



FRIEDRICH-SCHILLER-  
UNIVERSITÄT  
JENA

**HELMHOLTZ**  
Helmholtz-Institut Jena

FRIEDRICH-SCHILLER-UNIVERSITÄT JENA  
MASTERARBEIT

**Entwicklung und Aufbau eines  
Teilchendetektors  
für erste Experimente am  
Ionenspeicherring CRYRING**

*Philip Pfäfflein*

Betreut durch  
Prof. Dr. Thomas Stöhlker  
Christoph Hahn, M.Sc.

9. November 2017



---

## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Entwicklung und den Aufbau eines auf einem mit Cer dotierten Yttrium-Aluminium-Perowskit-Szintillator (YAP:Ce) basierenden Teilchendetektors. Der Detektor ist für erste Experimente am mittlerweile am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt installierten Ionenspeicherring CRYRING vorgesehen. Seine Verwendung wird er dort im Rahmen von Umladungsexperimenten finden. Im Zuge dieser Arbeit wurde ein Detektorkonzept erarbeitet, welches die Anforderungen, die das Ultrahochvakuum (UHV) des CRYRINGS von bis zu  $10^{-12}$  mbar stellt, erfüllt und mit einer hohen Strahlungsfestigkeit gegenüber Schwerionen verbindet. Der Detektor ist unkompliziert aufgebaut, ermöglicht einen einfachen Tausch des Szintillators und ist nicht auf YAP:Ce als Detektormaterial beschränkt.

Zur Abschätzung der Detektorlebensdauer wurde die Strahlungsresistenz gegenüber Wasserstoff-, Sauerstoff- und Iodionen am Tandembeschleuniger JULIA, der vom Institut für Festkörperphysik (IFK) der Friedrich-Schiller-Universität Jena betrieben wird, bei unterschiedlichen Energien im Bereich zwischen 1 MeV und 10 MeV untersucht. Zur Quantifizierung wurde die Fluenz herangezogen, bei der die Signalhöhe auf die Hälfte des bei unbestrahltem Material erreichten Wertes abgefallen ist. Dabei wurden Ergebnisse für die Zerstörschwelle im Bereich von  $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  für Wasserstoff bis hinunter zu  $1,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  für Iod ermittelt.

In einem vorbereitenden Experiment wurde die zeitliche Stabilität der vom verwendeten Photomultiplier (PMT) gelieferten Signale verifiziert. Darüber hinaus wurde ein eventueller Einfluss der Belichtungsposition auf der sensitiven Fläche der PMT untersucht. Im Rahmen der Messtoleranzen konnten keine systematischen Variationen des Signals festgestellt werden. Folglich wurde die ordnungsgemäße Funktion bestätigt und die PMT als gut geeignet für den Einsatz im Experiment und zukünftig im Detektor befunden.

---

## Abstract

This thesis describes the development of a particle counter based on a Cerium activated yttrium aluminium perovskite (YAP:Ce) scintillator. The detector is designed for charge exchange experiments at the ion storage ring CRYRING at the GSI Helmholtz Zentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt. It will be used for charge exchange experiments. The suggested detector design was tailored for the requirements set by the desired ultra-high vacuum conditions of up to  $10^{-12}$  mbar at CRYRING in combination with a high radiation hardness against ion irradiation. The design was kept as simple as possible, offering an easy exchange of the scintillator (not limited to YAP:Ce) if necessary.

For an estimation of the detector lifetime the radiation hardness was systematically investigated for hydrogen, oxygen and iodine irradiation in the energy regime of 1 – 10 MeV. The measurement took place at the JULIA tandem accelerator operated by the Institute of Solid State Physics at the University of Jena. As the measurement of detector degradation the light yield was used. Values determined for the critical fluence, defined as fluence at half the initial light yield, varied from  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  in the case of hydrogen down to  $1.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  for iodine irradiation.

Prior to the hardness investigation, the used photomultiplier tube (PMT) was tested for temporal drifts of the output signal and whether the signal depends on the position of illumination on the sensitive surface. To the limit of the experimental uncertainties, no such dependencies could be observed. It was concluded that the investigated PMT was well suited for the use in the experiment as well as in the particle counter.

---

## Danksagungen

Bevor ich im Folgenden den Inhalt meiner Masterarbeit ausführlich darlege, möchte ich mich bei einigen Personen herzlich bedanken, die diese Arbeit erst ermöglicht, oder mich dabei erheblich unterstützt haben.

- Prof. Dr. Thomas Stöhlker, für die Möglichkeit diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe anzufertigen und die freundliche Aufnahme in die Gruppe.
- Christoph Hahn, M.Sc., für die freundliche und geduldige Betreuung bei der Erstellung dieser Arbeit.
- Dem Institut für Festkörperphysik der Universität Jena, insbesondere Frau Prof. Dr. Elke Wendler sowie Herrn Ulrich Barth, Herrn Patrick Hoffmann sowie Herrn Frank Jehn dafür, dass das YAP:Ce-Experiment am Tandembeschleuniger JULIA durchgeführt werden konnte.
- Der gesamten Arbeitsgruppe Atomphysik hochgeladener Ionen für die freundliche Aufnahme.
- Meinen Eltern, die mir das Studium ermöglicht und mich dabei immer unterstützt haben.
- Meiner Freundin Nicola, die mich mit viel Geduld während der Arbeit mental unterstützt hat.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	CRYRING . . . . .	3
2.2	Photorekombination . . . . .	5
2.2.1	Allgemeine Beschreibung . . . . .	5
2.2.2	Strahlende und dielektronische Rekombination . . . . .	6
2.2.3	Rekombinationsexperimente im Speicherring . . . . .	7
2.3	Teilchendetektion mithilfe von Szintillatoren . . . . .	9
2.3.1	Szintillatoren . . . . .	9
2.3.2	Cer-dotiertes Yttrium-Aluminium-Perowskit . . . . .	10
2.3.3	Photomultiplier . . . . .	10
2.4	Ultrahochvakuum . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Charakterisierung des Photomultipliers</b>	<b>15</b>
3.1	Versuchsaufbau . . . . .	15
3.2	Steuerungssoftware . . . . .	18
3.3	Messung der Zeitstabilität des Signals . . . . .	19
3.4	Messung der Positionsstabilität des Signals . . . . .	22
3.5	Zusammenfassung . . . . .	23
<b>4</b>	<b>YAP:Ce-Test am Tandemeschleuniger JULIA</b>	<b>25</b>
4.1	Tandembeschleuniger JULIA . . . . .	25
4.2	Versuchsaufbau . . . . .	27
4.3	Durchführung . . . . .	30
4.4	Auswertung . . . . .	32
<b>5</b>	<b>Design des Detektors für CRYRING</b>	<b>39</b>
5.1	Konstruktion . . . . .	39
5.2	Test der Lichtausbeute im Vergleich zur Head-On-Geometrie . . . . .	41
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>43</b>



# 1 Einleitung

Unter den etablierten Theorien zur Beschreibung physikalischer Prozesse nimmt die Quantenelektrodynamik (QED) einen besonderen Platz ein. Sie ist die quantenfeldtheoretische Beschreibung des Elektromagnetismus [34] und unter anderem durch die Vorhersage des Landé-Faktors und die Überprüfung über das anomale magnetische Moment des Elektrons eine der experimentell am besten überprüften Theorien [27]. Ihre Auswirkungen z. B. aufgrund der Selbstwechselwirkung oder Vakuumpolarisation sind darüber hinaus in starken Feldern zu beobachten. Die makroskopische Erzeugung derartiger Felder ist aufgrund der dafür nötigen hohen Energiemengen schwierig. In hochgeladenen Schwerionen sind sie dagegen naturgemäß anzutreffen. QED-Korrekturen bewirken hier einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Struktur des atomaren Systems.

Die Erzeugung von Schwerionen in einem Ladungszustand, der die Beobachtung der Einflüsse der QED ermöglicht, ist nicht ohne weiteres möglich. Dies liegt an den hohen Bindungsenergien, die Bindungsenergie der K-Schalen-Elektronen in Uran liegt beispielsweise bei 130 keV. Eine vollständige Ionisierung erfordert einen Energieübertrag, der der gesamten Bindungsenergie aller Elektronen entspricht. Eine Möglichkeit dies zu realisieren besteht in Beschleunigerzentren wie dem GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt. Hier werden die Ionen auf hohe Energien bis zu  $1 \text{ GeV u}^{-1}$  gebracht und durch sogenannte Stripper-Targets geführt, in denen die Elektronen aus der Atomhülle abgestreift werden [11].

Aktuell wird die bestehende Beschleunigeranlage der GSI Helmholtzzentrums als Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) umfassend erweitert. Im Rahmen dieses internationalen Projekts werden mehrere Beschleuniger und Speicherringe installiert. Einer dieser Speicherringe ist eine Sachbeteiligung aus Schweden, der niederenergie Speicherring CRYRING. Entgegen der ursprünglichen Planung, ihn als LSR am Ende des FAIR Beschleunigerkomplexes zu installieren [8], fand in den vergangenen Jahren der Aufbau des CRYRING@ESR angeschlossen an die GSI Anlage statt [19]. CRYRING ist somit eine der ersten Maschinen des FAIR Projektes, die den Betrieb mit regulären Strahlzeiten im Jahr 2018 aufnehmen wird. Es ist sowohl eine Speicherung der von der GSI gelieferten Ionen, als auch ein eigenständiger Betrieb mit einer lokalen Injektion möglich. Diese liefert Ionen mit einer Energie von  $300 \text{ keV u}^{-1}$  [20].

Die Präparation von Strahlen hochgeladener Ionen erfordert wie beschrieben die Entwicklung und den Betrieb extrem komplexer Maschinen. Allerdings wären weder deren Betrieb noch die Untersuchung der stattfindenden physikalischen Phänomene ohne geeignete Detektoren möglich. Sie werden ebenso benötigt, um die Strahlmenge im Beschleuniger zu bestimmen und nötigenfalls zu korrigieren, als auch um den Strahlstrom und damit die Zahl der gespeicherten Ionen zu bestimmen. Überdies werden sie zum Nachweis und zur Bestimmung der Eigenschaften von Wechselwir-

kungen des Ionenstrahls mit einem Target verwendet, um daraus Informationen über die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse zu erlangen.

Zur Untersuchung von Ionenstrahlen steht eine Vielzahl unterschiedlicher Detektionsmöglichkeiten zur Verfügung (Steck [36]). Eine Bestimmung des Strahlstroms ist mir Faraday-Bechern möglich, die dazu allerdings den Strahl stoppen. Zerstörungsfreie Messungen sind mit Spulen, sogenannten Strahlstromtransformatoren, möglich, die den Einfluss des Magnetfeldes des Ionenstrahls nutzen (Reeg et al. [33]). Ist die Detektion einzelner Teilchen nötig, so ist dies meistens nur durch das Stoppen des Teilchens in einem Detektor möglich. Zu den Detektoren, die ein einzelnes Teilchen nachweisen können zählen die Halbleiterdetektoren, bei denen die eingetragene Energie ein elektrisches Signal durch Anregung von Ladungsträgern vom Valenz- in das Leitungsband erzeugt [18]. Auch Mikrokanalplatten erzeugen direkt ein messbaren Strompuls. Bei ihnen führt der Energieeintrag zur Ausbildung einer Elektronenlawine, die direkt gemessen werden kann [44]. Darüber hinaus bieten Szintillatoren eine weitere Möglichkeit, einzelne Teilchen nachzuweisen. Bei ihnen wird die aufgenommene Energie in ein Lichtsignal umgewandelt, welches mit empfindlichen Lichtsensoren wie Photomultipliern in ein elektrisches Signal überführt werden kann [18].

Für den Einsatz innerhalb des CRYRINGs werden für Umladungsexperimente Detektoren benötigt, die in der Lage sind einzelne Ionen nachzuweisen [20]. Überdies müssen sie die Anforderungen, die das Ultrahochvakuum (UHV) stellt erfüllen, sowie eine möglichst hohe Härte gegenüber der auftretenden Schwerionen-Bestrahlung besitzen. Der Detektor dient dem Nachweis des Umladungsvorgangs. Über den Nachweis des Umladungsvorgangs können aus der Reaktionsrate Rückschlüsse über den Wirkungsquerschnitt aller beteiligten Wechselwirkungsprozesse zwischen Ion und Target zu erlangen. Wird der Detektor in Koinzidenz mit einer Röntgenspektroskopie eingesetzt, ist es möglich, Informationen über die Wirkungsquerschnitte der einzelnen beteiligten Prozesse zu erlangen.

