommenden Bereich kann damit ein linearer Zusammenhang zwischen Pulshöhe und Gainspannung angenommen werden. Setzt man diesen Zusammenhang in Gleichung 4.2 ein und integriert über die Pulshöhen,



**Abbildung 4.5:** Modell der Ansprechwahrscheinlichkeit nach Seah [35] für verschiedene Komparatorschwellen in Abhängigkeit der Gainspannung am CEM.

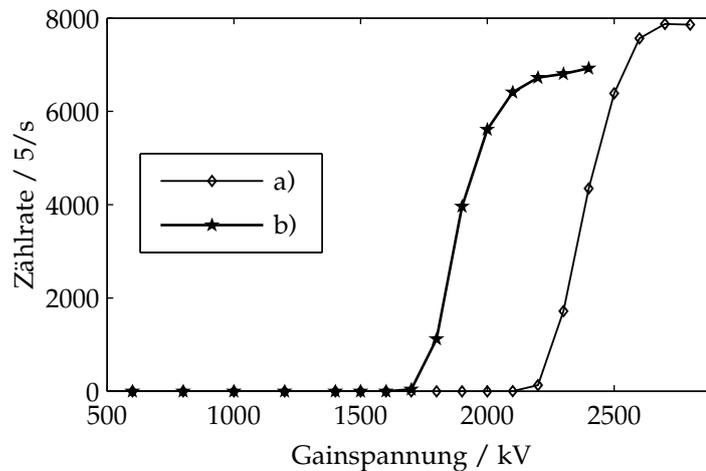
die über der Komparatorschwelle  $h_0$  liegen

$$S = \int_{h_0}^{\infty} p(h, U_G, \sigma_0) dh, \quad (4.3)$$

so ergibt sich der in Abbildung 4.5 gezeigte Verlauf. Für die Auswertung wurde angenommen, dass das CEM bei 3 kV einen Gain von  $10^9$  aufweist und die Breite der Pulshöhenverteilung entsprechend Seah [35] näherungsweise 30% der mittleren Pulshöhe beträgt.

Entsprechende Messdaten sind in Abbildung 4.6 gezeigt. Rb-Ionen wurden mit 1 kV Beschleunigungsspannung auf die CEM Apertur beschleunigt und bei einer Komparatorschwelle von 10 mV mittels einer Counterkarte in einem Zeitintervall von 5 Sekunden gezählt. Für geringe Gainspannungen erreicht die Pulshöhe die Komparatorschwelle nicht. Für höhere Gainspannungen stellt sich ein Verlauf ein, der qualitativ mit dem theoretischen Verlauf aus Abbildung 4.5 übereinstimmt und für größere Gainspannungen eine Sättigung erreicht. Hieraus kann allerdings nicht geschlossen werden, dass die Effizienz im Sättigungsbereich des CEM tatsächlich 100% erreicht.

Steigert man die Gainspannung weit über die Sättigungsspannung hinaus, so nimmt der Gain nicht unbeschränkt zu. Grund hierfür ist das Abtragen der Elektronen von der hochohmigen Oberfläche, welches das Zurückbleiben der positiven Atomrümpfe zur Folge hat [36], die wegen des hohen Oberflächenwiderstand des Kanals nur langsam mit Elektronen nachgefüllt wer-



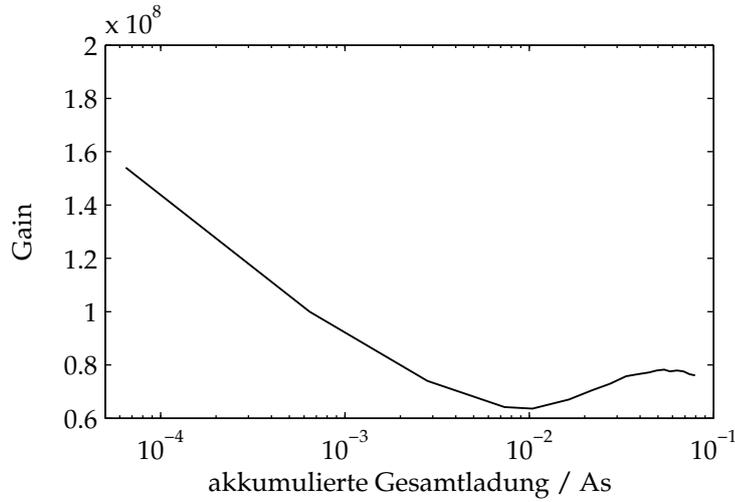
**Abbildung 4.6:** Messdaten der Countrate von Rb-Ionen bei einer Beschleunigungsspannung von 1 kV in Abhängigkeit der Gainspannung über das CEM bei einer Komparatorschwelle von 10 mV. Gezeigt sind zwei Kurven a), b), wobei bei b) das CEM mit einer ca. 100-fach geringeren akkumulierten Gesamtladung seit Inbetriebnahme gemessen wurde als bei a).

den. Dadurch kommt es zur Ausbildung einer Gegenspannung, so dass zusätzlich frei werdende Elektronen nicht länger auf die notwendige Geschwindigkeit beschleunigt werden können.

Die Gainschwelle, bei der der steile Anstieg der Effizienz, bzw. Zählrate des CEM eintritt unterscheidet sich für beide Kurven, wie in Abbildung 4.6 gezeigt. Für die genaue Position der Gainschwelle, sowie für den erzielbaren Gesamtgain spielt die so genannte Einbrennphase des CEM eine entscheidende Rolle. Für ein frisch belüftetes CEM liegt die Gainschwelle bei wesentlich geringeren Gainspannungen, die zunächst mit der nach der Belüftung des CEMs akkumulierten Gesamtladung abnimmt und dann stabilisiert (vgl. Abbildung 4.7). Der Abfall hängt mit lose gebundenen Gasmolekülen an der Oberfläche des CEM zusammen, welche sich nach der Belüftung der Vakuumapparatur anlagern [31].

### 4.0.3 Effizienz

Im vorangegangenen Modell war eine prinzipielle Detektionseffizienz von 100% möglich, die in der Praxis nicht erreicht wird. Grund hierfür ist die statistische Verteilung der Sekundärelektronen entsprechend einer Poissonstatistik. Es besteht die Möglichkeit, dass der zur Verstärkung führende Lawinenprozess ab-



**Abbildung 4.7:** CEM-Gain gegenüber akkumulierter Gesamtladung nach [31]. Nach einer anfänglichen Einbrennphase stabilisiert sich der CEM-Gain.

reißt, bzw. beim ersten Aufprall zu wenige Sekundärelektronen entstehen und dadurch kein Ausgangspuls am CEM erzeugt wird. Bordoni gibt, ausgehend von der Poissonverteilung, ein Modell für die Effizienz  $\epsilon$  in Abhängigkeit des Emissionskoeffizienten  $\delta$ , sowie der Primärelektronenenergie für niedrige Elektronenenergien an, vgl. [32]

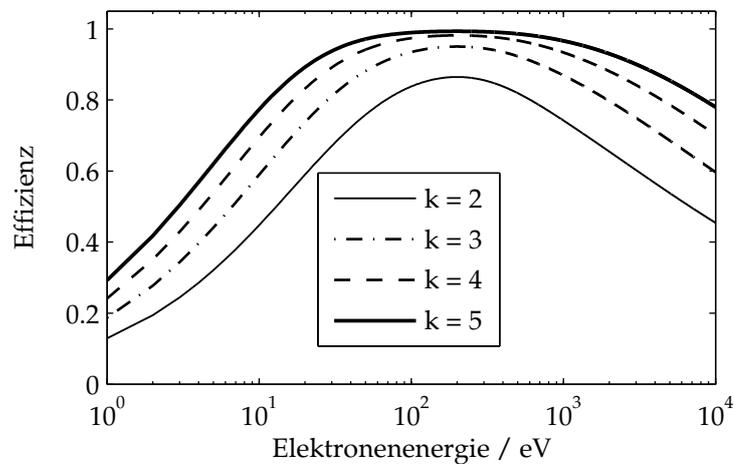
$$\epsilon(E) = 1 - \exp \left\{ -k \frac{\delta(E)}{\delta_m} \right\}, \quad (4.4)$$

wobei  $E$  die Primärelektronenenergie,  $\delta(E)$  der Emissionkoeffizient in Abhängigkeit der Elektronenenergie und  $\delta_m = \max(\delta(E))$  dessen Maximum ist. Mit der Wahrscheinlichkeit  $X_1$ , dass die von einem Elektron der Energie  $E_0$  ausgelöste Lawine abreißt, ergibt sich der Wert  $k$  zu  $k = \delta_m(1 - X_1)$ , der von der genauen Geometrie des CEMs abhängt [32].

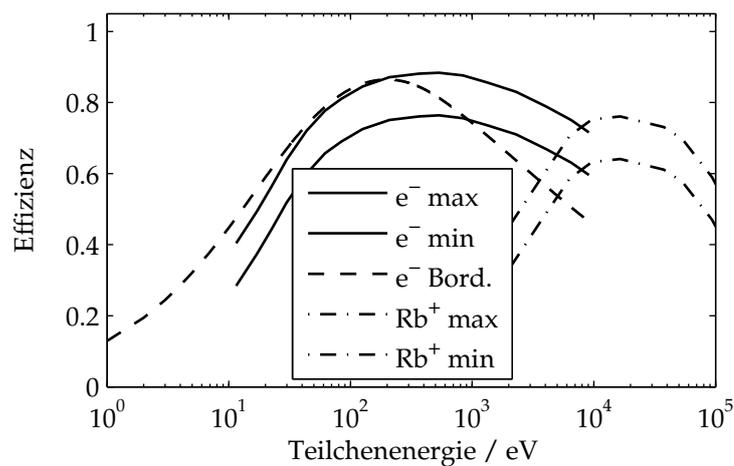
Das Modell für den Term  $\delta(E)/\delta_m$  ist wieder CEM spezifisch und hier durch den empirischen Verlauf

$$\frac{\delta(E)}{\delta_m} = \frac{g(z_m E/E_m)}{g(z_m)}, \quad (4.5)$$

mit  $g(z) = (1 - \exp(-1,35z))/z^{0,35}$  gegeben, wobei  $z_m$  das Maximum von  $g(z)$  und  $E_m$  die Elektronenenergie am Effizienzmaximum darstellt. Der genaue Verlauf von  $\delta(E)/\delta_m$  ist vom verwendeten Material (vgl. Dixit et. al. [33]), sowie vom Auftreffwinkel und damit von der Geometrie des CEMs abhängig. Daher kann der hier dargestellte Verlauf lediglich dem prinzipiellen Verständnis



**Abbildung 4.8:** Erreichbare Detektionseffizienzen eines Kanal-Elektronenvervielfacher in Abhängigkeit von der Primärelektronenenergie, berechnet nach Gl. 4.4, sowie für die Koeffizienten  $k = 2, 3, 4$  und  $5$ . Die Ergebnisse für  $k = 3, 5$  und  $k = 4$  wurden von Bordoni [32] nachgemessen.



**Abbildung 4.9:** Erreichbare Detektionseffizienzen des in dieser Arbeit verwendeten CEMs in Abhängigkeit der Primärteilchenenergie für Elektronen und Ionen nach Herstellerangaben [31]. Angegeben ist der zu erwartende Effizienzbereich (Maximum bzw. Minimum). Zum Vergleich die Ergebnisse nach Gl. 4.4 für  $k = 2$ .

des Verhaltens des CEMs dienen. Der Verlauf wird allerdings von anderen Autoren bestätigt [37], und kann daher als Anhaltspunkt für die Energieabhängigkeit des CEMs angesehen werden.

Die Ergebnisse von Bordoni sind in Abbildung 4.8 dargestellt. Es zeigt sich, dass die Detektionseffizienz für hohe Emissionskoeffizienten des CEM Kanals

und bei richtig eingestellter Primärelektronenenergie nahezu eins erreichen kann.

Vergleicht man die so erhaltenen Werte mit denen der in dieser Arbeit verwendeten CEMs [31] (Abbildung 4.9), so erkennt man eine gute Übereinstimmung der Verläufe für Elektronen. Das Effizienzmaximum für Ionen wird allerdings für höhere Ionenenergien erreicht. Ausgehend von den Maxima der angegebenen Kurven lassen sich Detektionseffizienzen von ca. 88% für Elektronen und ca. 76% für Ionen erzielen. Eine kombinierte Effizienz bei Detektion von Elektron und Ion bei maximaler Effizienz nach diesen Werten ergibt eine Detektionseffizienz von 97% (vgl. Kapitel 5).

Diese Effizienz reicht als Detektionseffizienz im Atom-Atom-Verschränkungsexperiment bei ausreichender Atom-Atom Visibility aus, um das Detektionsschlupfloch bei der Prüfung der Bell'schen Ungleichung zu schließen.

# Kapitel 5

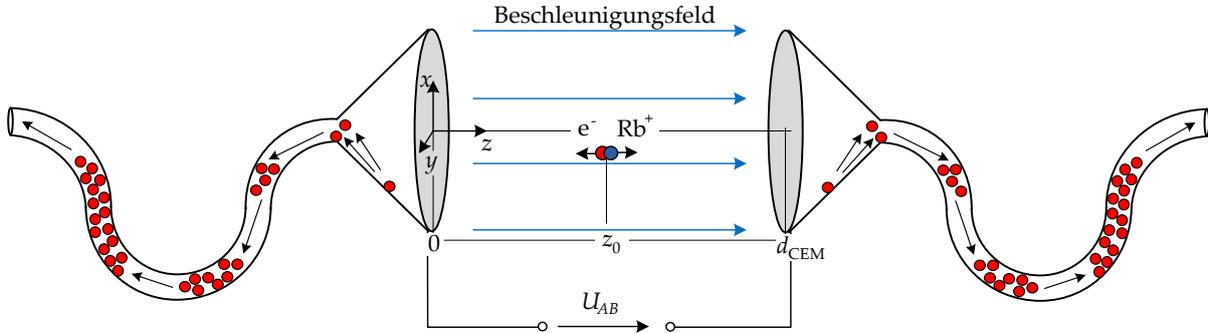
## Aufbau zum Nachweis von Ionisationsfragmenten mittels Doppel-CEM

Bei der zustandsselektiven Ionisation werden zwei geladenen Teilchen, das  $\text{Rb}^+$  und das  $e^-$  erzeugt. Nutzt man beide, bei der zustandsselektiven Ionisation des  $^{87}\text{Rb}$  frei werdenden, Teilchen zum Ionennachweis aus, so lassen sich eine Reihe von Vorteilen erzielen. Im Vordergrund steht hierbei die Steigerung der Gesamteffizienz der Detektion. Im Folgenden wird der in dieser Arbeit aufgebaute Doppel-CEM-Aufbau zum Nachweis der Ionisationsfragmente beschrieben und Messergebnisse an diesem Aufbau vorgestellt.