Die geforderte thermische Belastbarkeit, sowie Strahlungshärte, führten zu der Einschätzung, dass ein Detektor auf Basis eines Kristallzintillators ein vielversprechendes Konzept darstellt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Konzept für einen für den Einsatz am CRYRING geeigneten Detektor entwickelt, das die Verwendung eines Cer dotierten Yttrium-Aluminium-Perowskit-Szintillator (YAP:Ce) im UHV und den Betrieb des notwendigen Photomultipliers (PMT) außerhalb vorsieht. Im folgenden Kapitel 2 werden dazu zuerst die physikalischen und technischen Grundlagen näher erläutert, die im Zuge der Entwicklung des Detektors und der durchgeführten Tests der PMT und des Detektormaterials von Interesse sind. Im anschließenden Kapitel 3 wird die Untersuchung des Photomultipliers auf mögliche zeitliche Drifts oder Abhängigkeiten des Signals von der Belichtungsposition auf der sensitiven Fläche der PMT beschrieben.

Da die Datenlage zur Strahlungshärte von YAP:Ce sehr begrenzt ist, wurde am Tandembeschleuniger JULIA in Jena eine Untersuchung des Materials dahingehend durchgeführt. Das Kapitel 4 beschäftigt sich ausführlich mit diesem Experiment und den gewonnenen Resultaten. Das erarbeitete Detektorkonzept wird im vorletzten Kapitel umfassend behandelt, bevor die Arbeit mit einer Zusammenfassung der durchgeführten Experimente, ihren Ergebnissen und den noch ausstehenden Aufgaben in Bezug zum Detektor abgeschlossen wird.

## 2 Grundlagen

Im folgenden Kapitel werden die für die durchgeführten Experimente und den entwickelten Detektor notwendigen physikalischen und technischen Grundlagen der verwendeten Geräte und Materialien beschrieben. Hierbei wird mit der Beschreibung des Ionenspeicherrings CRYRING begonnen. Danach wird das Konzept und der Nutzen von Rekombinationsexperimenten erläutert. Abschnitt 2.3 beschäftigt sich mit Möglichkeiten der Detektion geladener Teilchen, und den Gründen die für die gewählte, auf Kristallszintillatoren basierende Methode sprechen. Außerdem wird auf die Funktionsweise von Photomultipliern eingegangen, die der Aufnahme schwacher Lichtsignale dienen. Abschließend werden die Anforderungen, die durch die Bedingung der Ultrahochvakuumtauglichkeit entstehen, erläutert.

### 2.1 CRYRING

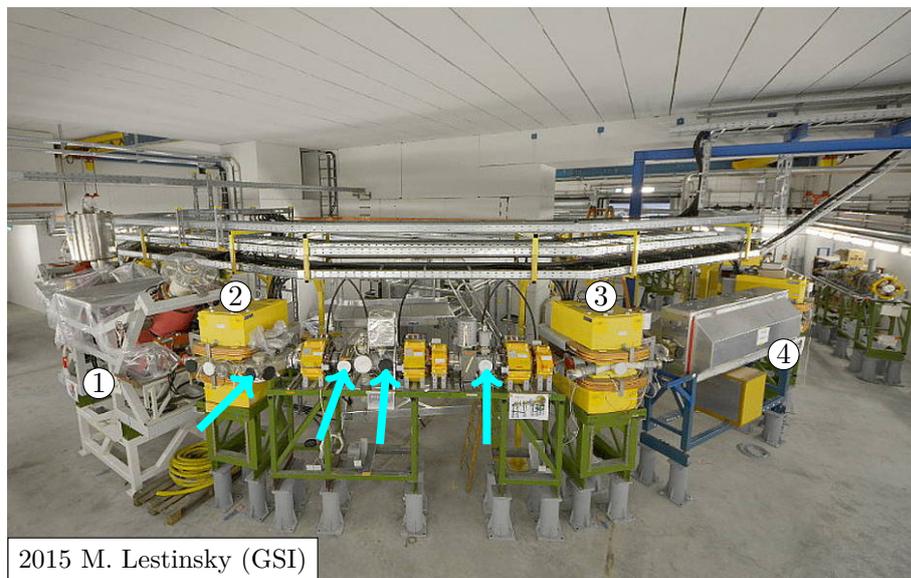


Abbildung 2.1: CRYRING in seiner aktuellen Halle am GSI Helmholtzzentrum; Elektronenkühler (1), in dem Rekombinationsprozesse stattfinden; Dipolmagnete (2, 3) und RF Sektion (4); Pfeile markieren die Positionen zur Installation von Ionendetektoren [7].

CRYRING ist ein Ionenspeicherring, der ursprünglich im Manne-Siegbahn-Laboratorium in Stockholm aufgebaut und dort von 1992 bis 2009 betrieben wurde. Er ist ein Beitrag aus Schweden zum Aufbau von FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research). In der Zeit zwischen Herbst 2012 – Frühling 2013 fand der Umzug nach

Darmstadt und anschließend der Aufbau statt. Im Oktober/November 2016 konnte der erste Ionenstrahl gespeichert werden. Abbildung 2.1 zeigt den CRYRING am GSI Helmholtzzentrum mit möglichen Einbaupositionen für den im Zuge dieser Arbeit entwickelten Detektor.

CRYRING ist ein vielseitiger Niederenergie-Ionenspeicherring. Er ist in der Lage, eine Vielzahl von Ionen von Antiprotonen  $\bar{p}$  bis zu vollständig ionisiertem  $^{238}\text{U}^{92+}$  mit Energien von  $0,1 - 10 \text{ MeV u}^{-1}$  zu speichern. Zum Erreichen der erwünschten hohen Speicherzeiten von  $10 - 1000 \text{ s}$  sind für diese vergleichsweise niedrigen Energien UHV-Bedingungen mit Drücken von  $10^{-11} - 10^{-12} \text{ mbar}$  nötig. Die sich daraus ergebenden Anforderung an das Design des Detektors werden in Abschnitt 2.4 erläutert.

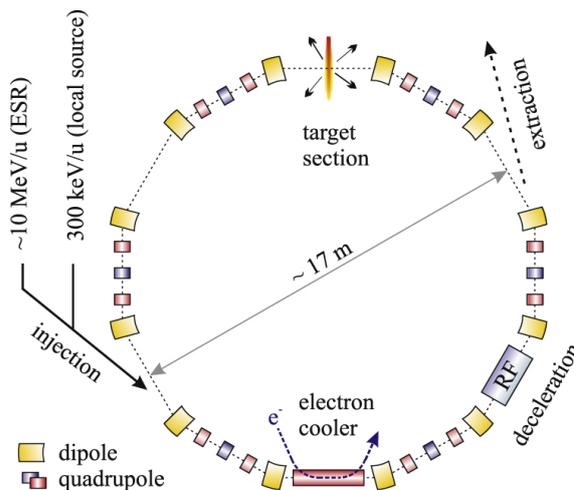


Abbildung 2.2: Skizze des CRYRING [19]. Umladungen finden im Elektronenkühler und der Target-Sektion statt und können nach dem jeweils nächsten Dipol leicht nachgewiesen werden, da die umgeladenen Ionen im Magnetfeld einer anderen Trajektorie folgen und dadurch räumlich vom ursprünglichen Strahl separiert werden.

Wie aus der Schemazeichnung in Abbildung 2.2 ersichtlich ist, verfügt der CRYRING über 12 Dipolmagnete (gelb, auch in Abbildung 2.1 gut erkennbar) und ebenso viele gerade Sektionen, von denen in sechs Sektionen weitere Ionenoptik (blau und rot) untergebracht ist. Die Quadrupolmagnete fokussieren den Strahl transversal. Dazu sind sie jeweils paarweise installiert. Zwei weitere Sektionen beinhalten die Ioneninjektion (*injection*) aus dem ESR oder einer lokalen Ionenquelle und die Ionenextraktion (*extraction*) für nachfolgende Experimente. Darüber hinaus verfügt CRYRING neben der Beschleunigungs-/Abbremssektion (*RF deceleration*) über einen Elektronenkühler (*electron cooler*) und im weiteren Projektverlauf wird ein Gastarget installiert (*target section*). Der Elektronenkühler hat die Aufgabe, die Breite der Geschwindigkeitsverteilung des Ionenstrahls zu verringern. Dazu wird ein Elektronenstrahl mit einem schmalen Geschwindigkeitsprofil und gleicher Geschwindigkeit parallel zum Ionenstrahl geführt [31]. Die Coulombwechselwirkung zwischen den Ladungen führt zu einer Angleichung der Geschwindigkeiten. Der Elektronenkühler kann auch als freies Elektronentarget betrieben werden. Dies dient der Untersuchung der dabei auftretenden Rekombination [12]. Der folgende Abschnitt befasst sich mit

möglichen Rekombinationsprozessen und deren Untersuchung im Speicherring. Für eine ausführliche Erläuterung der Physik der Teilchenbeschleuniger und insbesondere der genannten Bestandteile eines Speicherrings wird auf das Buch „Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik“ von Frank Hinterberger [13] verwiesen.

## 2.2 Photorekombination

In der Atomphysik versteht man unter Photorekombination (PR) Prozesse, bei denen ein Ion ein freies Elektron einfängt, damit seinen Ladungszustand an den des neutralen Atoms annähert und dabei ein Photon emittiert. Sie lassen sich auch als Zeitumkehr eines zugehörigen Ionisationsprozesses interpretieren. Rekombinationsprozesse sind eng verwandt mit den Einfangprozessen bei Ion-Atom-Stößen, bei denen ein vorher im Targetatom gebundenes Elektron vom Projektil aufgenommen wird. Es gibt eine Vielzahl unterschiedlicher Prozesse, die in eine der genannten Kategorien fallen. In diesem Abschnitt werden zuerst die grundlegenden Techniken zur Beschreibung derartiger Wechselwirkungsprozesse diskutiert. Anschließend werden die strahlende bzw. dielektronische Rekombination als beispielhafte Rekombinationsprozesse diskutiert und insbesondere auf die Unterschiede in der Energieabgabe und die Konsequenzen für die Unterscheidung im Experiment eingegangen. Anschließend wird die grundsätzliche Struktur von Experimenten an Speicherringen zur Untersuchung von Umladungsprozessen erklärt und insbesondere die Separation und Detektion der umgeladenen Teilchen beleuchtet. Die Beschreibungen dieses Abschnitts richten sich, wenn nicht anders angegeben, nach Bernhardt, Brandau, Lestinsky und Weber [3, 5, 20, 41].

### 2.2.1 Allgemeine Beschreibung

PR lässt sich im Allgemeinen bei Experimenten in Beschleunigern beobachten, weshalb die Beschreibung der Prozesse im Rahmen der Streutheorie durchgeführt wird. Die Streutheorie befasst sich mit der Beschreibung von Wechselwirkungsprozessen zwischen einem Teilchen oder Wellenpaket (im Folgenden wird dafür die Bezeichnung Teilchen verwendet) und einem Target, wobei die Anfangs- und Endzustände des gestreuten Teilchens ungebunden sind. Aus den Ergebnissen des Streuexperiments lassen sich Rückschlüsse über die zugrundeliegenden Wechselwirkungsprozesse gewinnen.

Durchquert ein Teilchenstrahl ein Target, so ergibt sich die Anzahl der nicht gestreuten Teilchen pro Längeneinheit  $dN/dx$ , in Abhängigkeit von der Teilchendichte  $n$  des Targets, dem Wirkungsquerschnitt aller beteiligten Reaktionen  $\sigma_{ges}$ , sowie der Anzahl der einfallenden Teilchen  $N$  [22, S. 111]:

$$\frac{dN}{dx} = -Nn\sigma_{ges} \quad (2.1)$$

Der Wirkungsquerschnitt ist ein Wahrscheinlichkeitsmaß für das Stattfinden einer Reaktion zwischen einem einfallenden Teilchen und einem Teilchen im Target. Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{ges}$  setzt sich zusammen als die Summe der Wirkungsquerschnitte aller beteiligten Prozesse. Folgerichtig lässt sich jedem möglichen Reakti-

onsprozess ein eigener Wirkungsquerschnitt zuordnen, der unter anderem von der Energie des Teilchens abhängt. Dabei ist ein kontinuierlicher Charakter in Abhängigkeit der Energie, wie im Fall der strahlenden Rekombination, genauso möglich wie ein resonanter Charakter im Falle der dielektronischen Rekombination. Bei dem hier beschriebenen handelt es sich um den integralen Wirkungsquerschnitt, der aus dem winkeldifferentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  durch Integration über alle Raumwinkel  $d\Omega$  ergibt. Da die Möglichkeit besteht, dass unterschiedliche Prozesse eine unterschiedliche räumliche Charakteristik aufweisen, bietet die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts hier mehr Erkenntnispotential. Der totale Wirkungsquerschnitt kann bei Bedarf aus diesem errechnet werden.

### 2.2.2 Strahlende und dielektronische Rekombination

Die strahlende Rekombination (radiative recombination, RR) ist der einfachste denkbare Rekombinationsprozess, bei dem ein im Allgemeinen freies Elektron eine Bindung mit einem Ion eingeht. Die überschüssige Energie wird hierbei durch Aussendung eines Photons der Energie  $\Delta E = h\nu$  frei. Graphik 2.3 zeigt beispielhaft das Energieschema dieses Prozesses. Die strahlende Rekombination ist damit als Zeitumkehr der Photoionisation interpretierbar. Die Wechselwirkung kann bei jeder Energiedifferenz zwischen Elektron und Ion stattfinden.

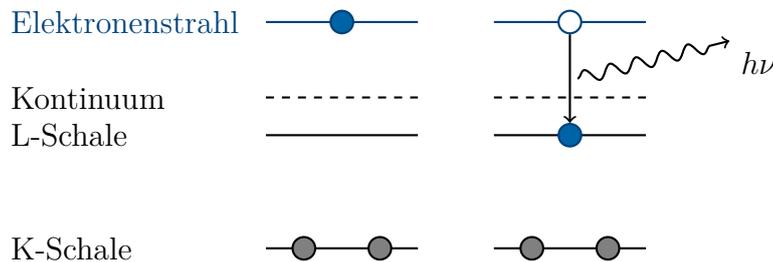


Abbildung 2.3: Termschema der strahlenden Rekombination eines Ions bei Interaktion mit einem Elektronenstrahl. Unterhalb des Kontinuums befinden sich die Energieniveaus des Projektils. Das freie Elektron wird in einen unbesetzten Zustand des Ions eingefangen, wobei die freiwerdende Energie als Photon abgestrahlt wird.

Bei der dielektronischen Rekombination (DR) sind zwei Elektronen beteiligt, ein freies und ein an das Ion gebundenes Elektron. Sie kann daher nicht bei Experimenten mit vollständig ionisierten Ionen beobachtet werden. Abbildung 2.4 zeigt das Termschema der dielektronischen Rekombination. Der Prozess besteht aus zwei Schritten, dem dielektronischen Einfang (DE) und einer radiativen Stabilisierung (RS). Beim Einfang des Elektrons wird die freiwerdende Energie nicht als Photon abgegeben, sondern hebt das gebundene Elektron in ein angeregtes Niveau. Dieser angeregte Zustand kann nun unter Aussendung eines oder mehrerer Photonen in den Grundzustand relaxieren. Der DE kann als zeitinverse Autoionisation (AI) aufgefasst werden. Diese ist auch ein alternativer Prozess zur Abgabe der überschüssigen Energie nach dem Elektroneneinfang. Die Autoionisation ist ein Prozess aus

der Klasse der Augerprozesse, die das Ion unter Aussendung eines Elektrons in einem ionisierten Zustand zurücklässt (nach Drake [10, S. 391]).

Aus dem beispielhaften Termschema ist eine weitere Einschränkung für das Auftreten dieses Prozesses ersichtlich, die aus der Energieerhaltung folgende Resonanzbedingung:

$$E_{fi} - E_{ff} = E_{bf} - E_{bi} \quad (2.2)$$

Hierbei bezeichnet  $E_{bi}$  die anfängliche Bindungsenergie des ursprünglich gebundenen Elektrons,  $E_{bf}$  die finale Bindungsenergie ebenjenes Elektrons,  $E_{fi}$  die Energie des freien Elektrons vor der Rekombination, sowie  $E_{ff}$  seine Energie danach. Dies bedeutet, dass die Energiedifferenz zwischen der kinetischen Energie des freien Elektrons in Bezug zum Ion und seiner Energie im gebundenen Zustand der Energiedifferenz zwischen dem ursprünglichen und dem finalen Bindungsniveau des gebundenen Elektrons entsprechen muss, damit der Prozess auftritt. Dies hat direkten Einfluss auf die Signatur dieses Prozesses im Experiment. Er führt bei Erfüllung der Resonanzbedingung zu einem starken Anstieg der Umladungsrate.

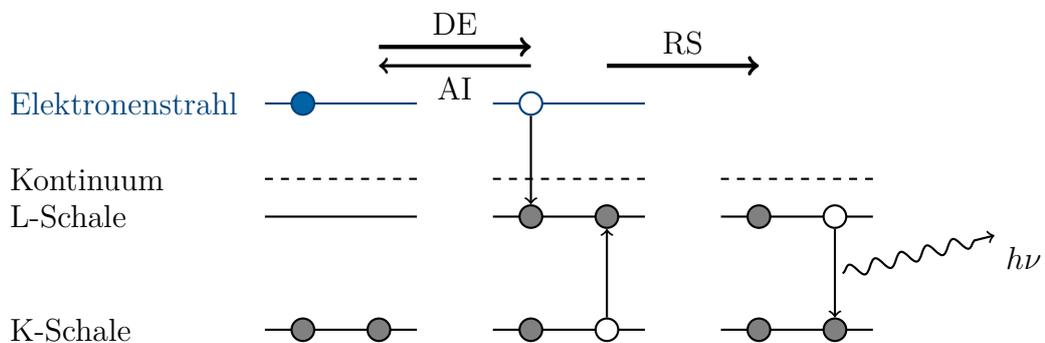


Abbildung 2.4: Termschema der dielektronischen Rekombination eines Ions bei Interaktion mit einem Elektronenstrahl. Unterhalb des Kontinuums befinden sich die Energieniveaus des Projektils. Die Pfeile zeigen die Richtung der Prozesse dielektronischer Einfang (DE), radiative Stabilisierung (RS) und Autoionisation (AI). RS und AI sind konkurrierende Relaxationsprozesse (siehe Text).

### 2.2.3 Rekombinationsexperimente im Speicherring

Umladungen der Ionen lassen sich an einem Speicherring an verschiedenen Sektionen beobachten. Einerseits ist es ein Prozess, der unvermeidbar im Elektronenkühler stattfindet, in dem der Ionenstrahl parallel zu einem Elektronenstrahl geführt wird. Hier kommt es nicht nur zu einer Angleichung der Geschwindigkeitsverteilung sondern auch zur Rekombination mit den freien Elektronen, die sich im Bezugssystem des Ionenstrahls nahezu in Ruhe befinden. Darüber hinaus kann man Elektroneneinfang auch beim Stoß von Ion und Atomen z.B. im Gastarget beobachten. Rekombinationsprozesse führen direkt (im Fall von RR) oder bei der Relaxation (im Fall von DR) zur Emission von Photonen. Die Energie der Photonen ist gegeben durch die Energiedifferenz der beteiligten Niveaus, bzw. der Energie des freien Elektrons und dem finalen Energieniveau. Eine Spektroskopie dieser Photonen kann also

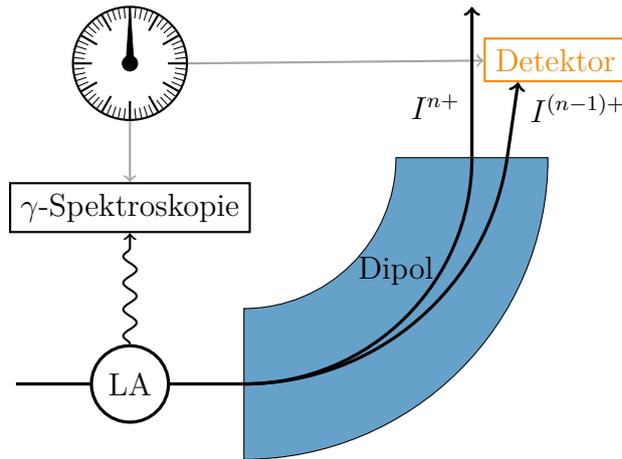


Abbildung 2.5: Prinzipskizze von Umladungsexperimenten durch Koinzidenzmessung von Photonenspektroskopie und Nachweis des Ladungsaustausches in Koinzidenz; LA: Ort des Ladungsaustausches;  $I^q$  Ionenstrahl im Ladungszustand  $q$ . Der umgeladene Strahl folgt im Magnetfeld des Dipols einer anderen Trajektorie und lässt sich deshalb leicht durch einen geeignet positionierten Detektor nachweisen.

Informationen über die atomare Struktur liefern. Als Beispiel für die Energie der emittierten Strahlung betrachte man die Bindungsenergie  $E_B$  des 1s Elektrons im Uran von etwa 130 keV. Ein beim Einfang eines freien Elektrons unter strahlender Rekombination ausgesandtes Photon hat folglich eine Energie von  $E_{ph} \geq E_B$ . Die Spektroskopie dieser Photonen erfordert hochpräzise Röntgendetektoren [37].

Da in einem Speicherring aufgrund der Synchrotronstrahlung ein hohes Hintergrundsignal zu erwarten ist, erfordert eine Messung von Rekombinationsprozessen neben der Röntgenspektroskopie auch den Nachweis des umgeladenen Ions. Dieser Nachweis ist im Speicherring vergleichsweise einfach durchführbar. Die Lorentzkraft, die auf eine bewegte elektrische Ladung  $q$  im elektrischen Feld  $\vec{E}$  und bei vorhandener magnetischer Flussdichte  $\vec{B}$  wirkt, ist gegeben durch:

$$\vec{F}_L = \underbrace{q \cdot \vec{E}}_{\vec{F}_E} + \underbrace{q\vec{v} \cdot \times \vec{B}}_{\vec{F}_B} \quad (2.3)$$

Betrachtet man die Gegebenheiten für nicht relativistische Teilchen im Dipolmagneten, also bei homogenem Magnetfeld und Abwesenheit elektrischer Felder, so erkennt man, dass die Lorentzkraft  $\vec{F}_L = \vec{F}_B$  als Radialkraft  $\vec{F}_R$  wirkt. Setzt man die beiden Kräfte in ihrer skalaren Form gleich, so erhält man, mit  $B_\perp$  als Komponente der magnetischen Flussdichte senkrecht zu Bewegungsrichtung der Teilchen, die in der Beschleunigerphysik wichtige Relation für die magnetische Steifigkeit  $B_\perp \rho$  (Produkt aus magnetischer Flussdichte und Bahnradius):

$$B_\perp \rho = p/q \quad (2.4)$$

Hierbei ist  $p$  der Betrag des Impulses und  $q$  die Ladung des Teilchens. Bei festem Magnetfeld hängt der Bahnradius also vom Verhältnis Impuls zu Ladung des gespeicherten Teilchens ab.

Bei dem Einfang eines Elektrons ist der Impulsübertrag aufgrund der geringen Masse des Elektrons im Vergleich zu den Ionenmassen (Vergleich für Wasserstoff  $m_p/m_e \approx 1836$ ) sehr gering. Die Veränderung des Ladungszustandes ist jedoch mindestens um einen Faktor 20 größer (zum Vergleich beträgt die Ladung vollständig ionisierten Urans  $q = 92e$ ), was dazu führt, dass in Gleichung 2.4 der Zähler dominiert und im konstanten Magnetfeld die umgeladenen Ionen eine engere (im Fall des Verlusts eines Elektrons) oder weitere Bahn (im Fall des Elektroneneinfangs) verfolgen. Der Ladungsaustausch führt zusammenfassend also durch die Dipolmagnete zu einer räumlichen Separation vom gespeicherten Strahl und somit zu einer einfachen Möglichkeit, die Umladung durch Detektion dieses Strahls nachzuweisen (vgl. Abbildung 2.5).