### 5.1 Prinzip und Versuchsaufbau

Elektron und Ion aus der zustandsselektiven Ionisation müssen für einen effizienten Nachweis mittels CEM auf eine Energie beschleunigt werden, die eine hohe Detektionseffizienz ermöglicht (vgl. Kapitel 4). Da sie in einem elektrischen Beschleunigungsfeld in entgegengesetzte Richtung beschleunigt werden, ist es naheliegend, den Nachweis der Einzelteilchen mittels zwei sich gegenüber liegenden Detektoren durchzuführen, siehe Abbildung 5.1. Findet die Ionisation auf der Verbindungslinie  $AB$  der Eingänge der beiden CEMs statt, so genügt ein elektrisches Feld zwischen den Eingängen um die entsprechende Beschleunigung der Teilchen zu erzeugen. Dieser Aufbau findet Verwendung in einer Reihe von Messanwendungen. Als Beispiel kann die Photoelektron-Photoion Koinzidenzspektroskopie angeführt werden, die be-

reits seit den 1970'er Jahren angewandt wird [38, 39]. Hier können durch Messung der Flugzeit des Ions und Elektrons beispielsweise Informationen über Masse und kinetische Energie der Teilchen gewonnen werden.



**Abbildung 5.1:** Prinzipieller Aufbau eines Doppel-CEM für den gemeinsamen Elektron-Ion Nachweis. Das Ionisationsvolumen befindet sich auf der Verbindungsline zwischen den beiden CEMs. Über den beiden Eingangsaperturen liegt die Spannung  $U_{AB}$  an.

Abbildung 5.1 zeigt schematisch den Aufbau. Ausgehend von der Beschleunigungsspannung  $U_{AB}$  ergibt sich für die Energien der in die CEM-Apertur eintretenden Teilchen

$$E_i = \frac{d_{\text{CEM}} - z_0}{d_{\text{CEM}}} U_{AB} |q_i| \quad (5.1)$$

$$E_e = \frac{z_0}{d_{\text{CEM}}} U_{AB} |q_e|. \quad (5.2)$$

Über die Wahl der Spannung  $U_{AB}$  und die Position des Ionisationsvolumens lässt sich somit die Energie des Elektrons und Ions in gewissen Grenzen unabhängig voneinander einstellen.

### 5.1.1 Flugzeiten

Geht man von einer einfachen (homogenen) Verteilung des elektrischen Beschleunigungsfelds zwischen den CEMs aus, so lassen sich die Flugzeiten der Teilchen leicht mit den gegebenen Größen in Beziehung setzen. Technisch lässt sich die Homogenität der Felder durch den Einsatz von leitenden Gitterblenden bzw. kleinen Aperturöffnungen in, im Vergleich zum Abstand  $d_{\text{CEM}}$  großen Platten vor den CEMs realisieren. Dadurch ergibt sich für das elektrische Feld zwischen den Platten näherungsweise das Feld eines Plattenkondensators

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{e}_z \frac{U_{AB}}{d_{\text{CEM}}}, \quad (5.3)$$

wobei  $\mathbf{e}_z$  den Einheitsvektor in  $z$ -Richtung darstellt, die parallel der Verbindungslinie  $AB$  ist.

Unter den gemachten Annahmen ergeben sich die Flugzeiten im nichtrelativistischen Fall zu

$$T_{F,e} = \sqrt{2z_0 m_e \frac{d_{\text{CEM}}}{|q_e| U_{AB}}} \quad (5.4)$$

$$T_{F,i} = \sqrt{2(d_{\text{CEM}} - z_0) m_i \frac{d_{\text{CEM}}}{|q_i| U_{AB}}}. \quad (5.5)$$

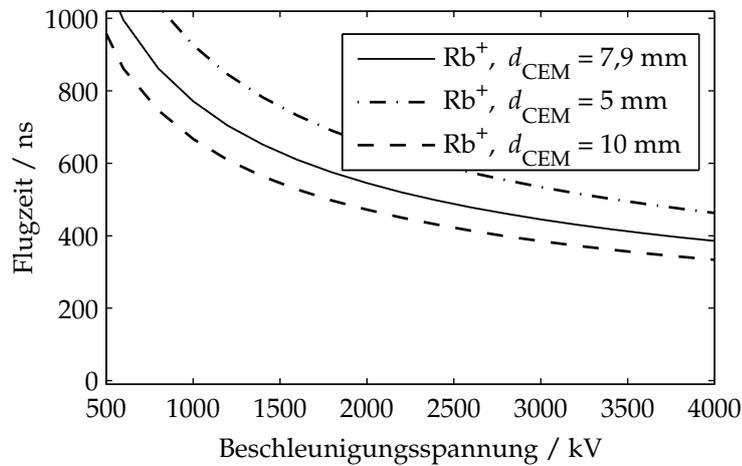
Für Spannungen unter 10 kV hat das Elektron weniger als 20% der Lichtgeschwindigkeit. Somit werden hier relativistische Effekte für das Elektron vernachlässigt. Für das schwerere Ion sind diese dann umsomehr unbedeutend. Zu den Flugzeiten der Teilchen zwischen den beiden Aperturen addieren sich die Flugzeiten in der Eingangsöffnung des CEMs, vor dem Auftreffen auf die CEM-Wand. Im CEM fällt das durch  $U_G$  erzeugte Gainfeld entlang des Kanals ab. Dadurch wird das Ion nach Eintritt in den Eingang des CEM gebremst, das Elektron weiter beschleunigt. Vernachlässigt man diesen Effekt und geht davon aus, dass der wesentliche Teil des Spannungsabfalls von  $U_{AB}$  über den Kanal hinter dem Auftreffpunkt des Ionisationsfragments liegt, so erhält man für die Flugzeit im CEM vor dem Auftreffen auf der Wand

$$T_{\text{CEM},e} = d_E / \sqrt{\frac{2U_{AB} q_e z_0}{d_{\text{CEM}} m_e}} \quad (5.6)$$

$$T_{\text{CEM},i} = d_E / \sqrt{\frac{2U_{AB} q_i (d_{\text{CEM}} - z_0)}{d_{\text{CEM}} m_i}}, \quad (5.7)$$

$$(5.8)$$

wobei  $d_E$  der Abstand von der Aperturöffnung zum Auftreffpunkt im Kanal ist. Bei einer Masse von  $1,443 \cdot 10^{-25}$  kg von  $^{87}\text{Rb}$  [8], sowie einem Abstand von  $d_{\text{CEM}} = 1,57$  cm und  $d_E = 10$  mm [26], ergeben sich die in Abbildung 5.2 gezeigten theoretischen Flugzeiten in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung und der Position des Atoms zwischen den CEMs. Es zeigt sich, dass die Flugzeiten für Elektronen nahezu vernachlässigbar gering gegenüber denen der Ionen sind. Die Ionenflugzeit erreicht je nach Beschleunigungsspannung Werte von ca. 400 ns und trägt somit nennenswert zur Gesamtdetektionsdauer bei, die im Bereich unter 1  $\mu\text{s}$  liegen soll (vergleiche Kapitel 4). Um



**Abbildung 5.2:** Flugzeiten für  $^{87}\text{Rb}$  in einem Doppel-CEM Aufbau, in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung und der Position des Atoms. Abstand der CEMs  $d_{\text{CEM}} = 1,57$  cm.

die Flugzeit zu verkürzen, kann die Beschleunigungsspannung weiter erhöht werden. Dem stehen jedoch technische Randbedingungen, wie die begrenzten Isolationsspannungen der Zuleitungskabel und Vakuumdurchführungen entgegen. Wegen der  $1/\sqrt{U_{AB}}$  Abhängigkeit der Flugzeit können somit keine Größenordnungen mehr auf diesem Weg gewonnen werden.

Bei mittlerer Positionierung des Atoms zwischen den CEMs ( $z_0 = d_{\text{CEM}}/2$ ) ergibt sich für die Flugzeit des Ions  $T_{F,i} = d_{\text{CEM}} \sqrt{m_i / (2q_i U_{AB})}$ , an der man die lineare Abhängigkeit vom Plattenabstand erkennt. Auch an dieser Stellgröße der Flugzeit lassen sich gegenüber dem angenommenen Wert von  $d_{\text{CEM}} = 15,7$  cm keine Größenordnungen mehr gewinnen. Dafür ist die Notwendigkeit eines optischen Zugangs zum Atom verantwortlich, kleinere Abmessungen würden zu Abschattungen und damit zu Beugungseffekten an den verwendeten Kühl-, Fallen-, Präparations- und Auswertestrahlen führen.

### 5.1.2 Stark Effekt

Die benötigte Beschleunigungsspannung für das Elektron-Ion Paar erzeugt eine Stark-Verschiebung in den Niveaus des Rb-Atoms. Die Beschleunigungsspannung könnte prinzipiell mit dem Nachweis des Atomzustands getaktet werden, um diesen Effekt vor der Ionisation zu vermeiden, was allerdings einen erheblichen technischen Aufwand bedeuten würde, da die hohen Span-

nungen innerhalb einiger Nanosekunden geschaltet werden müssten. Daher ist es zunächst angebracht den Einfluss der notwendigen konstanten elektrischen Felder auf das Rb-Atom abzuschätzen.

Das elektrische Feld führt aufgrund des Dipolmoments des Atoms zu einem Wechselwirkungsterm im Hamiltonoperator von der Form  $H_S = \mathbf{p} \cdot \mathbf{E}$ , wobei  $\mathbf{p}$  das elektrische Dipolmoment und  $\mathbf{E}$  der elektrische Feldstärkevektor ist. Mittels der Störungsrechnung lässt sich der Einfluss des elektrischen Feldes auf die betrachteten Energieniveaus abschätzen. Für die Energieverschiebung ergibt sich der Ausdruck [8]

$$\Delta E = -\frac{1}{2}\alpha_0 E_z^2 - \frac{1}{2}\alpha_2 E_z^2 \frac{3m_F^2 - F(F+1)(3X(X-1) - 4F(F+1)J(J+1))}{(2F+3)(2F+2)F(2F-1)F(2J-1)}, \quad (5.9)$$

$$X = F(F+1) + J(J+1) - I(I+1), \quad (5.10)$$

mit dem elektrischen Feld  $E_z$ , der skalaren Polarisierbarkeit  $\alpha_0$  und der tensoriellen Polarisierbarkeit  $\alpha_2$ , mit den üblichen Quantenzahlen  $I, F, m_F$  und  $J$  (vgl. [40] und Anhang).

Da die Stark-Verschiebung für das  $5^2S_{1/2}, F = 1$  Niveau für  $m_F = -1, 0, +1$  identisch ist und somit die Ununterscheidbarkeit nicht aufgehoben wird, wird die Verschränkung mittels des spontanen Zerfalls nicht beeinflusst. Für die  $5^2P_{3/2}$  Niveaus ergibt sich bei einer elektrischen Feldstärke von 10 kV/cm, die als obere Grenze für die auftretenden Feldstärken angesehen werden kann, eine maximale Verschiebung von unter 10 MHz für ein Hyperfeinniveau. Diese Verschiebungen liegen somit in der Größenordnung der natürlichen Linienbreite des  $5^2P_{3/2}$  Niveaus von 6 MHz. Je nach elektrischer Feldstärke müssen somit gegebenenfalls die Frequenzen der Anrege- und STIRAP-Laser angepasst werden, was jedoch keinerlei prinzipielle Einschränkung bedeutet, da diese komfortabel mittels akusto-optischer Modulatoren eingestellt werden können.

### 5.1.3 Doppel-CEM Versuchsaufbau

#### Vakuumaufbau

Experimente an einzelnen gefangenen Atomen können lediglich unter sehr geringen Drücken durchgeführt werden. Stöße mit Restgasatomen würden zum

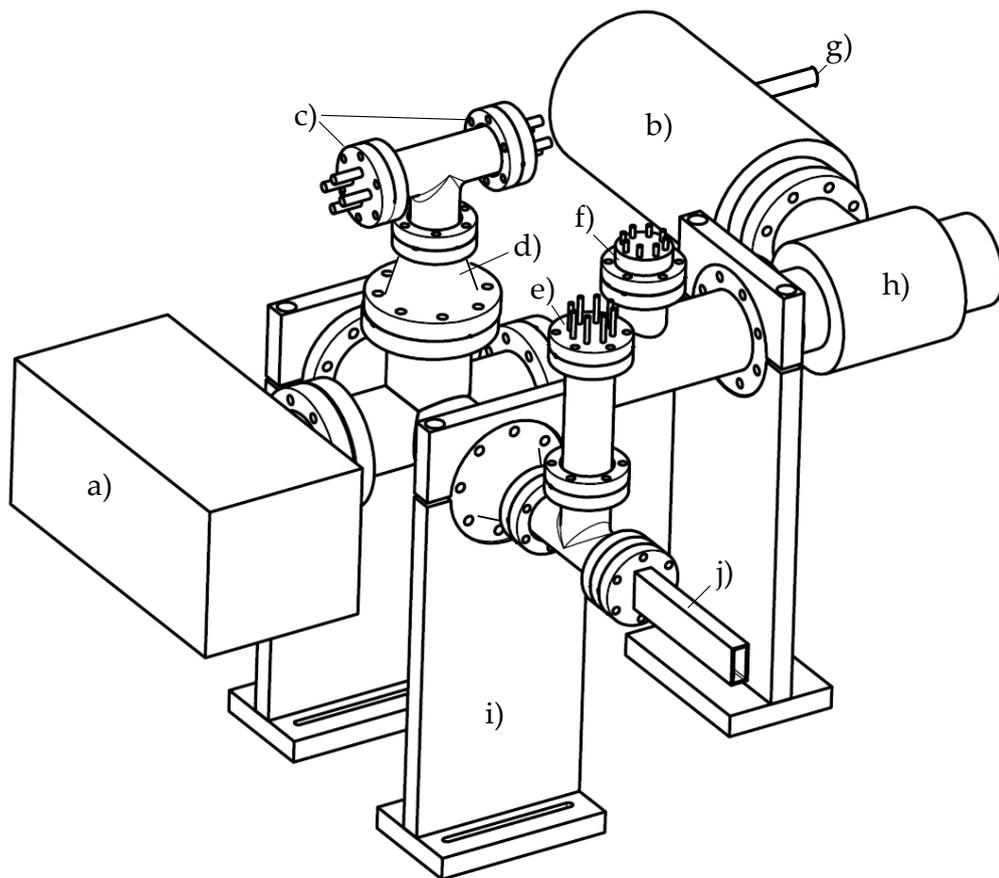
einen zum Verlust des Atoms aus der Falle führen. Technisch können routinemäßig Drücke von  $10^{-10}$  bis  $10^{-11}$  mbar erreicht werden, die im Bereich des so genannten Ultra-Hoch-Vakuums (UHV) liegen. Diese sind für die Versuche am Rubidium in dem Sinne ausreichend, dass sie ein Halten in der Falle von mehreren Sekunden Dauer ermöglichen, sowie keine nennenswerten Einflüsse auf das Atomverhalten zeigen. Im Folgenden wird die in dieser Arbeit aufgebaute Vakuumapparatur knapp dargestellt. Für das Erreichen der notwendigen niedrigen Drücke ist ein mehrstufiges Pumpenkonzept notwendig. Es wird zunächst mit einer Vorvakuumpumpe (z.B. Drehschieberpumpe) ein Druck von ca.  $10^{-5}$  bis  $10^{-6}$  mbar erzeugt. Ab diesem Druck kann die Turbomolekularpumpe eingesetzt werden, welche den Druck auf  $10^{-9}$  mbar absenken kann. Durch eine Ionen-Getter-Pumpe lassen sich dann Drücke von bis zu  $10^{-11}$  mbar erzeugen.