## 2.3 Teilchendetektion mithilfe von Szintillatoren

Viele Bereiche der Naturwissenschaft erfordern den Nachweis energiereicher Teilchen. Dies reicht von der Teilchen- oder Astrophysik bis hin zur Medizin (PET-Scan). Je nachdem, welche Informationen über das zu detektierende Teilchen von Interesse, sind haben sich unterschiedliche Techniken zum Nachweis dieser Teilchen etabliert. Diese reichen von einfachen Zählern, wie dem Geiger-Müller Zählrohr oder dem im Zuge dieser Arbeit entwickelten Detektor, über kalorimetrische Detektoren, die die Energie eines absorbierten Teilchens messen, bis hin zu komplexen Detektorsystemen, die unterschiedliche Detektortypen vereinen und in der Lage sind, Art, Impuls und Energie der gemessenen Teilchen zu bestimmen, so wie sie bei der Untersuchung der Struktur der Nukleonen z. B. am HADES-Experiment am GSI Helmholtzzentrum eingesetzt werden. Ein weiteres Einsatzgebiet großer Detektorsysteme ist die Suche nach neuartigen Teilchen, die z. B. am LHC (ATLAS, CMS, ALICE, LHCb) durchgeführt wird. Ziel eines modernen Detektors ist oftmals die Umwandlung der erforderlichen Information in ein für einen Computer messbares Strom- oder Spannungssignal. Neben den zusätzlich angegebenen Quellen orientiert sich dieser Abschnitt an Humm, Kolanoski und Leo [14, 17, 18].

### 2.3.1 Szintillatoren

Unter einem Szintillator versteht man im Allgemeinen ein Material, das die durch ein Teilchen eingetragene Energie als Lichtsignal wieder abgibt. Das zu detektierende Teilchen muss einer ionisierenden Strahlung angehören. Es können folglich beispielsweise Röntgenphotonen,  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlung sowie energetische Ionen nachgewiesen werden. Wichtig ist, dass das Teilchen eine Anregung der Elektronen im Szintillator erzeugt, die durch Abstrahlung von Photonen im Wellenlängenbereich zwischen naher UV- und naher Infrarot-Strahlung relaxiert.

Zumeist handelt es sich bei Szintillatoren um dotierte, elektrisch isolierende Festkörper. Die abgegebene Energie des Teilchens führt zur Anregung von Elektronen in das unbesetzte Leitungsband des Kristalls, die an den etwas niedrigeren Potentialen der Dotierstoff-Atome gefangen werden und dort unter Aussendung von Photonen ins Valenzband relaxieren.

Neben den für Festkörper üblichen physikalischen Größen ergeben sich für Szintillatoren weitere Eigenschaften zur Charakterisierung. Dazu zählen Emissionswellenlänge  $\lambda_{em}$ , die Lichtausbeute, die angibt, wieviele Photonen pro deponierter Energiemenge erzeugt werden, sowie Anstiegs- und Abfallszeit des Lichtpulses.

### 2.3.2 Cer-dotiertes Yttrium-Aluminium-Perowskit

YAP:Ce ist ein anorganischer Kristallszintillator. Es handelt sich dabei um Yttrium-Aluminium-Perowskit, welches mit Cer dotiert ist. Yttrium-Aluminium-Perowskit ist ein Yttrium-Aluminium-Oxid mit der Summenformel  $YAlO_3$ , welches in der perowskitischen Kristallstruktur vorliegt (siehe z. B. Zener [46]). Das Material verfügt über sehr vorteilhafte Eigenschaften für die Verwendung in einem Ionendetektor. Dazu gehört, dass das Material nicht hygroskopisch sowie mechanisch hart ist und einen hohen Schmelzpunkt aufweist. Dies ist für die Verwendung im UHV notwendig. Außerdem verfügt YAP:Ce über eine hohe Lichtausbeute und eine schnelle Zerfallskonstante, sodass hohe Zählraten möglich sind. Daneben liegt die Emissionswellenlänge in einem Bereich, in dem übliche Photomultiplier mit einer hohen Verstärkung verfügbar sind.

Tabelle 2.1: Zusammenfassung einiger Eigenschaften von YAP:Ce [45].

Dichte $\rho$	$5,37 \text{ g cm}^{-3}$
Schmelzpunkt $T_m$	$1853 \text{ }^\circ\text{C}$
Emissionswellenlänge $\lambda_{em}$	$370 \text{ nm}$
Zerfallskonstante $\tau$	$25 \text{ ns}$
Lichtausbeute	$25 \text{ ph keV}^{-1}$
Lichtausbeute verglichen mit NaI (Tl)	$70 \text{ \% NaI(Tl)}$

Die Charakteristik des Szintillationssignals von YAP:Ce bei Bestrahlung mit unterschiedlichen Teilchen und Energien ist ausführlich untersucht worden, z. B. von Baccaro et al., Klamra et al., Liu et al., Moszynski et al. und Slunga et al. [2, 16, 21, 25, 35]. Die Datenlage zur Strahlungshärte des Materials gegenüber Schwerionen beschränkt sich dagegen auf eine Untersuchung von Miersch et al. [24] die für die Bestrahlung mit Kohlenstoff bei 50 MeV eine Zerstörschwelle von  $1,9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  ermittelt wurde. Darüber hinaus gibt es eine Studie zur Widerstandsfähigkeit gegenüber  $\gamma$ - und Neutronenstrahlung von Baccaro et al. [1].

### 2.3.3 Photomultiplier

Eine PMT ist ein Gerät, das dazu dient, sehr schwache Lichtsignale in ein elektrisches Signal zu überführen. Die Wirkungsweise basiert im ersten Schritt auf dem Photoeffekt zur Erzeugung primärer Elektronen. Dieses primäre Elektronensignal wird in einem zweiten Schritt verstärkt und kann dann als Stromsignal gemessen werden. Abbildung 2.6 zeigt eine Prinzipdarstellung eines Photomultipliers. Die wichtigsten Bestandteile sind eine Photokathode, sowie ein Elektronenvervielfacher.

Trifft ein Photon mit ausreichend hoher Frequenz  $\nu$  auf eine photoaktive Schicht, sodass die Photonenenergie  $E_{ph} = h\nu$  größer ist als die Austrittsarbeit des Materials

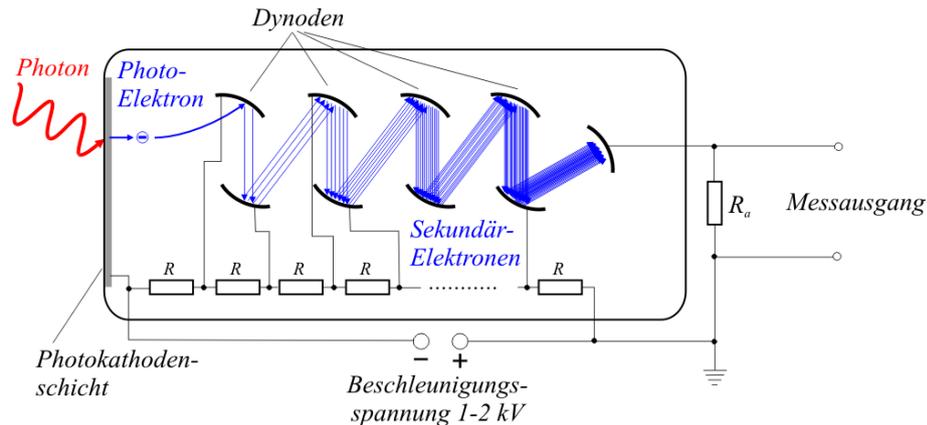


Abbildung 2.6: Prinzipskizze eines Photomultipliers [15]. Die durch das einfallende Photon aus der Photokathode herausgelösten Elektronen werden durch ein kaskadiertes elektrisches Feld vervielfacht und sind schließlich als Strompuls am Ausgang messbar.

$W_a$ , so kann es durch den äußeren Photoeffekt freie Elektronen mit der kinetischen Energie  $E_{kin}$  auslösen, für die der folgende Zusammenhang gilt:

$$E_{kin} = h\nu - W_a \quad (2.5)$$

Im Photomultiplier passiert dies in der Photokathode. Eine PMT wird häufig mit einer negativen Hochspannung betrieben, die zwischen Photokathode und der Anode, von der das Stromsignal abgegriffen wird und die auf Erdpotential liegt, anliegt. Zwischen der Kathode und der Anode befinden sich die Elektroden des Elektronenvervielfachers, die so genannten Dynoden. Sie liegen über Spannungsteiler auf einem von Dynode zu Dynode (aus Sicht der Kathode) geringer werdenden negativen Potential. Die Photoelektronen werden von der Potentialdifferenz zur ersten Dynode beschleunigt, wo sie beim Auftreffen durch Stoßionisation sekundäre Elektronen auslösen. In gleicher Weise werden an jeder Dynode weitere freie Elektronen erzeugt. Für einen gegebenen Vervielfachungsfaktor einer Dynode von  $\eta = N_{out}/N_{in}$  werden in einem Vervielfacher mit  $n$  Dynoden aus einem Photoelektron etwa  $\eta^n$  Sekundärelektronen erzeugt, die zum Messsignal beitragen.

Die Anordnung der Dynoden hat erheblichen Einfluss auf wichtige Eigenschaften, wie Reaktionszeit (gegeben durch die Driftzeit der Elektronen von der Kathode zur Anode) sowie Verstärkungsfaktor und Störanfälligkeit gegenüber äußeren elektromagnetischen Feldern. Für detaillierte Beschreibungen üblicher Geometrien sowie deren Vor- und Nachteile sei auf einschlägige Literatur [30, 18] verwiesen.

## 2.4 Ultrahochvakuum

Unter Vakuum versteht man Umgebungen mit einem Druck  $p = F/A$  (Kraft  $F$  pro Fläche  $A$ ) deutlich unterhalb des Normaldrucks (Druck der Atmosphäre auf Meereshöhe bei einer Temperatur von 20 °C) von 1013,25 mbar. Die SI-Einheit des Drucks ist das Pascal  $1 \text{ Pa} = 1 \text{ N m}^{-2}$ , wobei oftmals in der Technik und auch im Zuge

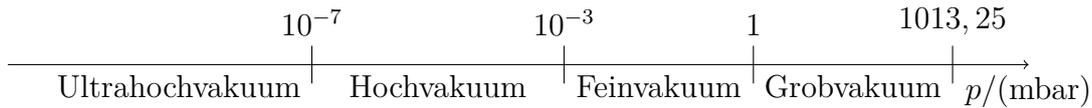


Abbildung 2.7: Veranschaulichung der Vakuumbereiche und ihrer druckabhängigen Abgrenzung. 1013,25 mbar entspricht dem mittleren Druck der Atmosphäre auf Meereshöhe.

dieser Arbeit die SI-konforme Einheit  $1 \text{ mbar} = 1 \text{ hPa}$  genutzt wird. Zur Charakterisierung wird das Vakuum je nach Druck in verschiedene Bereiche unterteilt, die sich beispielsweise durch die dominierenden physikalischen Prozesse des Gastransports unterscheiden. Betrachtet man dazu in erster Näherung ein ideales Gas, also ein Gas aus untereinander nicht wechselwirkenden Punktteilchen, die mit der Gefäßwand stoßen können, so findet man, dass die Zustandsgrößen Druck  $p$ , Volumen  $V$ , Teilchenzahl  $N$  und Temperatur  $T$  über die Boltzmannkonstante  $k_B = 1,380\,54 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$  verknüpft sind.

$$pV = Nk_B T \tag{2.6}$$

Es lässt sich hieraus sofort sehen, dass die Teilchendichte  $n = N/V$  bei konstanter Temperatur linear vom Druck abhängt. Eine weitere Größe, die vom Druck abhängt und das System charakterisiert, ist die mittlere freie Weglänge  $\Lambda = 1/n\sigma$ . Dies ist die charakteristische Länge der Exponentialfunktion, die sich als Lösung der Gleichung 2.1 für den Durchgang von Teilchen durch Materie ergibt. Beispiele der zwei abhängigen Größen bei verschiedenen Drücken sind in Tabelle 2.2 zusammengestellt. Aus der Zustandsgleichung des idealen Gases 2.6 lässt sich also folgern, dass sich der Druck in einem gegebenen Volumen, bei konstanter Temperatur durch die Entfernung von Gasteilchen reduzieren lässt. Abhängig vom angestrebten Enddruck ergeben sich stark unterschiedliche Anforderungen, sowohl an die Vakuumpumpe, als auch an den Rezipienten, also das zu evakuierende Volumen. Ist ein Grobvakuum beispielsweise in einem Glasgefäß mit einer an einen Wasserhahn angeschlossenen Wasserstrahlpumpe erreichbar, so erfordert die Erzeugung des Feinvakuums schon den Einsatz von Membran, Kolben oder Wälzkolbenpumpen. Alle diese Pumpen erzeugen einen Volumenstrom, der die Gasmoleküle aus dem Rezipienten entfernt. Der erreichbare Enddruck einer Wasserstrahlpumpe ist gegeben durch den Dampfdruck des Wassers. Die nach dem Volumenstromprinzip arbeitenden Pumpen sind auf eine dominierende Wechselwirkung der Gasteilchen untereinander im Gegensatz zu

Tabelle 2.2: Einteilung der Vakuumbereiche nach Druck  $p$ ; zur Veranschaulichung zugehörige Teilchendichte  $n$  und mittlere freie Weglänge  $\Lambda$  (nach [9]).

$p/(\text{mbar})$	$n/(\text{m}^{-3})$	$\Lambda/(\text{m})$
$1 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^{25}$	$6 \cdot 10^{-8}$
1	$2,5 \cdot 10^{22}$	$6 \cdot 10^{-5}$
$1 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{19}$	$6 \cdot 10^{-2}$
$1 \cdot 10^{-6}$	$2,5 \cdot 10^{16}$	60
$1 \cdot 10^{-9}$	$2,5 \cdot 10^{13}$	$6 \cdot 10^4$

Wechselwirkungen mit der Wand (Molekularströmung) angewiesen. Die Knudsen-Zahl  $Kn$ , die die mittlere freie Weglänge  $\Lambda$  mit einer charakteristischen Länge  $l$  der Apparatur in Verbindung setzt, ist gegeben durch:

$$Kn = \Lambda/l \quad (2.7)$$

Sie gibt an ob das Strömungsverhalten in guter Näherung durch Volumenströme ( $Kn \leq 0,01$ ), durch Molekularströmung ( $Kn > 2$ ) oder durch eine Übergangsbeschreibung angemessen ist. Eine weitere Verringerung des Druckes im Bereich der Molekularströmung ist mit Pumpen, die nach dem Volumenstromprinzip arbeiten, nicht zu realisieren. Für die Erzeugung niedrigerer Enddrücke werden Turbomolekularpumpen (TM) eingesetzt. Sie fördern die Gasteilchen, indem sie ihrer zufälligen Bewegung eine Vorzugsrichtung geben. Hierzu ist ein Impulsübertrag an die Gasteilchen nötig. Die TM verfügt über eine Anordnung von sich abwechselnden Rotor- und Statorscheiben. Der Rotor dreht sich im Betrieb mit Drehzahlen von einigen Zehntausend Umdrehungen pro Sekunde, sodass die Bahngeschwindigkeit der Rotorblätter die Geschwindigkeit der Gasteilchen erreicht (im Fall von Stickstoffmolekülen bei Raumtemperatur liegt die wahrscheinlichste Geschwindigkeit bei  $422 \text{ m s}^{-1}$ ). Beim Stoß eines Gasteilchens mit dem Rotorblatt kommt es zu einem Impulsübertrag auf das Teilchen, sodass diese gefördert werden können. Alleine mit einer Turbomolekularpumpe samt Vorpumpe lassen sich Drücke im Bereich des Hochvakuums erreichen. Sie sind begrenzt durch die Desorption von Restteilchen von den Gefäßwänden, welche ein weiteres Absenken des Druckes verhindert.

Die Erzeugung eines Ultrahochvakuums erfordert das Ausheizen der Vakuumkanmer. Hierbei wird die Kammer auf Temperaturen mindestens oberhalb des Siedepunkts von Wasser, besser auf  $200 - 300 \text{ }^\circ\text{C}$  gebracht und bei diesen Temperaturen über mindestens einen Tag gehalten. In dieser Zeit desorbiert das eingelagerte Wasser und andere Teilchen von den Kammerwänden. Nach dem Ausheizen lässt sich der Druck durch den Einsatz von Getterpumpen, die freie Gasteilchen auf einer Oberfläche binden, auf das gewünschte Ultrahochvakuum senken. Dies erfordert jedoch eine entsprechende thermische Belastbarkeit der verbauten Komponenten. Die Verwendung von Polymerdichtungen ist nicht mehr möglich und die Vakuumanlage muss mittels Kupferdichtungen abgedichtet werden. Die hier gegebene Darstellung ist angelehnt an Demtröder sowie Umrath [9, 39]. Für tieferegehende Informationen sei auf die genannten Quellen verwiesen.



# 3 Charakterisierung des Photomultipliers

Der geplante Aufbau zur Untersuchung der YAP:Ce-Probe am JULIA-Beschleuniger in Jena, wie in Kapitel 4.2 beschrieben, setzt ein zeitlich und räumlich gleichbleibendes Signal der PMT voraus. Daher wurde in Vorbereitung darauf ein Experiment geplant und durchgeführt, welches die zeitlichen und räumlichen Einflüsse auf das Signal untersucht. Über einen Zeitraum von einer Stunde wurde die PMT einem gleichbleibenden gepulsten Lichtsignal ausgesetzt. Ihr Antwortsignal wurde ermittelt und auf systematische Abweichungen geprüft. Anschließend wurde die Lichtquelle unter der PMT auf einem quadratischen Raster bewegt und das Signal aufgenommen, um einen möglichen Einfluss des Auftreffortes des Lichts auf das Signal der PMT zu erkennen. Das folgende Kapitel beschreibt das Experiment und seine Ergebnisse ausführlich.

## 3.1 Versuchsaufbau

Bei der zu untersuchenden und für den Detektor vorgesehenen PMT handelt es sich um einen Photomultiplier vom Typ R8619 des Herstellers Hamamatsu [29]. Dieser Photomultiplier verfügt über einen Elektronenvervielfacher mit 10 Dynoden, der linear fokussierend ausgelegt ist und in der so genannten Head-on-Geometrie zur Photokathode angeordnet ist (so wie in der Prinzipskizze 2.6 auf Seite 10). Ein Betrieb mit einer Versorgungsspannung von bis zu 1500 V ist möglich. Als typische Verstärkung wird vom Hersteller  $2,6 \cdot 10^6$  angegeben. Dies bezieht sich auf die Anzahl von Elektronen an der Anode, die von einem Photon ausgelöst werden. Die Emissionswellenlänge des Szintillators von 370 nm fällt mit der maximalen Quanteneffizienz der PMT zusammen, weshalb diese sehr geeignet erscheint. Der zur Verfügung stehende Photomultiplier befand sich in der für das GSI Helmholtzzentrum entwickelten Konfiguration AVD-Assy. Sie verfügt über eine Schaltung zur aktiven Spannungsaufteilung auf die Dynoden, sowie über eine Abschirmung gegen magnetische Felder. Zur Spannungsversorgung kann sie mittels eines SHV-Steckers an ein Hochspannungsnetzteil angeschlossen werden. Das Ausgangssignal kann über ein BNC-Kabel an die nachfolgende Elektronik zur Signalverarbeitung geleitet werden.

Die PMT wurde in einer Halterung fest mit dem optischen Tisch verbunden. Die Befestigung erfolgte in einem Abstand von ca. 15 cm zwischen Eintrittsfenster und optischem Tisch, sodass darunter die Verfahrmechanik und die Lichtquelle Platz fanden. Als Markierung für die jeweilige Ausrichtung wurde ein Streifen Klebeband mit einer Linie versehen und auf der PMT aufgebracht. Abbildung 3.6 zeigt die Ausrichtung der Markierung zum Koordinatensystem der Verfahrmechanik. Die PMT wurde von einer Hochspannungsquelle vom Typ ISEG SHQ224M mit einer Spannung von

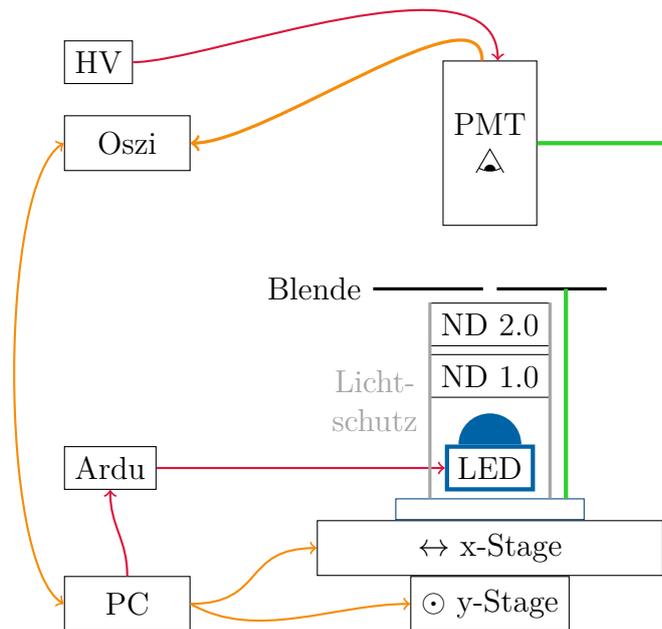


Abbildung 3.1: Skizze des Experimentaufbaus in Seitenansicht. Rote Pfeile entsprechen Spannungsversorgungen, orangefarbene Pfeile entsprechen Signalleitungen mit Kommunikationsrichtung, grüne Linien symbolisieren Halterungen. Die y-Stage bewegt die x-Stage sowie den weiteren Aufbau, die x-Stage den Wagen (dunkelblau) und seinen Aufbau, jeweils linear.

1000,5 V versorgt. Abbildung 3.1 zeigt den Aufbau als Skizze in Seitenansicht und Abbildung 3.2 ist ein Foto des verwendeten Aufbaus.

Das Signal des Photomultipliers wurde mittels eines digitalen Speicheroszilloskops vom Typ Rigol DS1102E aufgenommen. Es wurde keine separate Terminierung des Signals vorgenommen, somit diente das Oszilloskop mit einem Eingangswiderstand von  $1\text{ M}\Omega$  als Terminierung. Dies führt zu einer relativ langen  $1/e$ -Abfallzeit von  $\sim 140\ \mu\text{s}$ . Dies stört den Zweck der Messung jedoch nicht, da lediglich die relativen Pulshöhen der einzelnen Pulse miteinander verglichen werden. Die Erfassung und Speicherung des Signals wurde mithilfe eines Computers über die serielle Schnittstelle und einem selbst geschriebenen Script in der Programmiersprache Python realisiert.

Um aussagekräftige Ergebnisse dieses Experiments zu erhalten, fiel die Wahl der Lichtquelle auf eine zur Emissionswellenlänge des Szintillators passende UV-LED vom Typ Nichia NSPU510CS. Diese hat eine, mit der Hauptemission des Szintillators nahezu übereinstimmende, Emissionswellenlänge von  $375\ \text{nm}$  [40]. Des Weiteren wurde die LED, um eine möglichst passende Simulation des Szintillatorsignals zu realisieren, gepulst betrieben. Zu diesem Zweck wurde als Spannungsquelle ein Mikrocontrollerboard Arduino Uno verwendet, welches ein PWM-Signal (Pulsweitenmodulation) mit einem Tastverhältnis von  $1/255$  und einer Wiederholrate von  $490\ \text{Hz}$  liefert. Die Pulsweitenmodulation ist ein Verfahren, um mit einer festge-