Da die Pumpleistung mit den erwähnten Pumpstufen deutlich abnimmt ist eine sehr gute Dichtheit der gesamten Apparatur eine notwendige Voraussetzung für die Anwendbarkeit dieses Pumpenkonzepts. Diese Dichtheit wird mit Metalldichtungen erzielt, bei der die Flansche mit Schneidkanten hin zur Dichtung ausgestattet sind (vgl. Abbildung 5.4), die in die Metalldichtung einschneiden. Eine weitere Beschränkung des Minimaldrucks ergibt sich durch ausgasende Stoffe im Vakuumaufbau. So geben unter anderem verschiedene Kunststoffe bei geringen Drücken Gase (z.B. Kohlenwasserstoffe) ab. Daher muss auf die Verwendung von speziellen, vakuumtauglichen Materialien geachtet werden. Auch Öle, wie sie in den Vorvakuum pumpen eingesetzt werden können durch die verschiedenen Pumpenstufen in den UHV Bereich gelangen und dort ausgasen.

Ein weiterer wichtiger Limitierungsfaktor ist das in der Apparatur befindliche Wasser. Dieses lagert sich aus der Raumluft an sämtlichen Oberflächen an und dampft bei geringen Drücken aus. Technisch bringt dieser Sachverhalt enorme Schwierigkeiten mit sich. So muss die gesamte UHV-Kammer über längere Zeit aufgeheizt (das so genannte Ausheizen) werden um das Abdampfen des Restwassers zu beschleunigen, so dass es bei höheren Drücken mit hoher Pumpleistung abgepumpt werden kann.

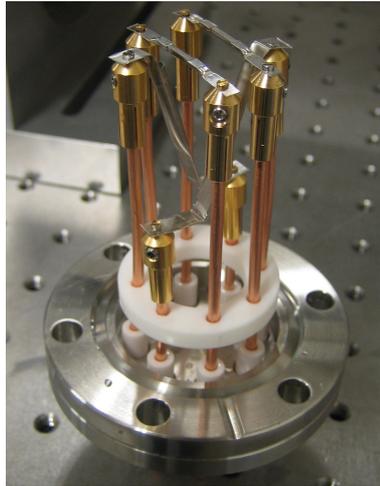
Die Temperaturen die hierfür eingesetzt werden liegen bei  $100-350^{\circ}\text{C}$ . Damit sich keine spannungsbedingten Lecks an den Dichtungen ergeben, kann die Temperatur der Anlage nur langsam erhöht werden. Zudem muss die Appa-

ratur über einige Zeit (mehrere Tage, je nach Temperatur) auf den hohen Temperaturen verbleiben. Somit müssen die im Vakuum befindlichen Komponenten auf diesen Prozess ausgelegt sein, was die Wahl der Stoffe und Materialien weiter einschränkt. Ein kurzes Öffnen der UHV-Kammer für Änderungen am im Vakuum befindlichen Aufbau verbietet sich daher in den meisten Fällen, bzw. muss sorgfältig geplant werden.



**Abbildung 5.3:** Ultra-Hoch-Vakuum Aufbau, mit a) Ionen-Getter Pumpe, b) Turbomolekularpumpe, c) Hochspannungsdurchführung für CEM Spannungen, d) Reduzierflansch, e) Stromdurchführungen für Rb-Dispenser, f) Ionisations-Drucksonde, g) Anschluss Vorvakuumpumpe, h) UHV-Ventil, i) Stützpfosten (im derzeitigen Aufbau kürzer), j) Glaszelle.

Bei Drücken im UHV Bereich ist die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle, bzw. -atome wesentlich größer als die Abmessungen der Apparatur, so dass sich das Transportverhalten der Gase gegenüber dem bei Umgebungsdruck verändert. Die Gasteilchen werden nurmehr an den Wänden des Aufbaus gestreut und stoßen nicht mehr untereinander. In diesem so genann-



**Abbildung 5.4:** Ultra-Hoch-Vakuum Durchföhrung mit 40 mm Flansch und Schneidkante zur Dichtung. Auf die Durchföhrungsstäbe sind vier Rubidiumdispenser angebracht.

ten molekularen Strömungsbereich ist die Strömungsrichtung der Gasteilchen wahrscheinlichkeitsverteilt, der Teilchenstrom nicht mehr von der Druckdifferenz über ein Bauteil abhängig. Zum Erreichen von hohen Pumpleistungen ist daher ein großer Leitungs- und Blendenquerschnitt notwendig. Im Versuchsaufbau werden daher die Flanschdurchmesser 63 mm und 40 mm verwendet, wobei pumpenseitig die größeren Durchmesser eingesetzt werden.

Der UHV-Teil der aufgebauten Vakuumapparatur ist schematisch in Abbildung 5.3 dargestellt. Die Turbomolekularpumpe (TMP) (b) ist über ein UHV-Ventil an die Kammer angeschlossen. Nach dem Abpumpen mittels TMP auf ca.  $10^{-9}$  mbar wird das Vakuumventil (h) geschlossen und nur noch mit der Ionen-Getter-Pumpe (IGP) (a) gearbeitet. Die IGP erlaubt zwar über den Ionenstrom eine Druckmessung. Da das Erreichen des Arbeitsdrucks der IGP jedoch nicht bestimmt werden kann, ohne diese in Betrieb zu nehmen, ist eine weitere Drucksonde (f) angebracht, die insbesondere zur Druckmessung während des Ausheizens verwendet wird. Im Mittelteil der Anlage ist ein 5-fach Kreuz montiert, welches die Komponenten verbindet. Oberhalb des Kreuzes sind zwei Vierfach-Hochspannungsdurchföhrungen an einem T-Stück angebracht.

Hier wurde, aus wirtschaftlichen Gründen, mittels eines Reduzierstücks der Durchmesser auf 40 mm verringert. Nach vorne ist über ein Reduzierstück

und ein T-Stück die Stromdurchführung zu den vier Rubidiumdispensern angebracht (2x Fa. Alvatek, 2 x Fa. SAES Getters). Diese sitzen vakuumseitig direkt auf den Durchführungsstäben. Sie sind so angebracht, dass die jeweilige Rb-Austrittsöffnung parallel zur Rohrachse liegt (vgl. Abbildung 5.4).

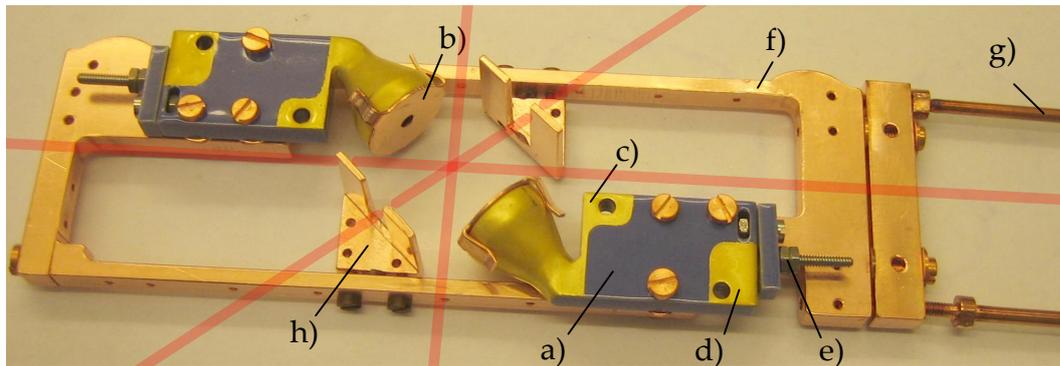
Rechtwinklig zum Rb-Dispenser ist nach vorne der Flansch für die Glaszelle angebracht, die die beiden CEMs aufnimmt. Die Glaszelle ist an einer der Stirnseiten geöffnet, sämtliche anderen Seiten sind geschlossen. An dieser Seite wird sie an den Vakuumaufbau angebracht. Um den Glas-Metall-Übergang abzudichten, wird 2 mm starker Indiumdraht entlang der offenen Stirnfläche der Glasfläche gelegt.

Die Glaszelle wird durch vier Gewindestangen, die Druck auf die geschlossene gegenüberliegende Seite ausüben, an den Flansch angepresst. Bei geeignetem, gleichmäßigem Anpressdruck ergibt sich (mit VacSeal - einem vakuumtauglichen Dichtmittel, welches von außen auf undichte Stellen aufgesprüht wird) - eine ausreichend dichte Verbindung. Beim Ausheizen der Anlage muss die geringe Schmelztemperatur von Indium von  $157^{\circ}\text{C}$  berücksichtigt werden.

### **CEM-Halterung und Elektronik**

Die CEMs für Elektronen und Ionen sind im Aufbau mit ihren Eingangsaperaturen entsprechend Abbildung 5.1 aufeinander ausgerichtet. Im Gegensatz zu dieser Schemazeichnung werden CEMs verwendet, deren Eingangsöffnungen um  $45^{\circ}$  abgewinkelt sind und 15,7 mm voneinander entfernt liegen. Dadurch ergibt sich ein kompakterer Aufbau. Die beiden CEMs in ihrem Halterahmen sind in Abbildung 5.5 gezeigt. Die CEMs (a) bestehen aus einem Keramikkörper, auf den die resistive Schicht des Kanals abgeschieden wird (Dr. Sjuts Optomechanik [31]). Die elektrischen Goldkontakte (c, d) werden in Dickschichttechnik aufgebracht.

Der Anschluss (c) stellt den vorderen Kontakt des Gainkanals dar, Anschluss (d) den hinteren. Sämtliche elektrischen Anschlüsse werden über vakuumtaugliche und hochspannungsfeste  $50\ \Omega$  Leitungen angeschlossen, die im Bild nicht angebracht sind. Die Frontseitenkontaktierung der CEMs stellt gleichzeitig die Elektrode für das Beschleunigungspotenzial zwischen den CEMs dar. Diese Elektrode ist mit den Aperturblenden (b) elektrisch verbunden. Diese sind zur Homogenisierung des elektrischen Beschleunigungsfeldes, sowie als Teilchenblende vorgesehen und haben einen Durchmesser von 2 mm (siehe



**Abbildung 5.5:** Doppel-CEM Montage in Kupferrahmen: a) CEM, b) Blende und Beschleunigungselektrode, c) vordere Gainkanalelektrode, d) hintere Gainkanalelektrode, e) Absaugelektrode, f) Montagerahmen, g) Gewindestangen, h) Ablenkelektroden. Rot eingezeichnet sind die freien Strahlengänge.

technische Zeichnungen im Anhang).

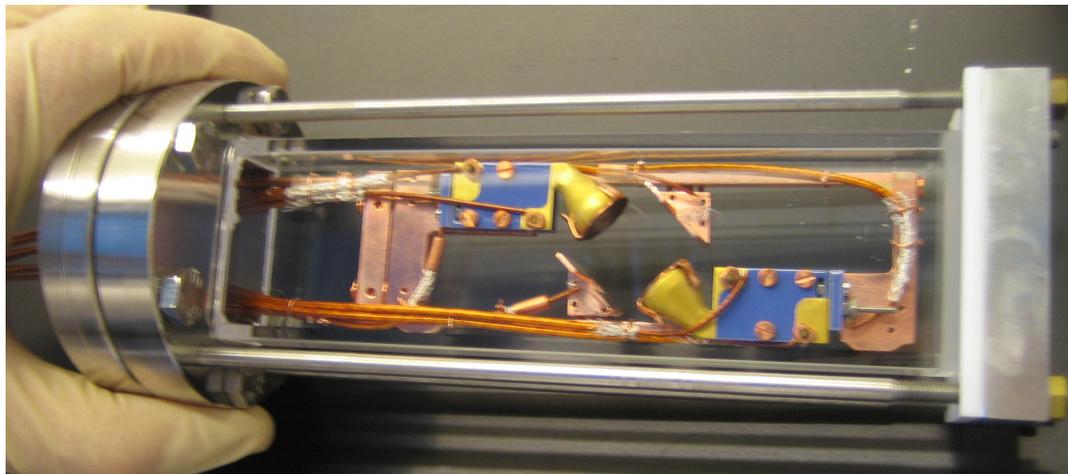
Zwischen den Goldkontakten ist eine isolierende blaue Keramikschicht aufgebracht, die die Isolation der drei Montageschrauben sicherstellt. Die Absaugelektrode des CEMs ist über ein Metallgewinde und eine isolierende Keramikplatte am Ende des CEMs angebracht (e). An diesem Gewinde wird das 50  $\Omega$  Kabel für die CEM-Signale angebracht. Die CEMs werden an einem Kupferrahmen befestigt (f), der über zwei Montagegestangen (g) an der Vakuumapparatur elektrisch leitend angebracht ist. Somit ist das elektrische Potenzial des Montagerahmens gleich dem des Vakuumaufbaus, der auf Erdpotenzial sitzt. Dieser Sachverhalt ist für spätere Betrachtungen der Spannungsfestigkeit des Aufbaus wichtig.