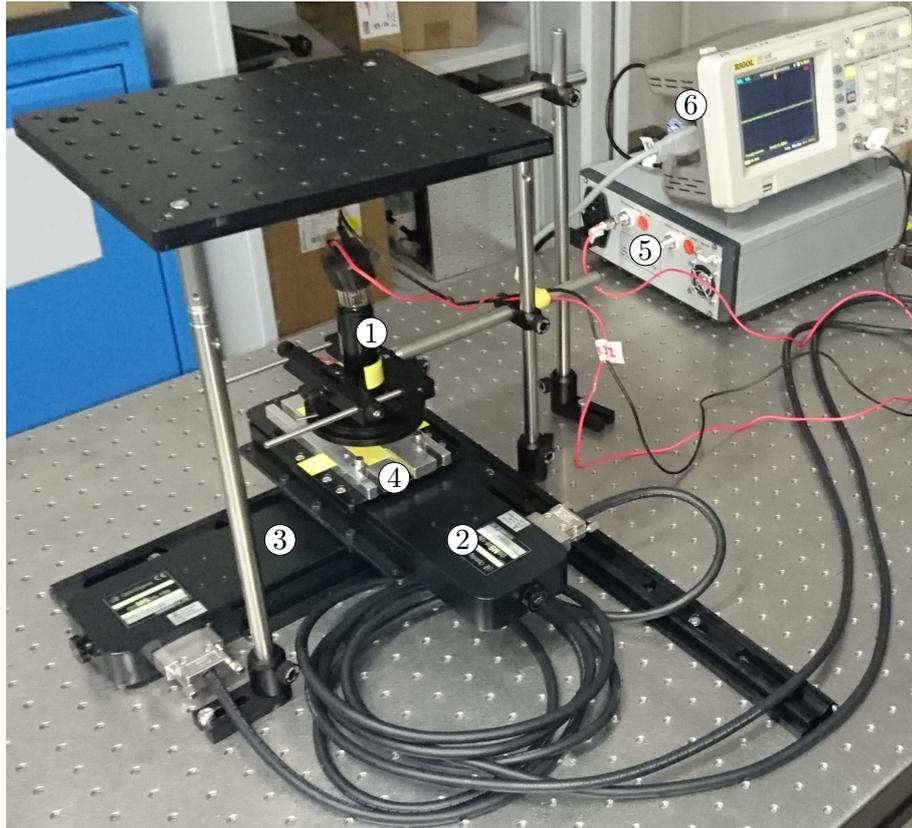


Abbildung 3.2: Verwendeter Experimentaufbau ohne Lichtschutzabdeckung; Photomultiplier (1) in Klemmhalterung auf optischem Tisch; Verfahrmechanik (2,3) und Wagen (4) mit LED, und Neutraldichtefiltern (nicht zu erkennen); Hochspannungsquelle (5) und Oszilloskop (6).

legten Gleichspannung von in unserem Fall 5 V im zeitlichen Mittel eine kleinere Spannung zu erzeugen. Dafür wird die Spannung periodisch an und ausgeschaltet. Das Tastverhältnis bezeichnet dabei das Verhältnis der Zeit, in der die Spannung anliegt, zu der Zeit, in der die Spannung nicht anliegt. Dieses Verfahren ist mit der Wiederholfrequenz des Arduino und der deutlich höheren zeitlichen Auflösung des Photomultipliers gut geeignet, um die LED als gepulste Lichtquelle zu verwenden. Um die empfindliche PMT nicht zu überlasten, wurde das Lichtsignal mittels jeweils eines Neutraldichtefilters des Typs Thorlabs NE10A (ND1) sowie NE20A (ND2) abgeschwächt. Die Zahlenangabe  $ND_x$  besagt, dass der Filter eine Abschwächung von  $x = -\log(I/I_0)$  bewirkt. Dabei ist  $I_0$  die einfallende und  $I$  die transmittierte Intensität.

Die orts aufgelöste Messung erfordert eine präzise Positionierung der Lichtquelle. Zu diesem Zweck wurde die LED auf einer computergesteuerten xy-Stage vom Typ Optosigma OSMS26-100 XY platziert, die mittels zweier ebenfalls von Optosigma stammender GSC-01 Controller angesteuert wurde. Da keine passende Steuersoftware mitgeliefert wurde, wurde im Zuge dieser Arbeit eine GUI-basierte Steuerung der xy-Stage, sowie ein script zur automatisierten Steuerung in python entwickelt. Eine weitere Anforderung für die orts aufgelöste Messung ist eine kleine (nahezu punktförmige) Lichtquelle, die durch die Verwendung einer verstellbaren Irisblende

realisiert wurde. Die Öffnung betrug  $1,6 \pm 0,1$  mm.

Der gesamte beschriebene Aufbau wurde mithilfe von matter schwarzer Kunststoffolie sowie einer Kartonabdeckung gegen verbleibendes Streulicht abgeschirmt. Darüber hinaus erwies es sich als nützlich zur Reduzierung des Dunkelsignals, die Beleuchtung des Labors sowie den Monitor des steuernden Computers auszuschalten.

## 3.2 Steuerungssoftware

Wie bereits erwähnt, steht für den Betrieb zweier Stages als Verbund über die unabhängigen GSC-01 Controller keine Software von Optosigma zur Verfügung. Daher wurde die nötige Software in Python im Zuge der Arbeit entwickelt. Sie stellt einerseits die Möglichkeit, die Stages mittels einer Grafischen Benutzeroberfläche (GUI), die in Abbildung 3.3 zu sehen ist, zu steuern. Andererseits besteht die Möglichkeit der Ansteuerung über Skripte. In diesem Abschnitt sollen die Module und ihre Anwendung kurz erläutert werden.

Die Ansteuerung der Controller ist über die serielle Schnittstelle des Computers möglich. Die im Handbuch des Controllers [28] beschriebenen Steuerbefehle sowie das Öffnen und Schließen der Kommunikation mit dem Controller sind in einem Modul zusammengefasst. Das Modul `comm_functions_GSC_01` stellt sie in Form von Funktionen (im Sinne der Programmierung) zur Verfügung, die als Rückgabewerte im Allgemeinen die Antwort des GSC-01 liefert. Ausnahmen sind hier das Setup der Schnittstelle, die ein Schnittstellenobjekt zurückgibt, und die Beendigung der Kommunikation, die keine Rückgabe liefert.

In einem nächsten Schritt wurde eine Klasse entworfen, die eine Achse repräsentiert. Sie verwendet das eben beschriebene Kommunikationsmodul zur Steuerung der Controller. An dieser Stelle besteht die Möglichkeit, ein anderes Kommunikationsmodul zu verwenden, falls ein anderer Controller verwendet werden soll. Die Funktionen der Klasse übernehmen auch die Verrechnung des internen Maßsystems des Controllers in übliche Einheiten für Längen und Geschwindigkeiten. Objekte der Klasse Achse sind für die Verwendung in Skripten zur automatisierten Ansteuerung, sowie für die Steuerung mit der GUI vorgesehen.

Die GUI-Steuerung ist für den Betrieb von 2 Achsen als xy-Koordinatensystem entwickelt worden. Sie bietet die Möglichkeit, jeder Achse den entsprechenden COM-Port per Menüauswahl zuzuordnen. Wurde die Kommunikation aufgebaut, so zeigt eine Statusleuchte dies an. Über Eingabefelder lassen sich Geschwindigkeiten und Positionen der Achsen angeben und anfahren. Die aktuelle Position der Achse wird in regelmäßigen, einstellbaren Intervallen abgefragt, um bei einem manuellen Verfahren der Achsen über die am Controller angebrachten Schalter die korrekte Position anzuzeigen. Neben dem Feld, welches die aktuelle Position anzeigt, existiert eine Statusanzeige, die angibt ob die Achse sich bewegt oder angesteuert werden kann. Die automatische Bestimmung der Nullposition kann über die Benutzeroberfläche gestartet werden. Auch eine Steuerung über Richtungstasten ist möglich. Darüber hinaus verfügt die graphische Steuerung über einen softwarebasierten Nothalt und die Möglichkeit, einer jeden Achse direkte Steuerbefehle aus einer Texteingabe zu senden.

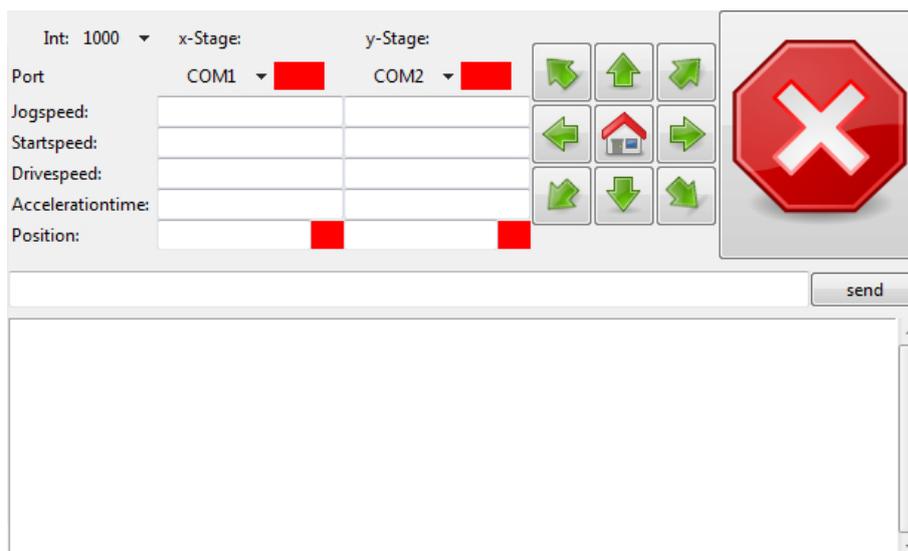


Abbildung 3.3: Benutzeroberfläche der Steuerungssoftware zur Ansteuerung der Optosigma-xy-Verfahrbühnen. Die linke Hälfte beherbergt die Eingabefelder für die verwendete Schnittstelle sowie Geschwindigkeiten und Positionen der Achsen. Rechts davon befindet sich die Tastensteuerung sowie der Nothalt. Die untere Hälfte beinhaltet das Eingabefeld sowie das Rückgabefeld für die direkte Eingabe von Steuerbefehlen an die Achsen.

Die beiden Messskripte für die im Folgenden beschriebenen Messungen verwenden die im Programmierhandbuch des Oszilloskops [32] beschriebenen Steuerbefehle, um die Daten auf den Computer zu übertragen. Die Rohdaten werden in die zugehörigen Spannungen verrechnet und als csv-Datei mit den zugehörigen, mithilfe der Abtastrate ermittelten, Zeiten abgespeichert. Bei Bedarf werden innerhalb der Messskripte Objekte der Achsenklasse verwendet.

### 3.3 Messung der Zeitstabilität des Signals

Zur Durchführung des Zeitverlaufstests, der das Ziel hatte, zeitliche Drifts der Signalhöhe des Systems LED in Zusammenspiel mit der PMT, falls vorhanden, zu erkennen, wurde die LED zentral unter dem Eingangsfenster der PMT platziert. Zu diesem Zweck wurde in beiden Achsen die LED an den Rand der PMT gefahren. Zur Bestimmung der Randposition wurde von oben entlang des Photomultipliers die LED angepeilt. Von dort aus wurde die LED je den halben Durchmesser der PMT unter den Photomultiplier gefahren.

Die Spannungsversorgung der PMT wurde hergestellt, anschließend wurde die Messung gestartet. Über den Zeitraum von einer Stunde wurde das Signal der PMT aufgenommen, zehn Minuten lang im Abstand von 2 s, weitere zwanzig Minuten im Abstand von 10 s und die letzte halbe Stunde im Abstand von einer Minute. Die Messwertaufnahme lief wie folgt ab: Oszilloskop-Aufnahme wird vom PC gestoppt, Daten werden abgefragt und skaliert, Oszilloskop wird für neue Aufnahme gestartet

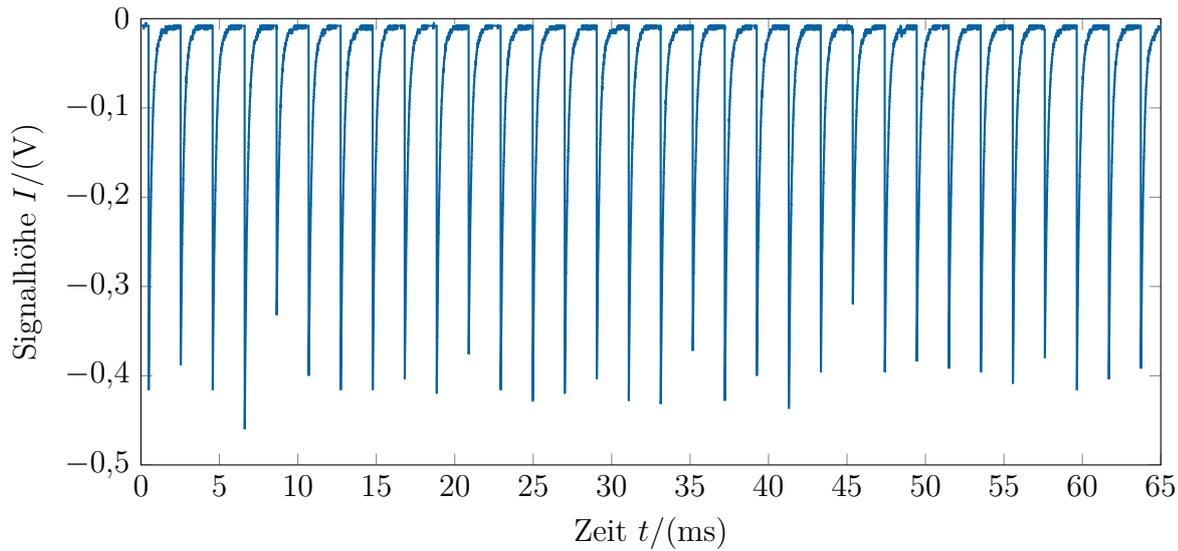


Abbildung 3.4: Testsignal der PMT am Beginn der Zeitverlaufsmessung; 32 Pulse in einer Messzeit von 65 ms entsprechen einer Lichtpulsfrequenz von 490 Hz.

und die Daten mit relativem Zeitstempel (beginnend bei 0, Angabe in s) als csv-Datei abgespeichert.