Das Ionisationsvolumen befindet sich zwischen den beiden Beschleunigungselektroden (b). Damit eine Koinzidenzmessung durchgeführt werden kann, müssen die beiden CEM-Aperturen genau aufeinander ausgerichtet sein. Die Eingangsaperturen müssen einen Kreuzungspunkt ihres 'Blickfeldes' besitzen, d.h., es muss eine Verbindungslinie zwischen dem Ionisationsvolumen und dem Inneren der CEMs durch beide Blenden bestehen. Bei einer falschen Ausrichtung am Ionisationsvolumen vorbei könnte anderfalls nur einer der CEMs, ein Signal detektieren. Die Position der CEM-Aperturen in der Ebene des Montagerahmens ist durch den Rahmen selbst festgelegt.

Die genaue Position der CEMS in dieser Ebene kann aufgrund von Toleranzen bei der Montage etwas schwanken. Um das zu kompensieren sind zwei

Ablenkelektroden (h) in der Ebene des Montagerahmens eingebracht. An diese Elektroden kann jeweils ein elektrisches Potenzial angelegt werden und somit das elektrische Beschleunigungsfeld der CEMs beeinflusst werden. Dadurch können kleine Korrekturen an den Auftreffpunkten von Elektron und Ion vorgenommen werden und die Detektionseffizienz optimiert werden.

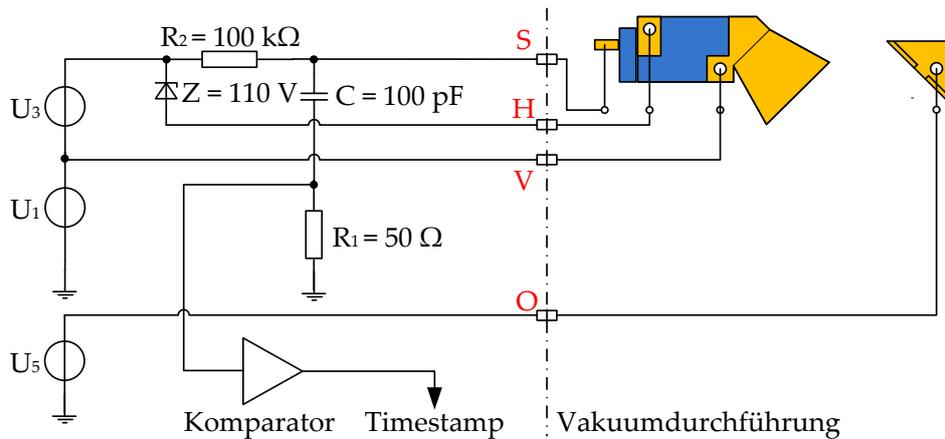
Über die Position des Ionisationsvolumens zwischen den Beschleunigungselektroden (b) kann zum einen das Verhältnis der Teilchenenergien entsprechend den Gleichungen 5.1 eingestellt werden. Diese Einstellmöglichkeit ist allerdings eng begrenzt, da die Kühl-, Fallen-, Präparations- und Auswertestrahlen bedingt durch Abschattungseffekte nur in einem kleinen Bereich verschoben werden können (vgl. Strahlengänge in Abbildung 5.5).



**Abbildung 5.6:** Doppel-CEM in der Glaszelle mit Halterahmen und Doppelflansch. Die Zuleitungskabel sind mit Kupferdraht am Rahmen befestigt, die Litzen sind mit den Kontaktierungsbohrungen verdrillt.

Der Anschluss der notwendigen Spannungen an das CEM erfolgt jeweils über eine vierfach  $50 \Omega$  hochspannungsfeste Vakuumdurchführung. Die erforderlichen Potenziale werden aus drei Spannungsversorgungen pro CEM erzeugt. In Abbildung 5.7 ist der Anschlussplan der CEMs für das obere CEM im Aufbau aufgezeigt. Die roten Buchstaben (S, H, V, O) entsprechen der Bezeichnung auf der Apparatur, die Nummerierung der Spannungsversorgungen entspricht ebenfalls der des Aufbaus. Die Zuleitungskabel werden über dünne Kupferdrähte am Rahmen befestigt. Die Enden der Kabel werden durch Bohrungen an den jeweiligen Anschlussstellen gefädelt und zur Befestigung verdrillt (siehe Abbildung 5.6).

Die Spannungsquelle  $U_1$  erzeugt das Potenzial der Beschleunigungselektro-



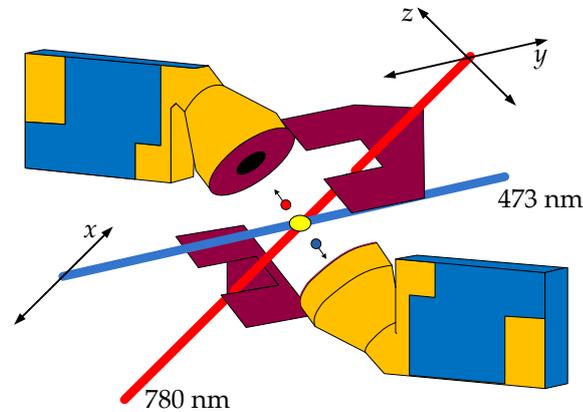
**Abbildung 5.7:** Anschlussplan des oberen CEMs mit den auf der Apparatur verwendeten Bezeichnungen. Über eine Zenerdiode Z wird die Absaugspannung aus der Gainspannung  $U_3$  gebildet.  $U_1$  legt das Potenzial der oberen Beschleunigungselektrode fest. Das Signal der Absaugelektrode ist kapazitiv von den DC-Spannungen entkoppelt.

de gegenüber dem Erdpotenzial. Die Gainspannung wird durch ein potenzialfreies Hochspannungsnetzteil erzeugt. Somit kann die Gainspannung unabhängig von der Beschleunigungsspannung eingestellt werden. Zudem verfügt das Netzteil für die Gainspannung über eine Strombegrenzung bzw. -abschaltung. Bei sehr hohen Zählraten, die das CEM beschädigen könnten, steigt der erforderliche Gleichstrom der Gainspannungsversorgung. Das Potenzial für die Absaugelektrode des CEMs wird durch eine Zenerdiode mit einer Durchbruchspannung von 110 V erzeugt. Durch den Einsatz einer Zenerdiode bleibt die Absaugspannung näherungsweise unabhängig von der Gainspannung konstant.

Der aus der Absaugelektrode austretende Strompuls ist kapazitiv von der DC-Spannung entkoppelt. Der transiente CEM-Puls wird mit dem Kondensator über einen 50  $\Omega$  Widerstand abgegriffen und dem Komparator zugeführt, der das Signal für die Timestamp- oder Zählerkarte aufbereitet. Die Timestampkarte speichert die Zeitpunkte von eingehenden Pulsen auf mehreren Kanälen mit hoher zeitlicher Auflösung.

Mit der dritten Spannungsquelle  $U_5$  kann das Potenzial der Ablenkelektrode direkt eingestellt werden. Der Anschlussplan für das untere CEM ist identisch, lediglich die Nummerierung der Spannungsquellen muss jeweils um 1 auf  $U_2$ ,  $U_4$ ,  $U_6$  erhöht werden. Die beiden CEMs werden elektrisch somit völlig unabhängig voneinander betrieben.

### Ionisationsoptik zur Charakterisierung des Doppel-CEMs

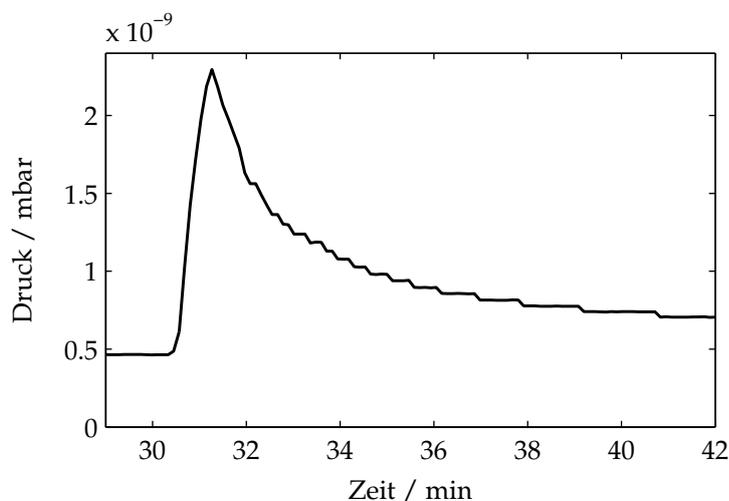


**Abbildung 5.8:** Mittels zweier Laser kann der zweistufige Ionisationsprozess durchgeführt werden. Für die Charakterisierung des Doppel-CEMs werden die beiden Laser gekreuzt und können automatisiert in den eingezeichneten Richtungen verfahren werden.

Um Ionisationsversuche an dem Aufbau durchzuführen, werden zwei Laserstrahlen (780 nm und 473 nm) an einem Punkt zwischen den CEMs gekreuzt. Mit dem infraroten Diodenlaser bei 780 nm, der mittels dopplerfreier Spektroskopie mit einer Rubidium Gaszelle frequenzstabilisiert ist, wird das Rubidium zunächst angeregt und kann dann mit dem Licht des blauen, diodengepumpten Nd:YAG Festkörperlaser bei 473 nm ionisiert werden. Durch einen akusto-optischen Modulator (AOM) in Doppelpass-Anordnung kann die genaue Frequenz des Lasers in Bezug auf die ausgewählte Spektroskopielinie verschoben werden. Beide Laser können über die AOMs zudem geschaltet und in ihrer Intensität eingestellt werden.

Die Laser werden in entsprechende monomodige Glasfasern eingekoppelt, wobei die Laserleistungen vor Eintritt in die Vakuumglaszelle, bei guter Justage der Laser und der Fasereinkopplung, 8 mW für den 780 nm - und 25 mW für den 473 nm Laser erreichen. Das Laserlicht wird durch einen Faserkollimator zunächst kollimiert und dann über eine Linse fokussiert. Die Strahltaillen liegen am Ionisationspunkt bei ca. 50  $\mu\text{m}$  für den roten Laser und bei mehreren  $\mu\text{m}$  für den blauen Laser. Die Leistungsdichte des roten Lasers liegt bei Weitem jenseits der Sättigungsdichte der relevanten  $^{87}\text{Rb}$  Übergänge, die im Bereich einiger  $\text{mW}/\text{cm}^2$  liegen [8].

Die Laserstrahlen können mittels dreier Schrittmotoren in den Richtungen



**Abbildung 5.9:** Erreichbarer Restdruck und Druckverlauf bei einschalten des Rb-Dispensers. Bei Minute 31 wird der Dispenserstrom von 2,75 A auf 7 A erhöht und konstant gehalten. Die Messdaten wurden mit der Ionen-Getter-Pumpe aufgezeichnet und mit der Drucksonde verglichen.

$x, y, z$  verfahren werden (vgl. Abbildung 5.8). Die Schrittmotoren werden von einer PC-Steuerkarte getrieben was eine Automatisierung der Messung erlaubt. Dadurch lässt sich eine Schnittebene parallel zur Apertur der CEMs mit dem Ionisationsvolumen abfahren. In  $z$ -Richtung kann der blaue Laser händisch verfahren werden.

## 5.2 Experimenteller Nachweis von $^{87}\text{Rb}$ Ionisationsfragmenten

### 5.2.1 Charakterisierung des Aufbaus

#### Vakuumpdruck

Der Restdruck des Vakuumaufbaus spielt für die Verweildauer des Atoms in der Falle eine wichtige Rolle. Lässt man den Aufbau mit der Ionen-Getter-Pumpe nach dem Ausheizen mehrere Tage laufen, so stellt sich ein stabiler Druck von ca.  $5 \cdot 10^{-10}$  mbar ein. Der Druck steigt beim Einschalten des Rubidiumdispensers schlagartig an und fällt anschließend je nach Dispenserstrom auf einen stabilen Wert von unter  $1 \cdot 10^{-9}$  mbar ab. Grund für den Anstieg ist die Erwärmung des Dispenser und damit das Abdampfen von angelagerten Restgas- und Wassermolekülen. Abbildung 5.9 zeigt den Verlauf des Drucks

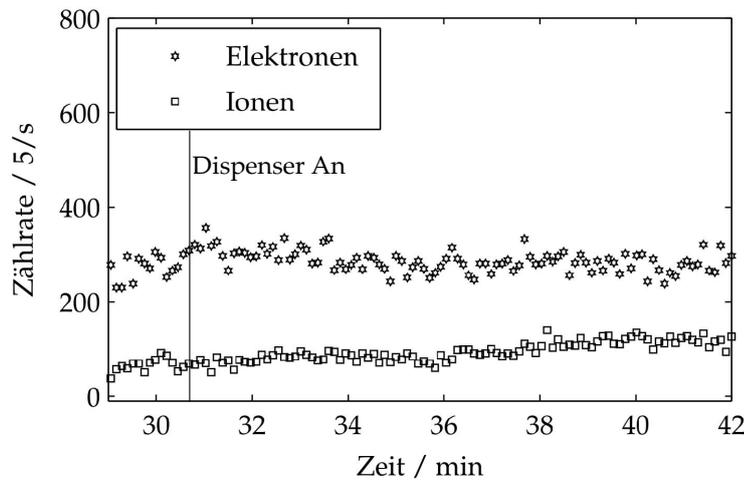
beim Einschalten des Dispensers. Der Druckverlauf wurde mit einem Ausgang des Treibers der Ionen-Getter-Pumpe aufgezeichnet (siehe Anhang). Vor dem Einschalten wurde der Aufbau über 10 Tage bei einem Dispenserstrom von 2,75 A betrieben und zeigt einen stabilen Druck von  $0,46 \cdot 10^{-10}$  mbar. Bei diesem Strom werden noch keine Rb-Atome abgegeben. Nach Erhöhung des Stromes auf 7 A steigt der Druck auf  $2,2 \cdot 10^{-9}$  mbar an. Eine Vergleichsmessung mit der Ionisations-Drucksonde ergibt hier einen Spitzenwert von  $2,0 \cdot 10^{-9}$  mbar. Ein stabiler Druckwert von  $5,0 \cdot 10^{-10}$  mbar, der nur unwesentlich über dem mit ausgeschaltetem Dispenser liegt, ergibt sich zwei Stunden nach dem Anschalten des Dispensers.