Abbildung 3.4 zeigt beispielhaft ein aufgenommenes Signal vom Beginn der Messung. Gut zu erkennen sind die 32 Peaks innerhalb der Messzeit von 65,532 ms. Der vollständige Datensatz bestehend aus 434 Sequenzen mit je 32 Pulsen wurde mithilfe eines MATLAB Skriptes automatisiert ausgewertet. Die Pulse wurden isoliert und zur Vereinfachung des Fits invertiert. Die steigende Flanke, welche aufgrund der 1 M $\Omega$  Terminierung in Bezug auf die fallende Flanke einem Sprung gleicht, auf  $t = 0$  verschoben. Für den Fit mit der Methode der kleinsten Quadrate wurden nur die Punkte der fallenden Flanke mit einbezogen und jeweils mit einer Funktion nach 3.1 gefittet. Hierbei bezeichnet  $\Theta$  die Heavisidesche Sprungfunktion, deren Definition in Gleichung 3.2 gegeben ist,  $I$  die Pulshöhe und  $b$  die Zerfallskonstante. Anschaulicher als die den Fit vereinfachende Zerfallskonstante ist die  $1/e$ -Abfallszeit  $\tau = b^{-1}$  als ihr Inverses. Sie gibt an, nach welcher Zeit das Signal auf den Bruchteil  $1/e$  der Amplitude abgefallen ist.

$$f(t) = I \cdot \exp(-b \cdot t) \cdot \Theta(t) \quad (3.1)$$

$$\Theta(t) = \begin{cases} 0 & \text{für } t < 0 \\ 1 & \text{für } t \geq 0 \end{cases} \quad (3.2)$$

Aus den Fitparametern jedes Peaks wurde der Mittelwert gebildet und mitsamt der Stichprobenstandardabweichung für jede Sequenz als Ergebnis abgespeichert. Abbildung 3.5 zeigt die ermittelten Pulshöhen mit einem Konfidenzintervall von einer Mittelwertstandardabweichung. Ein linearer Fit der Pulshöhen liefert einen Anstieg von  $7,2 \pm 3,7 \cdot 10^{-4} \text{ mV s}^{-1}$  und ein Absolutglied von  $403,70 \pm 0,37 \text{ mV}$  und somit im Rahmen eines Konfidenzintervalls von 99% einen konstanten Wert. Eine mög-

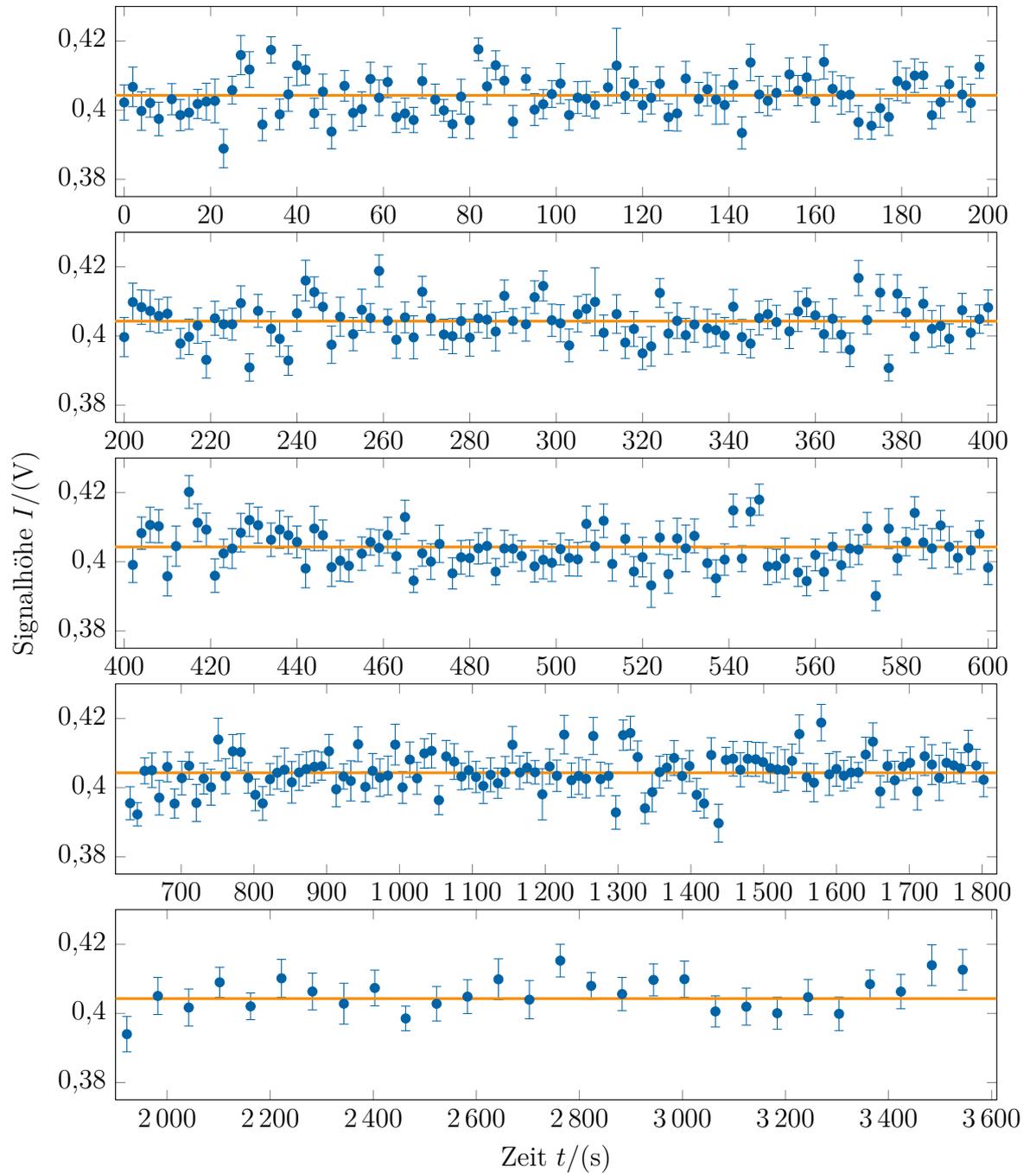


Abbildung 3.5: Ergebnisse der Zeitverlaufmessung; blau: Mittelwert der Messwerte einer Aufnahme mit Mittelwertstandardabweichung, orange: Trendlinie bei  $f(t) = 0,40428 \text{ V}$ , der mittleren Pulshöhe; die Aufteilung in 5 Teile wurde zur besseren Lesbarkeit eingeführt.

liche Erklärung für den in einem kleineren Konfidenzintervall auftretenden Anstieg ist die bei späteren Zeiten geringere Abtastrate, sodass frühere Zeiten insgesamt stärker gewichtet werden.

Die Ergebnisse dieses ersten Teils des Experiments lassen den Schluss zu, dass der Dauerbetrieb des Aufbaus keinen signifikanten Einfluss auf die Signalhöhe hat. Die weitere Analyse der PMT, die orts aufgelöste Messung, kann also durchgeführt werden.

### 3.4 Messung der Positionsstabilität des Signals

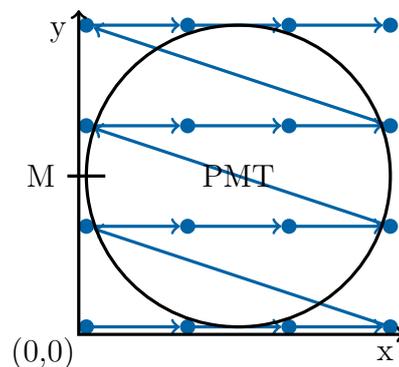


Abbildung 3.6: Ausrichtung des Koordinatensystems relativ zur Markierung (M) am Photomultiplier (PMT); in blau angedeutet das quadratische Raster und der Ablauf des Verfahrenweges (Punkte entsprechen Messpositionen, Pfeile entsprechen Wegen);  $(0,0)$  Position liegt auf dem ersten Punkt.

Für die orts aufgelöste Abtastung wurde ein quadratisches Raster mit 25 Punkten je Richtung gewählt. Die Startposition für die automatisierte Messung war die bei der Zeitmessung verwendete zentrale Position unterhalb des Photomultipliers. Von hier wurde die LED zur Koordinatenposition  $(0,0)$  gefahren (siehe Abbildung 3.6). An jedem Punkt des Rasters wurden 20 Datenreihen im zeitlichen Abstand von 2s aufgenommen und als csv-Datei abgespeichert. Die Datenabfrage folgt dem in Abschnitt 3.3 beschriebenen Verfahren. Nach der Aufnahme aller Datenreihen an einem Punkt wurde die LED zur nächsten Messposition gefahren und die Messung an der neuen Position durchgeführt.

Für die Analyse der orts aufgelösten Daten wurden für jeden Koordinatenpunkt die Pulse der zugehörigen Datenreihe nach dem in Abschnitt 3.3 beschriebenen Verfahren automatisiert gefittet und die Ergebnisse in einer csv-Datei abgespeichert. Abbildung 3.7 zeigt das Ergebnis der Messung, die Stichprobenstandardabweichung aller Punkte beträgt  $s < 0,05$  V. Der Farbwert der Punkte entspricht der mittleren Pulshöhe an dem Ort, die farbige Fläche zwischen den Punkten ist eine Interpolation, die der Erhöhung der Lesbarkeit dient.

Es ist zu erkennen, dass die Signalhöhe in einem zentralen Quadrat (mit Eckpunkten  $(8,5, 9,5)$  bis  $(9,5, 9,5)$ ) in guter Näherung als konstant betrachtet werden kann.

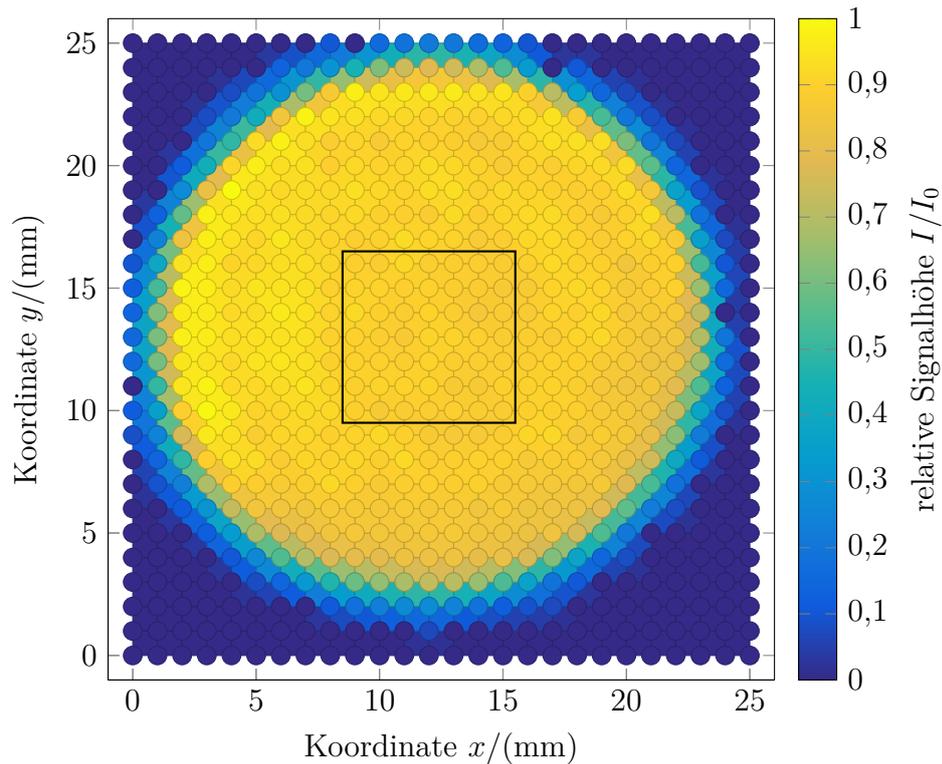


Abbildung 3.7: Ergebnis der orts aufgelösten Messung; das eingezeichnete Quadrat mit 7 mm Seitenlänge entspricht den im YAP:Ce-Test verwendeten Quellpositionen (in Kapitel 4 dargestellt). In diesem Bereich ist die Sensitivität der PMT offenbar in guter Näherung konstant.