### Dunkelzählrate

Ein Channel-Electron-Multiplier kann extrem kleine Dunkelzählraten  $N_{D,i}$ ,  $N_{D,e}$  im Bereich von 0,1 pro Sekunde erreichen [31, 41]. Es gibt eine Reihe von Ursachen, die diese Dunkelpulsrate erhöhen können. Eine Ursache für die hohe Dunkelzählraten ist das Eindringen von nicht gewünschten geladenen Teilchen in die CEM-Apertur. Diese können zum Beispiel durch den Photoeffekt erzeugte freie Elektronen sein, oder direkt in die Apertur eintretendes Streulicht. Die Empfindlichkeit der CEMs für Photonen mit Wellenlängen über dem des fernen UV Bereichs ist zwar gering [31], allerdings ist bei hohen Lichtintensitäten im sichtbaren Spektralbereich dennoch ein deutlicher Anstieg der Zählraten erkennbar.

Des weiteren können Störsignale durch elektromagnetische Interferenz auf die Signalleitung des CEMs koppeln, die dann bei geeigneter Amplitude die Schaltschwelle des Komparators überschreiten und damit gezählt werden. Verursacht werden können diese Störsignale beispielsweise durch nahe gelegene Schaltnetzteile oder elektrischen Motoren. Dem kann bedingt durch die Schirmung der Signalleitungen begegnet werden.

Die Dunkelzählrate im Versuchsaufbau liegt zwischen ca. 30/s für den Ionenkanal bzw. 120/s für den Elektronenkanal und bis zu 200/s für den Ionenkanal bzw. 2000/s für den Elektronenkanal, nach einer Betriebsdauer von ca. 4 Monaten. Der genaue Wert der Dunkelzählrate schwankte dabei, abhängig von vorangegangenen Experimenten. Diese Zählraten sind deutlich höher, als die prinzipiell mit den CEMs erreichbaren Werte. Um dem Sachverhalt auf den Grund zu gehen wurden einige Einflussgrößen systematisch untersucht.

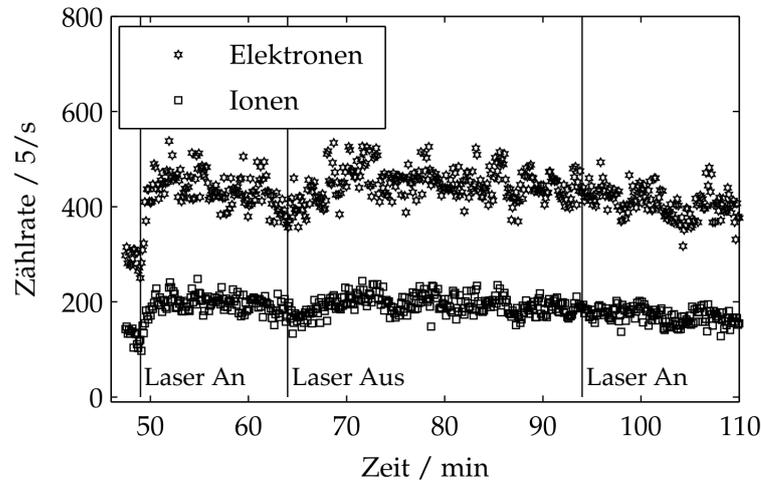


**Abbildung 5.10:** Verlauf der Ionen und Elektronenzählrate während des Anschaltens des Rubidium-Dispensers aus Abbildung 5.4. Es zeigt sich keine Korrelation zwischen dem Dispenserstrom oder Kammerdruck und der Dunkelzählrate.

Zunächst wurde der Aufbau 10 Tage abgedunkelt und sämtliche Laser abgeschaltet, sowie der Rubidium-Dispenser bei 2,75 A betrieben, so dass kein Rubidium abgegeben wurde. Der Druckverlauf beim Anschalten des Dispensers ist in Abbildung 5.9 gezeigt. Die Zeitachse ist dieselbe wie in Abbildung 5.10, in der die Zählraten in einem 5 Sekunden Intervall über der Zeit aufgetragen sind. Zwischen den beiden Graphen zeigt sich keine Korrelation, so dass eine Abhängigkeit der Dunkelzählrate vom Kammerdruck, bzw. von Rubidiumgas vernachlässigbar scheint.

In einer weiteren Untersuchung wurde der Vermutung nachgegangen, dass vom Rubidiumdispenser nicht nur neutrale Atome emittiert werden, sondern auch ionisiertes Rubidium und Elektronen, die dann möglicherweise in die Detektoren gelangen und zu Dunkelpulsen führen. Um diesen Einfluss zu untersuchen wurde ein Potenzial von 750 V an den Rubidiumdispenser angelegt. Niederenergetische geladene Teilchen würden somit entweder eingefangen oder abgelenkt. Auch hier ergab sich unabhängig von der Polarität des Potentials keine nennenswerte Veränderung der Dunkelzählraten. Zudem müsste die Dunkelzählrate dann vom Dispenserstrom abhängen.

Die Abhängigkeit der Dunkelzählraten von den Ionisationslasern ist aufgrund der grundsätzlichen Empfindlichkeit der CEMs auf Photonen naheliegend. Dabei erwartet man aufgrund der erwähnten Wellenlängenabhängigkeit

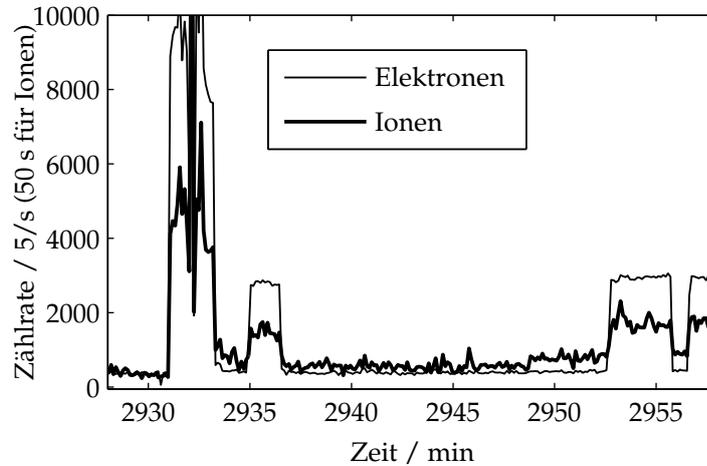


**Abbildung 5.11:** Zählraten vor und nach dem Anschalten des 780 nm Ionisationslasers, beim eingeschalteten Rb-Dispenser. Zur Verdeutlichung des Einschaltzeitpunktes ist eine vertikale Linie eingezeichnet.

einen geringeren Einfluss des roten 780 nm Lasers gegenüber dem blauen 473 nm Ionisationslaser. Die Messung aus Abbildung 5.10 wurde fortgesetzt, indem bei eingeschaltetem Rb-Dispenser (Dispenserstrom = 7 A) der rote Laser mit einer Leistung von 1,4 mW, gemessen vor der Glaszelle, eingeschaltet wurde. Der Verlauf der Zählraten ist in Abbildung 5.11 gezeigt. Der genaue Einschaltzeitpunkt ist zur besseren Sichtbarkeit mit einer Linie markiert. Bei der zweiten Linie wurde der Laser wieder ausgeschaltet um bei der dritten Linie wieder eingeschalten zu werden.

Beim ersten Einschalten des Lasers ergibt sich ein Anstieg der Zählrate von ca. 50%, die allerdings nach abschalten des Lasers bei Minute 64 nicht wieder auf den ursprünglichen Wert zurückgeht. Lediglich ein kleiner Einbruch kann vermutet werden. Beim abermaligem Einschalten bei Minute 94 scheint der Verlauf völlig unabhängig vom Laser zu sein.

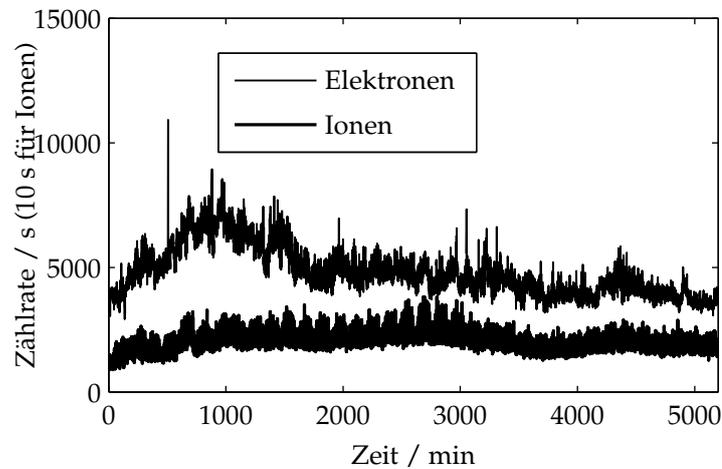
Klare Korrelationen ergeben sich allerdings für den blauen Laser. Dieser wurde zwei Tage später bei unverändertem Aufbau angeschaltet. Die Zählrate nimmt zunächst sehr hohe Werte an (Abbildung 5.12), worauf der Laser kurz abgeschaltet wurde (Einbruch bei Minute 2932) und dann wieder kurz angeschaltet wurde. Nach Reduzierung der Leistung, nach der Ionenzählrate um ca. 1/3, auf ein Niveau bei dem die Zählrate innerhalb des spezifizierten Bereichs der CEMs liegt, wurde der Laser wiederum für einige Minu-



**Abbildung 5.12:** Verlauf der Ionen und Elektronenzählrate während des Anschaltens des blauen Lasers. Es zeigt sich eine starke Abhängigkeit der Zählraten vom 473 nm Ionisationslaser.

ten angeschaltet. Es ergibt sich eine eindeutige Korrelation der Zählrate mit der Leistung des blauen Lasers. Interessant ist dabei, dass die Zählraten für Elektronen und Ionen nicht gleichermaßen ansteigen. Welches CEM für Ionen und welches für Elektronen empfindlich ist ergibt sich aus der Polung der Beschleunigungsfelder mittels der Spannung  $U_{AB}$ . Führt man den Anstieg der Zählraten auf die Empfindlichkeit der CEMs gegenüber den blauen Photonen zurück so stellt sich die Frage, wieso der Anstieg der Zählrate nicht bei beiden Detektoren vergleichbar hoch ist. Eine Erklärung wäre, dass das Streulicht in der Glaszelle nicht beide CEMs in gleichem Maße trifft. Interessanterweise ergibt sich allerdings eine ebenfalls um einen Faktor 10 höhere Zählrate für Elektronen, wenn man die Rolle der CEMs vertauscht, also das Vorzeichen von  $U_{AB}$  umkehrt.

Das lässt möglicherweise darauf schließen, dass Photoelektronen, die durch das blaue Laserlicht ausgelöst werden Ursache der hohen Elektronenzählraten sind. Die Oberflächen, die sich in der Nähe der CEM Aperturen befinden sind entweder aus Kupfer (Halterahmen, Ablenkplatten, Apertur - vgl. Abbildung 5.5), oder aus Glas (Glaszelle). Die Austrittsarbeit von Kupfer liegt bei 4,6 eV, so dass Elektronen von den blauen Photonen nicht direkt ausgelöst werden können. Möglicher Kandidat für den Photoeffekt wäre Rubidium, das als einzelnes Atom zwar eine Ionisierungsenergie aufweist, die oberhalb der Energie des 473 nm Lasers von 2,6 eV liegt, als Metall jedoch eine Austrittsarbeit von



**Abbildung 5.13:** Verlauf der Zählrate der CEMs bei völliger Verdunkelung der Glaszelle und abgeschalteten Lasern. Der Druck lag konstant bei  $6,5 \cdot 10^{-10}$  mbar  $\pm 0,5 \cdot 10^{-10}$  mbar.

2,16 eV zeigt. Die Dispenser emittieren über ihre Lebensdauer ca. 5 mg Rubidium. Verteilt über die Innenfläche der Vakuumanlage (ca.  $1 \text{ m}^2$ ) lagert sich somit, bei einer Gitterkonstanten von 0,56 nm, eine etwa 5,6 nm starke Rubidiumsicht auf den Oberflächen an (homogene Verteilung vorausgesetzt). Das könnte erklären, warum ein neu in Betrieb genommener Aufbau eine Dunkelzählrate von ca. einer Größenordnung weniger aufweist und weitgehend unabhängig von der Laserstrahlung, sowie dem Hintergrundlicht ist (Dunkelzählrate 14/s bzw. 8/s). Eine Bestätigung dieser Vermutung steht jedoch noch aus.

Eine Beobachtung, die sich mittels eines direkten Ausschlagens von Elektronen durch Photonen nicht erklären lässt, ist die Abhängigkeit der Dunkelzählrate von der vorangegangenen Verwendung des Aufbaus. Es konnte beobachtet werden, dass insbesondere der lang anhaltende Betrieb des blauen Ionisationslasers über mehrere Tage zu einem Anstieg der Dunkelzählrate führt, die nach Abschalten der Laser und völliger Verdunkelung der Glaszelle über mehrere Tage anhält. Zudem schwankt der Verlauf der Dunkelzählraten in diesem Zustand. Abbildung 5.13 zeigt die Messung der Dunkelzählraten bei völliger Verdunkelung der Glaszelle über knapp zwei Stunden nach einer kontinuierlichen Verwendung des 473 nm Lasers (die Ionenzählrate ist für eine bessere Darstellung um einen Faktor 10 skaliert). Der Druck sowie sämtliche anderen Betriebsparameter werden während dieser Messung konstant gehalten.

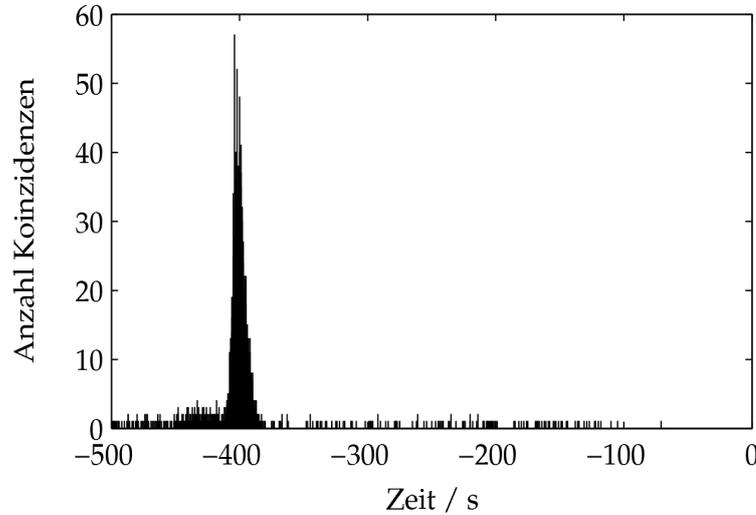
ten. Man erkennt die, gegenüber Abbildung 5.10, in der der Aufbau nach einer Ruhephase vermessen wurde, deutlich erhöhte Dunkelzählrate. Dabei ist die Ionenzählrate weitgehend konstant und ca. um einen Faktor 20 geringer als die Elektronenzählrate.

## 5.2.2 Koinzidenzmessungen

Um zu überprüfen, ob tatsächlich Ionen aus dem Ionisationsvolumen nachgewiesen werden, oder ob es sich bei den Messungen um Dunkelpulse handelt, kann eine Koinzidenzmessung durchgeführt werden. Bei dieser Messung wird mittels eines Oszilloskops oder einer Timestampkarte der Zeitpunkt des Auftretens der Pulse beider Kanäle genau gemessen und gespeichert. Aus den so erhaltenen Daten lassen sich dann Korrelationen zwischen den beiden Kanälen ermitteln. Sind Pulse durch die Ionisation von Rubidium im Kreuzungspunkt der genannten Laserstrahlen verursacht, so kommt es zu einer Korrelation von Elektronen- und Ionenzeitstempeln bei einem Versatz der gerade der Flugzeit des Ions minus der des Elektrons entspricht. Triggert man auf eines der beiden Signale (in diesem Fall Ionen) und histogrammiert die zeitlichen Abstände der Signale des anderen Kanals zum Triggerzeitpunkt, so ergibt sich ein Histogramm mit einem Maximum beim Zeitpunkt  $T_{F,e} - T_{F,i}$ , der gerade der Differenz der Flugzeiten entspricht.

Das Ergebnis einer derartigen Messung mittels Timestampkarte ist in Abbildung 5.14 für eine Beschleunigungsspannung von 3,0 kV gezeigt. Bei  $-400.6 \text{ ns} \pm 5.9 \text{ ns}$  ist der deutliche Korrelationspeak zu sehen. Die Ergebnisse der Flugzeit aus dem theoretischen Model sind  $\{U_{AB} = 3,0 \text{ kV}, T_F = -445$ , wobei die Zeit für einen Aperturabstand von 15,7 mm bei mittiger Positionierung des Ionisationsvolumens entsprechend Gleichung 5.6 berechnet wurde. Die Differenz zwischen Theorie und Experiment kann durch einen leichten Versatz der gemessenen Ionisationsebene von der Mittenposition erklärt werden (vgl. Abbildung 5.2).

Mit der Koinzidenzmessung an Ion-Elektron-Paaren lassen sich unter gewissen Voraussetzungen die absoluten Detektionseffizienzen des Aufbaus bestimmen. Geht man davon aus, dass die Effizienz des Elektronen-CEMs für den Nachweis eines Elektrons  $\eta_e$ , die des Ionen-CEMs  $\eta_i$  ist, dann ergibt sich für die Anzahl der gemessenen Ereignisse in einem Zeitintervall  $C_e = \eta_e \cdot N_e$ , bzw.  $C_i = \eta_i \cdot N_i$ . Hier ist  $N_{e/i}$  die Anzahl der im Zeitintervall entstande-



**Abbildung 5.14:** Histogramm der Ereignisse des Elektronenkanals bei Triggerung auf den Ionenkanal bei eingeschalteter Ionisation. Der Peak bei -401 ns entspricht der Flugzeitdifferenz von Ion zu Elektron bei einer Beschleunigungsspannung von 3,0 kV.

nen Elektronen bzw. Ionen. Die Dunkelzählrate  $C_{e,\text{ges}}^{\text{D}}$  kann man sich in einem einfachen Modell als aus zwei Teilen zusammengesetzt vorstellen. Zum einen entsteht sie durch das Eintreten von Elektronen  $N_{e,A}^{\text{D}}$  in die Apertur, die nicht zum eigentlichen Ionisationsereignis gehören. Zum anderen besteht sie aus einem Anteil  $C_e^{\text{D}}$ , der durch Hintergrundstrahlung [31], Photonen der Laser, etc. hervorgerufen wird  $C_e^0$ . In einem detaillierten Modell müssen Effekte wie die Abhängigkeit der Effizienz von der Zählrate selbst, sowie Änderung an der elektrischen Feldverteilung während der Messung berücksichtigt werden. Letztere können zum Beispiel durch das Absetzen von Ladungen auf der Oberfläche der Glaszelle entstehen. Die gesamte Zählrate ergibt sich damit zu  $C_e = \eta_e \cdot N_e + \eta_e \cdot N_{e,A}^{\text{D}} + C_e^{\text{D}}$ , für Ionen entsprechend  $C_i = \eta_i \cdot N_i + \eta_i \cdot N_{i,A}^{\text{D}} + C_i^{\text{D}}$ .

Wie in Abbildung 5.11 zu sehen, ergibt sich durch das Abschalten des roten Ionisationslasers bei 780 nm nur eine sehr geringe Änderung der Dunkelzählrate. Die Ionisation von Rubidium wird dabei jedoch vollständig unterbrochen. Das erlaubt es prinzipiell, durch kurzzeitiges Ausschalten dieses Lasers, näherungsweise die Dunkelzählrate  $C_{e,\text{ges}}^{\text{D}}$  und  $C_{i,\text{ges}}^{\text{D}}$  zu einem gewissen Zeitpunkt zu bestimmen. Aus der Kenntnis der Dunkelzählrate lässt sich dann mit einer Koinzidenzmessung die Effizienz der Detektoren bestimmen. Dazu wird zunächst aus den Messraten mit und ohne rotem Laser die Anzahl der

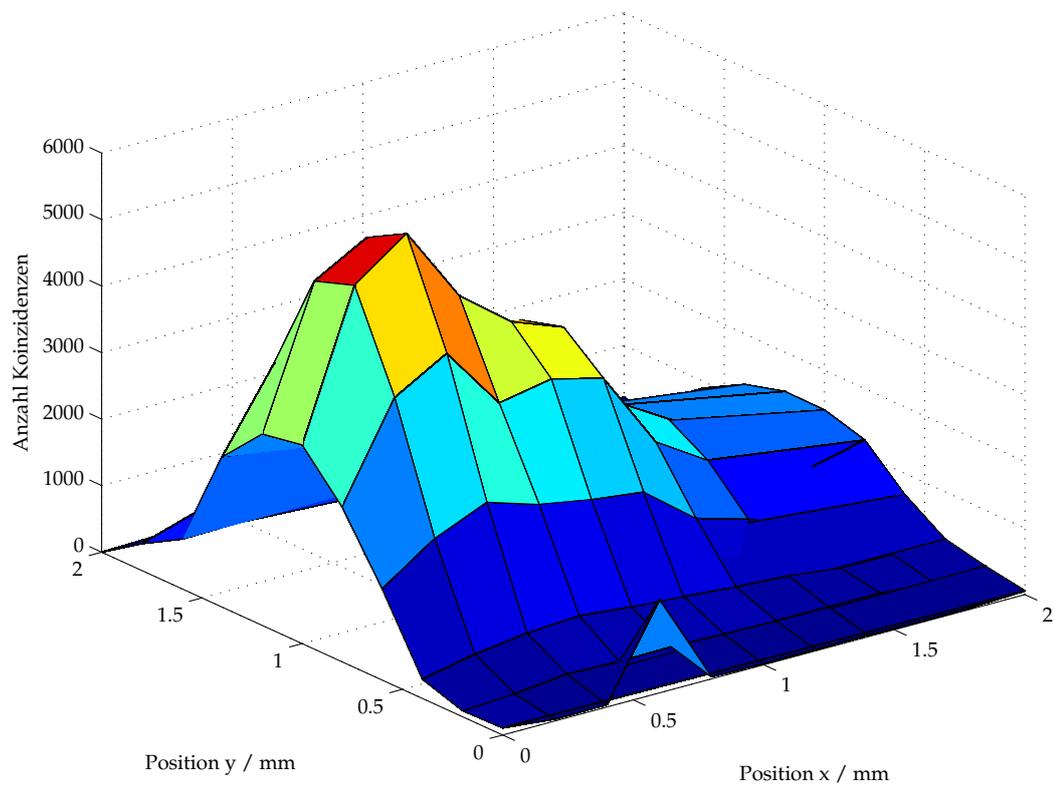
Elektronen, bzw. Ionen bestimmt. Die Zählrate für Koinzidenzen ist gegeben durch  $C_K = \eta_e \eta_i \cdot N_p$  wobei  $N_p$  die Anzahl der Paare ist. Die Effizienz der Einzeldetektoren ergibt sich dann zu  $\eta_i = C_K / (C_e - C_{e,ges}^D)$ , bzw.  $\eta_e = C_K / (C_i - C_{i,ges}^D)$ . Aus den vorliegenden Messdaten konnte die Effizienz aufgrund der hohen Dunkelzählrate allerdings nur unzureichend abgeschätzt werden. Durch eine hohe Dunkelzählrate im Vergleich zur Koinzidenzrate ergibt sich bei der Bestimmung der Effizienzen eine große Unsicherheit. Das Ergebnis für die Ioneneffizienz in einem Betriebspunkt mit niedriger Dunkelzählrate beträgt  $0,56 \pm 0,78$ , für die Elektroneneffizienz erhält man  $6,7 \pm 10,0$ . Zur genauen Bestimmung sind noch längere Messreihen notwendig, wobei der blaue Laser nur sehr kurz betrieben werden sollte um die Dunkelzählrate gering zu halten.

### 5.2.3 Erste Rastermessungen

Erste Ergebnisse der Rastermessungen sind in Abbildung 5.15 gezeigt. Hier wurde über eine Fläche von  $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$  in der  $xy$ -Ebene parallel zu den Aperturen mit einer Auflösung von  $0,2 \text{ mm}$  gescannt. Der Scan zeigt einen Schnitt parallel zu den Aperturen der CEM Detektoren. Im Überlappungsbereich der Blendenöffnungen - der "Blickrichtungen" der beiden CEM Eingänge treffen jene Ionen auf das Ionen-CEM, dessen zugehöriges Elektron gerade auf den gegenüberliegenden Detektor getroffen ist und erzeugen somit eine Koinzidenz. Dazu muss die elektrische Feldlinie des Beschleunigungsfeldes durch die Aperturöffnung beider CEMs, sowie das Ionisationsvolumen verlaufen.

Der Durchmesser des Bereichs in dem eine nennenswerte Koinzidenzrate auftritt ist ca.  $1 \text{ mm}$ . Dieser Durchmesser ist deutlich kleiner als die Apertur der CEMs, die bei  $2 \text{ mm}$  liegt. Dies deutet darauf hin, dass sich die beiden "Blickrichtungen" der CEMs noch nicht gut überlappen. Dem könnte begegnet werden, indem die Ablenkspannungen entsprechend angepasst werden.

Die Ergebnisse zeigen, dass mit dem Doppel-CEM Aufbau das Ion mit seinem zugehörigen Elektron aus einer Ionisation von Rubidium in Koinzidenz nachgewiesen werden kann und damit der experimentelle Nachweis von Ionisationsfragmenten des Rubidiumatoms gelingt. Die hohe Dunkelzählrate, die nach den vorausgegangenen Untersuchungen maßgeblich durch den  $473 \text{ nm}$  Laser verursacht wird, stört die Auswertung der Effizienzen und verschlechtert das Signal- zu Rauschverhältnis. Diese Probleme können durch den gepulsten Einsatz des blauen Lasers abgemildert werden, so dass in Kombinati-



**Abbildung 5.15:** Erste Rastermessungen in einer Ebene mittig zwischen Elektronen- und Ionen-CEM. Gezeigt ist die Koinzidenzrate in Abhängigkeit von der Position des Ionisationsvolumens in der Ebene.

on mit der nachgewiesenen Koinzidenzmessung die Anforderungen, die das zustandsselektive Nachweisverfahren stellt erfüllt werden können.

# Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit hatte den Aufbau einer Detektionsanordnung für Ionisationsfragmente zum Gegenstand. Diese Anordnung ist Teil eines Experiments, welches mittels Messungen an zwei entfernten, verschränkten Atomen eine Verletzung der Bell'schen Ungleichung nachweisen soll. Für die Vermessung des ersten Atoms wurde ein vergleichbarer Detektionsaufbau bereits implementiert.

Eine zustandsselektive Ionisation erzeugt ein freies Elektron-Ion-Paar für eine ausgewählte kohärente Überlagerung der entarteten Zustände  $5^2S_{1/2}, m_F = \pm 1$  des  $^{87}\text{Rb}$ . Weist man das Elektron oder das Ion im Detektor nach, ist somit der Rückschluss auf den Zustand des Atoms möglich.

In dieser Arbeit wurde der für den Ionisationsnachweis notwendige experimentelle Aufbau erstellt. Das Rubidium wurde von entsprechenden Dispensern in der Vakuumapparatur bereitgestellt. Erste Messungen an dem Aufbau wurden mittels eines gekreuzten Laserpaares, bestehend aus einem 780 nm Laser und einem 473 nm Laser durchgeführt. Durch das Laserpaar wird eine zweistufige Ionisation von  $^{87}\text{Rb}$  ermöglicht. Der zweistufige Prozess erlaubt es, ein kleines Ionisationsvolumen im Kreuzungspunkt der beiden Strahlen zu erzeugen, welches als Teilchenquelle für die Charakterisierung des Aufbaus verwendet werden kann. Durch ein automatisiertes Verschieben der Laserstrahlen und damit des Ionisationsvolumens zwischen den Detektoren kann die Detektionsanordnung vermessen werden. Die Auftreffzeitpunkte der Teilchen werden mit einer Timestampkarte festgehalten.

Durch den Nachweis beider Teilchen kann die Detektionseffizienz der Anordnung gegenüber dem Einzeldetektor erhöht werden. Aus den vom Hersteller angegebenen Werten der Detektoren kann eine theoretische Detektions-

effizienz von 97% abgeleitet werden. Der Nachweis der Ions, bzw. Elektrons erfolgt in so genannten Channel-Electron-Multipliern (CEM). Dazu werden die Ionisationsfragmente mittels einer Absaugspannung auf die sich gegenüber stehenden CEMs beschleunigt und dort zu einem makroskopischen Strompuls gewandelt. Dieser kann mit Standardelektronik innerhalb weniger 10 ns nachgewiesen werden.

Das Histogramm der Zeitdifferenzen der beiden Kanäle zeigt einen klaren Peak, wenn die Ionisation eingeschaltet ist. Dieser Peak entspricht der Korrelation zwischen den Auftreffzeitpunkten von Ion und Elektron. Aus der Position dieses Peaks auf der Zeitachse lässt sich die Flugzeit der Teilchen zwischen der Detektion ermitteln. Die Ergebnisse der Flugzeitmessungen stimmen gut mit denen eines einfachen Modells überein, das lediglich die nichtrelativistische Beschleunigung von geladenen Teilchen im homogenen elektrischen Feld beschreibt. Die erreichbaren Flugzeiten, die nennenswert zur Detektionsdauer beitragen, liegen bei ca. 400 ns und werden maßgeblich von der Flugzeit des Ions bestimmt.

Aus den Korrelationsdaten kann, zusammen mit einer zeitaufgelösten Messung der Dunkelzählrate, die absolute Effizienz der Detektoren prinzipiell bestimmt werden. Aus den vorliegenden experimentellen Daten konnte die Effizienz jedoch noch nicht sinnvoll ermittelt werden. Hierfür sind noch umfangreichere Messreihen notwendig.

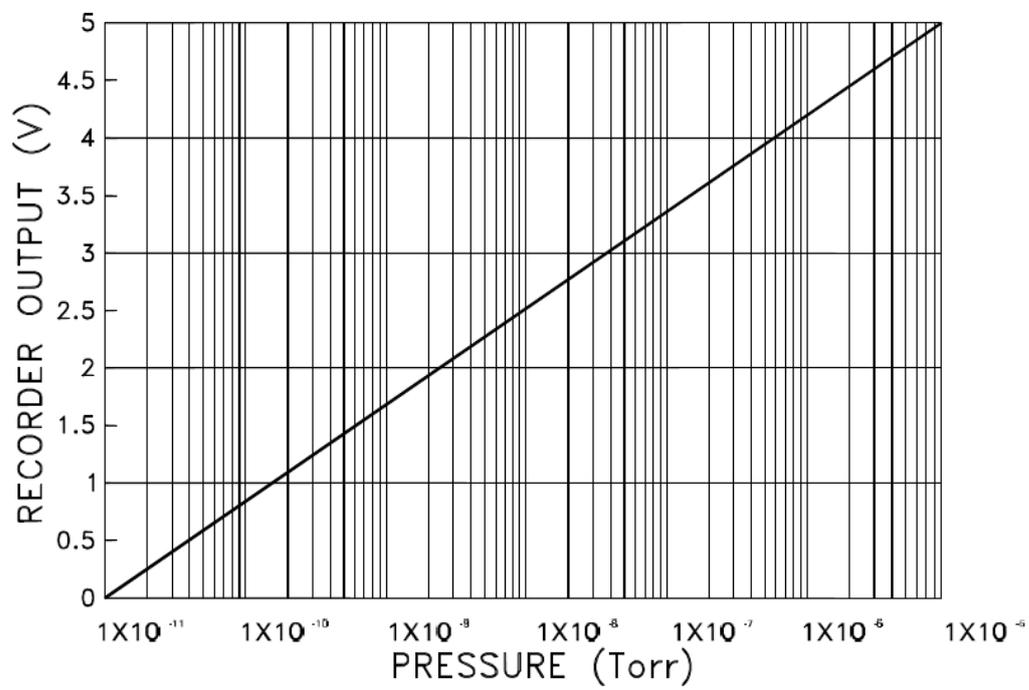
Die Dunkelzählrate des Aufbaus konnte Werte von ca. 14/s für den Elektronenkanal, sowie 8/s für den Ionenkanal erreichen. Diese Zählrate wird durch Streulicht des blauen Ionisationslasers jedoch enorm verschlechtert, da die Detektoren eine hohe Empfindlichkeit für UV-Licht aufweisen, die eine geringe Restempfindlichkeit für das 473 nm Licht ergibt. Als größeres Problem stellt sich allerdings die Verschlechterung der Dunkelzählrate bei konstantem Betrieb des blauen Lasers dar. Nach mehrtägigen Messungen mit angeschaltetem Laser steigt die Dunkelzählrate auf bis zu 8000/s für Elektronen an und sinkt nach längerer Ruhephase des Aufbaus wieder auf Werte von 120/s für Elektronen und 30/s für Ionen ab. Für die zustandsselektive Messung sollte dieses Verhalten jedoch keine Einschränkungen ergeben, da hier der blaue Ionisationslaser nur für ca. 500 ns pro Messung betrieben wird und geringe Messraten (für das Atom-Atom-Verschränkungsexperiment im Minutenbereich [3]) zu erwarten sind.

# Anhang A

## Konstanten und Datenblattauszüge

|  |   |
|--|---|
| Konstanten des Rubidium  |   |
| skalare Polarisierbarkeit $\alpha_0, {}^{87}\text{Rb } 5P_{3/2}$     | $h \cdot 0.122306\text{Hz}(\text{V}/\text{cm})^2$ |
| tensorielle Polarisierbarkeit $\alpha_2, {}^{87}\text{Rb } 5P_{3/2}$ | $h \cdot -0.0406\text{Hz}(\text{V}/\text{cm})^2$  |
| Atomare Masse  | $m = 1,44 \cdot 10^{-25}\text{kg}$                |
| Gitterabstand  | $r = 0,56\text{ nm}$                              |

Abbildung A.1: Konstanten des Rubidium



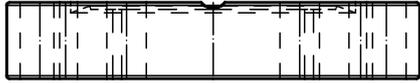
**Abbildung A.2:** Ausgangsspannung des Varian Dual-Ionenpumpentreibers gegenüber Druck in der Vakuumapparatur [43].

**Anhang B**

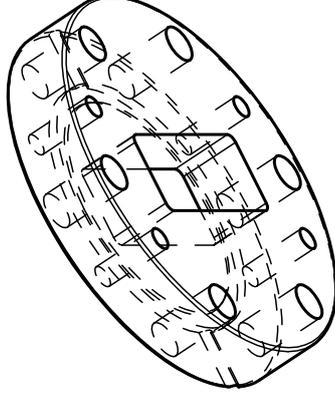
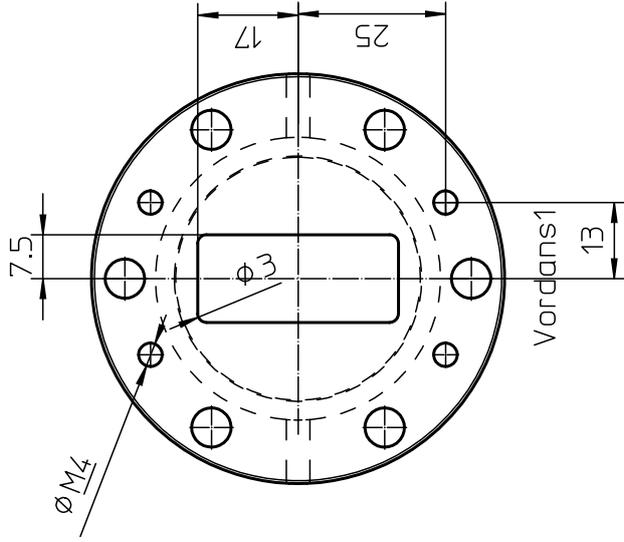
**Technische Zeichnungen**







SA\_rechts1



ISO1



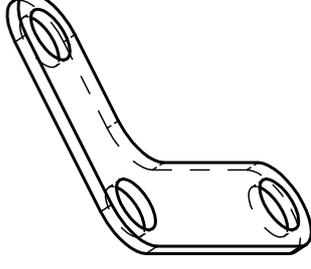
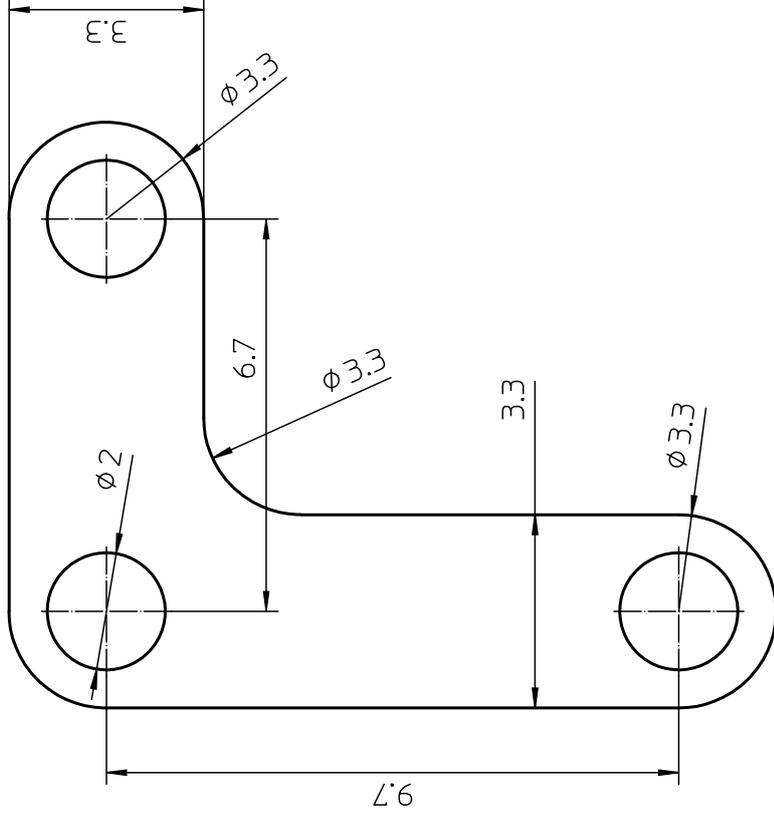
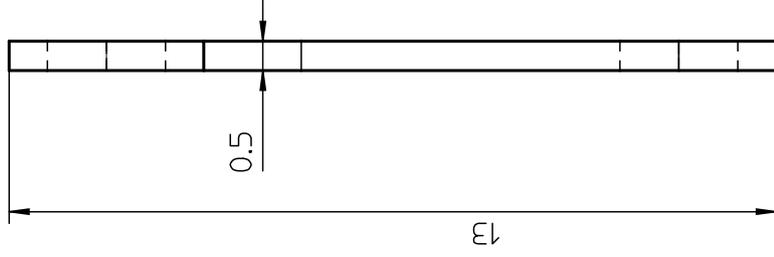
Drfsicht1

Normblindflansch CF40  
ist beige stellt

| USE RANGE         | TOLERANCE | SURFACE | ARCHIVE   | SCALE      |
|-------------------|-----------|---------|---|------------|
| Mathias Mueller   |           |         | MATERIAL<br>Beigestell: Edelstahl 316 LN            | 1:1        |
|                   |           |         | DESCRIPTION<br>Seite von Vorderans1 polieren        |            |
|                   |           |         | DESCRIPTION<br>Empfindliche Schneide auf Rueckseite |            |
|                   |           |         | DRAWING-NUMBER<br>Blindflanschglaszelle:1           | SHEET<br>1 |
|                   |           |         |   | OF 1       |
| INDEX DESCRIPTION | DATE      | NAME    | ORIGINAL  | IEXCH.F.   |
|                   |           |         |   | IEXCH.TH.  |

Co|Create



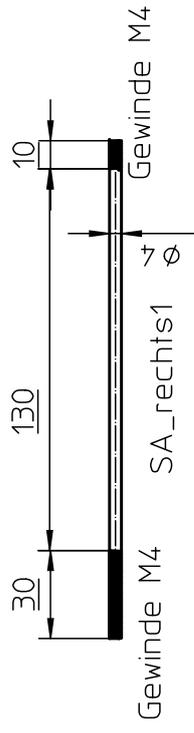


ISO1  
Maßstab 5:1

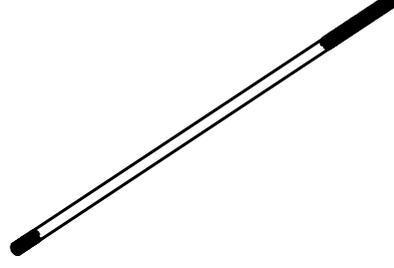
SA\_rechts1

Vordans1

| USE RANGE         |  | TOLERANCE |  | SURFACE |  | ARCHIVE               |  | SCALE |  |
|-------------------|--|-----------|--|---------|--|-----------------------|--|-------|--|
| Mathias Mueller   |  |           |  |         |  | MATERIAL              |  | 10:1  |  |
|                   |  |           |  |         |  | Kupfer, sauerstoffarm |  |       |  |
|                   |  |           |  |         |  | DESCRIPTION           |  |       |  |
|                   |  |           |  |         |  | Anzahl 4 Stueck       |  |       |  |
|                   |  |           |  |         |  | DRAWING-NUMBER        |  | SHEET |  |
|                   |  |           |  |         |  | CEMinkel              |  | 1     |  |
|                   |  |           |  |         |  | IEXCHF.               |  | OF 1  |  |
| INDEX DESCRIPTION |  | DATE      |  | NAME    |  | ORIGINAL              |  |       |  |
|                   |  |           |  |         |  | Co Create             |  |       |  |
|                   |  |           |  |         |  | DRAWN                 |  |       |  |
|                   |  |           |  |         |  | APPR.                 |  |       |  |
|                   |  |           |  |         |  | R.L.S.                |  |       |  |
|                   |  |           |  |         |  | DATE                  |  |       |  |
|                   |  |           |  |         |  | NAME                  |  |       |  |



Vordans1

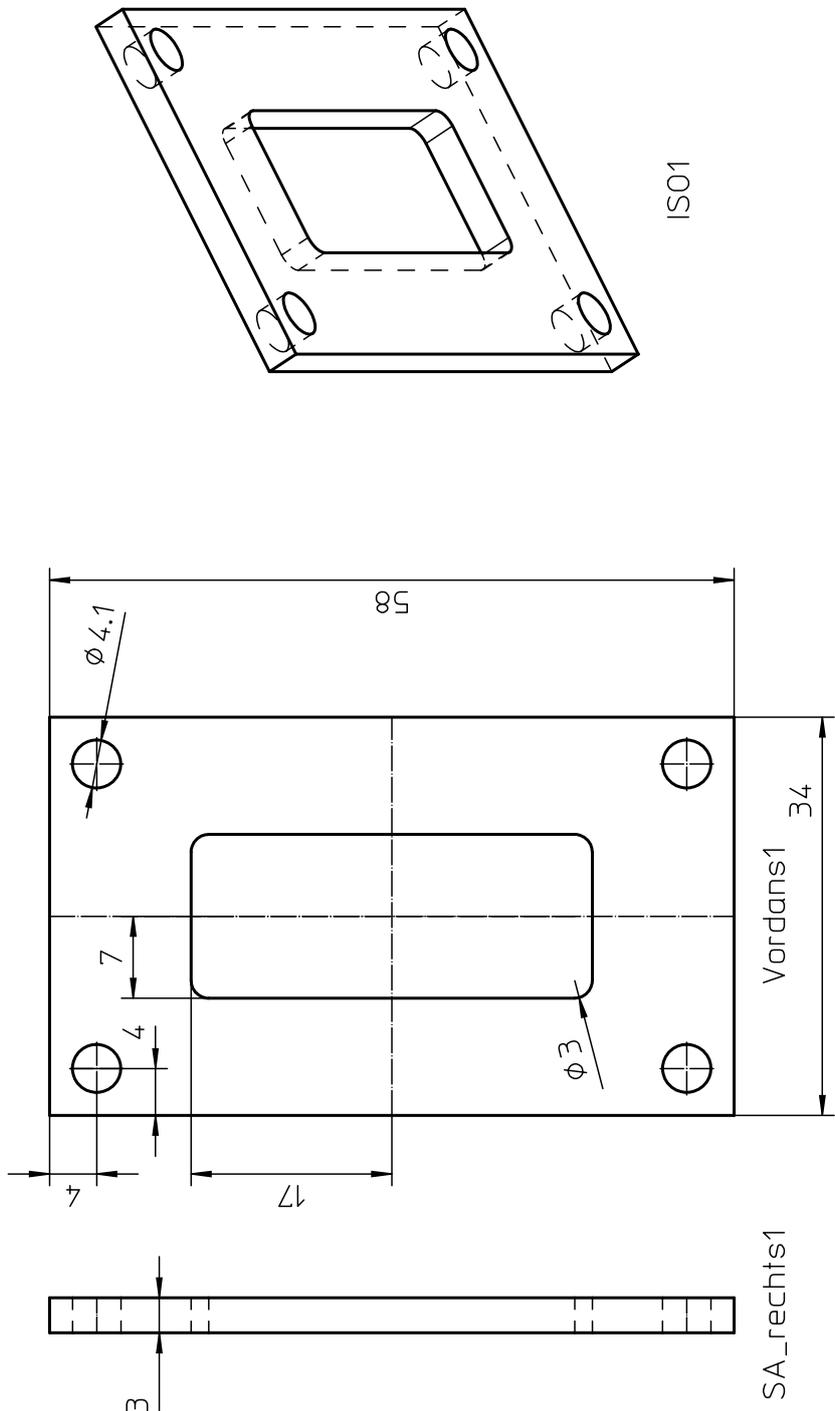


ISO1

Bitte passende Muttern / M4 aus 316LN,  
niedermagnetischem Stahl mitliefern

| USE RANGE         |  | TOLERANCE |  | SURFACE   |  | ARCHIVE     |  | SCALE                    |  |
|-------------------|--|-----------|--|-----------|--|-------------|--|--------------------------|--|
| Mathias Mueller   |  |           |  | Edelstahl |  | MATERIAL    |  | 12                       |  |
|                   |  |           |  | NAME      |  | DESCRIPTION |  | 316LN (niedermagnetisch) |  |
|                   |  | DATE      |  |           |  |             |  | Anzahl: 4 Stueck         |  |
|                   |  | DRAWN     |  |           |  |             |  | DRAWING-NUMBER           |  |
|                   |  | APPR.     |  |           |  |             |  | T1                       |  |
|                   |  | RLS.      |  |           |  |             |  | SHEET                    |  |
|                   |  |           |  |           |  |             |  | 1                        |  |
|                   |  |           |  |           |  |             |  | OF 1                     |  |
|                   |  |           |  |           |  |             |  | IEXCH.F.                 |  |
|                   |  |           |  |           |  |             |  | IEXCH.TH.                |  |
| INDEX DESCRIPTION |  | DATE      |  | NAME      |  | ORIGINAL    |  | Co Create                |  |





| USE RANGE       | TOLERANCE | SURFACE | ARCHIVE                       | SCALE     |
|-----------------|-----------|---------|-------------------------------|-----------|
| Mathias Mueller |           |         | MATERIAL<br>Teflon            | 2:1       |
|                 |           |         | DESCRIPTION                   |           |
|                 |           |         | Oberflaechen moeglichst glatt |           |
|                 |           |         | DRAWING-NUMBER                | SHEET     |
|                 |           |         | Teflonrahmen                  | 1         |
|                 |           |         |                               | OF 1      |
|                 |           |         | IEXCH.F.                      | IEXCH.TH. |

**Co|Create**

| INDEX | DESCRIPTION | DATE | NAME | ORIGINAL |
|-------|-------------|------|------|----------|
|       |             |      |      |          |
|       |             |      |      |          |
|       |             |      |      |          |
|       |             |      |      |          |
|       |             |      |      |          |
|       |             |      |      |          |
|       |             |      |      |          |
|       |             |      |      |          |
|       |             |      |      |          |

SA\_rechts1

IS01

Vordans1 34























# Literaturverzeichnis

- [1] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, "Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?" *Phys. Rev.*, vol. 47, no. 10, pp. 777–780, May 1935.
- [2] J. S. Bell, "On the Einstein-Podolsky-Rosen paradox," *Physics*, vol. 1, p. 195, 1964.
- [3] W. Rosenfeld, M. Weber, J. Volz, F. Henkel, M. Krug, A. Cabello, M. Zukowski, and H. Weinfurter, "Towards a loophole-free test of bell's inequality with entangled pairs of neutral atoms," *Adv. Sci. Lett.*, vol. 2, p. 469, 2009.
- [4] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*. Acad. Press, 2003.
- [5] S. Kehrein, *Quantenmechanik*. Vorlesungsskriptum LMU München, 2007.
- [6] D. Bohm and Y. Aharonov, "Discussion of experimental proof for the paradox of einstein, rosen, and podolsky," *Phys. Rev.*, vol. 108, no. 4, pp. 1070–1076, Nov 1957.
- [7] J. Volz, M. Weber, D. Schlenk, W. Rosenfeld, J. Vrana, K. Saucke, C. Kurtsiefer, and H. Weinfurter, "Observation of entanglement of a single photon with a trapped atom," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, no. 3, p. 030404, Jan 2006.
- [8] D. A. Steck, "Rubidium 87 d line data," Oregon Center for Optics and Department of Physics, University of Oregon, Tech. Rep., 2008.
- [9] A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger, "Experimental realization of einstein-podolsky-rosen-bohm gedankenexperiment: A new violation of bell's inequalities," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 49, no. 2, pp. 91–94, Jul 1982.

- [10] P. Reineker, M. Schulz, and B. M. Schulz, *Theoretische Physik III: Quantenmechanik 1, Band 3*. Wiley, 2007.
- [11] S. J. Freedman and J. F. Clauser, "Experimental test of local hidden-variable theories," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 28, no. 14, pp. 938–941, Apr 1972.
- [12] J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, and R. A. Holt, "Proposed experiment to test local hidden-variable theories," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 23, no. 15, pp. 880–884, Oct 1969.
- [13] A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger, "Experimental tests of realistic local theories via bell's theorem," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 47, no. 7, pp. 460–463, Aug 1981.
- [14] A. Aspect, J. Dalibard, and G. Roger, "Experimental test of bell's inequalities using time-varying analyzers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 49, no. 25, pp. 1804–1807, Dec 1982.
- [15] G. Weihs, T. Jennewein, C. Simon, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, "Violation of bell's inequality under strict einstein locality conditions," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, no. 23, pp. 5039–5043, Dec 1998.
- [16] Perkin-Elmer, "Spcm-aqrh - single photon counting module - datasheet," Tech. Rep., 2007.
- [17] P. M. Pearle, "Hidden-variable example based upon data rejection," *Phys. Rev. D*, vol. 2, no. 8, pp. 1418–1425, Oct 1970.
- [18] P. H. Eberhard, "Background level and counter efficiencies required for a loophole-free einstein-podolsky-rosen experiment," *Phys. Rev. A*, vol. 47, no. 2, pp. R747–R750, Feb 1993.
- [19] M. A. Rowe, D. Kielpinski, V. Meyer, C. A. Sackett, W. M. Itano, C. Monroe, and D. J. Wineland, "Experimental violation of a bell's inequality with efficient detection," *Nature*, vol. 409, no. 6822, pp. 791–794, Feb. 2001.
- [20] C. Kurz, "Quantum interference of unpolarized single photons," Master's thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2010.

- [21] M. Weber, "Quantum optical experiments towards atom-photon entanglement," Ph.D. dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2005.
- [22] R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. B. Ovchinnikov, "Optical dipole traps for neutral atoms," ser. *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*. Academic Press, 2000, vol. 42, pp. 95 – 170.
- [23] N. Ortegel, "Atom-photon entanglement," Master's thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2009.
- [24] "Corning hi 780 specialty fiber optimized for short wavelength sources," Corning, Tech. Rep., 2006.
- [25] "Nufern 780 nm select cut-off single-mode fiber," Nufern, Tech. Rep., 2006.
- [26] F. Henkel, M. Krug, J. Hofmann, W. Rosenfeld, M. Weber, and H. Weinfurter, "Highly efficient state-selective submicrosecond photoionization detection of single atoms," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, no. 25, p. 253001, Dec 2010.
- [27] V. Letokhov and R. Ambartymian, "Selective two-step (sts) photoionization of atoms and photodissociation of molecules by laser radiation," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 7(6), pp. 305–306, 1971.
- [28] V. Letokhov, V. Mishin, and A. Puretzky, "Selective photoionization of atoms by laser radiation and its applications," *Progress in Quantum Electronics*, vol. 5, pp. 139 – 203, 1977.
- [29] A. A. Manalio, K. Burin, and G. M. Rothberg, "More efficient channel electron multiplier by coating of the cone with a high secondary electron yield material," *Review of Scientific Instruments*, vol. 52, no. 10, pp. 1490–1492, 1981.
- [30] C. N. Burrous, A. J. Lieber, and V. T. Zaviantseff, "Detection efficiency of a continuous channel electron multiplier for positive ions," *Review of Scientific Instruments*, vol. 38, pp. 1477–1481, 1967.

- [31] "Cem-modelle/standard-cems - www.sjuts.com," Dj. Sjuts Optotechnik, Tech. Rep., 2010.
- [32] F. Bordoni, "Channel electron multiplier efficiency for 10-1000 ev electrons," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 97, no. 2, pp. 405 – 408, 1971.
- [33] A. V. Dixit, N. R. Rajopadhye, and S. V. Bhoraskar, "Secondary electron emission of doped pzt ceramics," *Journal of Materials Science*, vol. 21, pp. 2798–2802, 1986.
- [34] K. S. Moon, J. Lee, and K.-W. Whang, "Electron ejection from mgo thin films by low energy noble gas ions: Energy dependence and initial instability of the secondary electron emission coefficient," *Journal of Applied Physics*, vol. 86, no. 7, pp. 4049–4051, 1999. [Online]. Available: <http://link.aip.org/link/?JAP/86/4049/1>
- [35] M. P. Seah, C. S. Lim, and K. L. Tong, "Channel electron multiplier efficiencies: the effect of the pulse height distribution on spectrum shape in auger electron spectroscopy," *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, vol. 48, no. 1, pp. 209 – 218, 1989.
- [36] D. S. Evans, "Low energy charged particle detection using the continuous channel electron multiplier," *Review of Scientific Instruments*, vol. 36, no. 3, pp. 375 –382, Mar. 1965.
- [37] G. Paschmann, E. G. Shelley, C. R. Chappell, R. D. Sharp, and L. F. Smith, "Absolute efficiency measurements for channel electron multipliers utilizing a unique electron source," *Review of Scientific Instruments*, vol. 41, no. 12, pp. 1706–1711, 1970.
- [38] C. J. Danby and J. H. D. Eland, "Photoelectron-photoion coincidence spectroscopy : Ii. design and performance of a practical instrument," *International Journal or Mass Spectrometry and Ion Physics*, vol. 8, no. 2, pp. 153 – 161, 1972.
- [39] R. I. Hall, A. McConkey, K. Ellis, G. Dawber, L. Avaldi, M. A. MacDonald, and G. C. King, "A penetrating field electron-ion coincidence spectrometer for use in photoionization studies," *Measurement Science and Technology*, vol. 3, no. 3, p. 316, 1992.

- [40] W. Demtröder, *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer, Berlin, 2006.
- [41] *Channeltron Electron Multiplier Handbook for Mass Spectrometry Applications*. Burle Electro Optics, Inc.
- [42] M. Krug, "Atomic traps for efficient state detection of a single atom," Master's thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2007.
- [43] "Varian dual controller datasheet," Varian Vacuum Technologies, Tech. Rep., 2001.



# Anhang C

## Versicherung

Hiermit versichere ich, dass ich meine Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.