Darüber hinaus ist ersichtlich, dass es am linken und oberen Rand eine schmale Fläche gibt, bei der die Empfindlichkeit messbar höher ist als im Zentrum. Aus geometrischen Gründen ist für den Test der YAP:Ce-Probe jedoch nur die eingezeichnete Fläche relevant, für die die Signalhöhe offenbar als gleichbleibend angesehen werden kann.

### 3.5 Zusammenfassung

Das auf den vorangegangenen Seiten beschriebene Experiment zur Charakterisierung des Photomultipliers bestätigte die uniforme Funktionalität der PMT. Es konnte kein systematischer Einfluss, der auf die Dauer der Messung zurückzuführen wäre, nachgewiesen werden. Darüber hinaus wurden keine das nachfolgende Experiment negativ beeinflussenden Abhängigkeiten des Signals von der Position der Bestrahlung auf der sensitiven Fläche nachgewiesen werden. Eine Korrektur der Signalhöhe für die Messpunkte des Szintillatortests muss nicht durchgeführt werden.



## 4 YAP:Ce-Test am Tandemeschleuniger JULIA

Für eine Abschätzung der Lebensdauer des Szintillators im dauerhaften Einsatz wurde die Haltbarkeit unter dem Einfluss energiereicher Teilchenstrahlung untersucht. Wie in den Grundlagen erläutert, lässt sich die Lichtausbeute des Szintillators als Maßstab für seine Beschädigung verwenden. Mit zunehmender Zerstörung sinkt die Lichtausbeute. Grundidee des Experiments ist, es die Lichtausbeute für verschiedene Ionensorten und nach unterschiedlichen Dosen zu bestimmen. Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird der als Ionenquelle dienende Beschleuniger JULIA beschrieben. Nachfolgend werden der Experimentaufbau und seine Bestandteile erläutert. Im folgenden Abschnitt wird die Durchführung beschrieben, abschließend werden die Auswertung und die Ergebnisse diskutiert.

### 4.1 Tandembeschleuniger JULIA

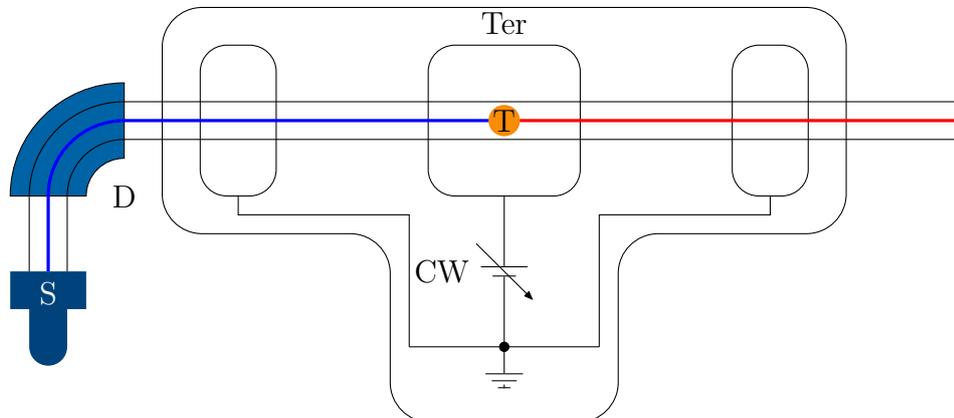


Abbildung 4.1: Prinzipskizze eines Tandembeschleunigers. S: Quelle für negative Ionen; Ter: Terminalelektrode auf positiver Hochspannung; CW: Cockroft-Walton-Kaskadengenerator zur Erzeugung der Hochspannung (im Fall von JULIA 3MV); D: Dipolmagnet zur Ablenkung und Selektion der zu beschleunigenden Ionen; blauer Strahl: negativ geladene Ionen; T: Strippertarget zur Umladung der Ionen; roter Strahl: umgeladene positive Ionen.

„Jena University Laboratory for Ion Acceleration“ (JULIA) ist ein am Institut für Festkörperphysik der Universität Jena angesiedelter Teilchenbeschleuniger, der dort primär zur Ionenimplantation genutzt wird. Es handelt sich um einen 3 MV-Tandetron-Beschleuniger der Firma High Voltage Engineering Europa B.V. [38].

Der Beschleuniger arbeitet nach dem Tandem-Prinzip, das heißt es handelt sich um einen elektrostatischen Beschleuniger, der es ermöglicht, das statische elektrische Feld zweimal zur Beschleunigung der Teilchen zu nutzen. Abbildung 4.1 zeigt die wichtigsten Komponenten eines Tandembeschleunigers. Dies sind:

- eine Hochspannungsquelle, im Falle von JULIA ein Cockroft-Walton-Generator, der 3 MV Terminalspeisung liefert
- eine Anordnung aus 3 Elektroden, von denen die äußeren auf dem gleichen Potential liegen und die mittlere, das so genannte Terminal, gegenüber ihnen auf einer positiven Hochspannung
- ein Strippertarget, welches eine Umladung der ursprünglich negativ geladenen Ionen zu positiven Ladungszuständen ermöglicht und so die angelegte Spannung doppelt nutzbar macht

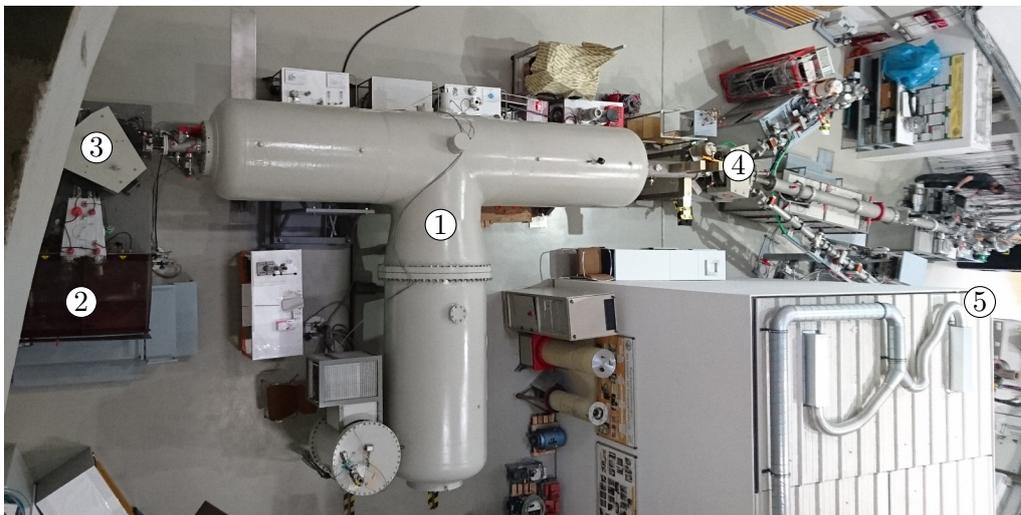


Abbildung 4.2: Vogelperspektive auf den Tandembeschleuniger JULIA (1) mit Ionenquelle (2), zwei Ablenkmagneten (3, 4) und der Experimentkammer (5) am Ende der Strahlstrecke.

Ein in den Beschleuniger kommendes negatives Ion wird vom elektrischen Feld in Richtung des Terminals beschleunigt. Innerhalb der Terminalelektrode befindet sich ein sogenanntes Strippertarget, dies kann eine Folie oder wie im Falle von JULIA ein Gastarget sein. Beim Durchgang durch das Target nehmen die Ionen abhängig von ihrer kinetischen Energie einen Gleichgewichtsladungszustand innerhalb des Mediums an. Für die energiereichen Ionen ist dies mit zunehmender Energie ein steigend positiver Ladungszustand [43]. Die umgeladenen Ionen werden in dem abfallenden Potential zur dritten Elektrode beschleunigt und nehmen erneut Energie vom Feld auf.

Ein Tandembeschleuniger erfordert folglich eine Ionenquelle, die negativ geladene Ionen bereitstellt. Im Falle des JULIA-Beschleunigers stehen zwei Ionenquellen zur Verfügung, von denen jedoch nur die Sputterquelle genutzt wurde. Allgemeine

Informationen zum Prinzip und der Anwendung von Sputterquellen liefert Middleton [23]. Eine Übersicht der Merkmale der verwendeten Quelle liefert [26]. Aus der Vielzahl der von der Quelle mit niedriger Energie kommenden Ionen wird mithilfe einer Massenseparation ein Isotop ausgewählt, welches anschließend abhängig von der Terminalspeisung auf eine vorgegebene Energie beschleunigt wird.

Der Beschleuniger verfügt über die Möglichkeit, den Ionenstrahl für eine flächige Ionenimplantation in x- und y-Richtung zu „wobblen“, das heißt ihn mit verschiedenen Frequenzen in beiden Richtungen auszulenken. Die unterschiedlichen Frequenzen sind erforderlich, um der Entstehung eines Musters vorzubeugen und eine gleichmäßige Bestrahlung zu erreichen. Ist die Ablenkung aktiv, so ist es möglich den Strahlstrom mithilfe so genannter Faraday-Becher (siehe Brown et al. [6]) zu messen. Damit ist es auch möglich, die implantierte Fluenz  $\Phi = N/A$  zu bestimmen.

## 4.2 Versuchsaufbau

Abbildung 4.3 veranschaulicht das Prinzip des Aufbaus. An die Vakuumanlage des Beschleunigers JULIA, der im vorangegangenen Abschnitt näher erläutert wurde, wurde ein Schauglas aus UV-transparentem Quarzglas angebracht, durch den das Szintillationssignal des im Vakuum befindlichen YAP:Ce-Kristalls beobachtet werden kann. Bei dem getesteten YAP:Ce-Kristall handelt es sich um eine runde, 1 mm starke Scheibe mit einem Durchmesser von 20 mm, die auf einer der Kreisflächen mit 200 nm Aluminium als Spiegel beschichtet ist und von CRYTUR geliefert wurde. Luftseitig an das Schauglas montiert wurde die in Abschnitt 3.1 beschriebene PMT R8619.

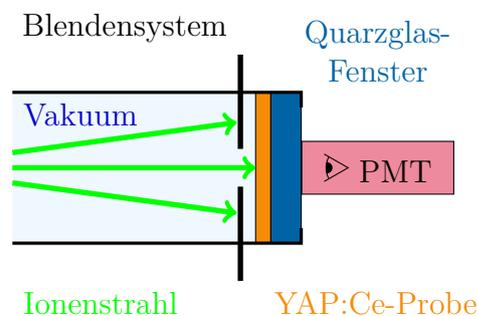


Abbildung 4.3: Prinzip des YAP:Ce-Tests am JULIA-Beschleuniger. Der gewobbelte Ionenstrahl wird mithilfe des Blendensystems auf einen Bereich der Probe eingeschränkt. Das Lichtsignal wird durch ein Quarzglas-Fenster zum Photomultiplier geführt.

Der Szintillator sollte mit unterschiedlichen Ionen bis zur Zerstörung getestet werden. Da jedoch nur eine Probe zur Verfügung stand und der Beschleuniger keine Möglichkeit besitzt, den Strom des fokussierten Strahls zu ermitteln, wurde aus dem gewobbelten Strahl mittels eines 2D-Schlitzblendensystems ein Strahlfleck definiert. Dadurch konnten mehrere Tests auf der Probe durchgeführt werden.

Das linke Foto der Abbildung 4.4 zeigt das Blendensystem, das freundlicherweise vom GSI Helmholtzzentrum zur Verfügung gestellt wurde. Es handelt sich dabei

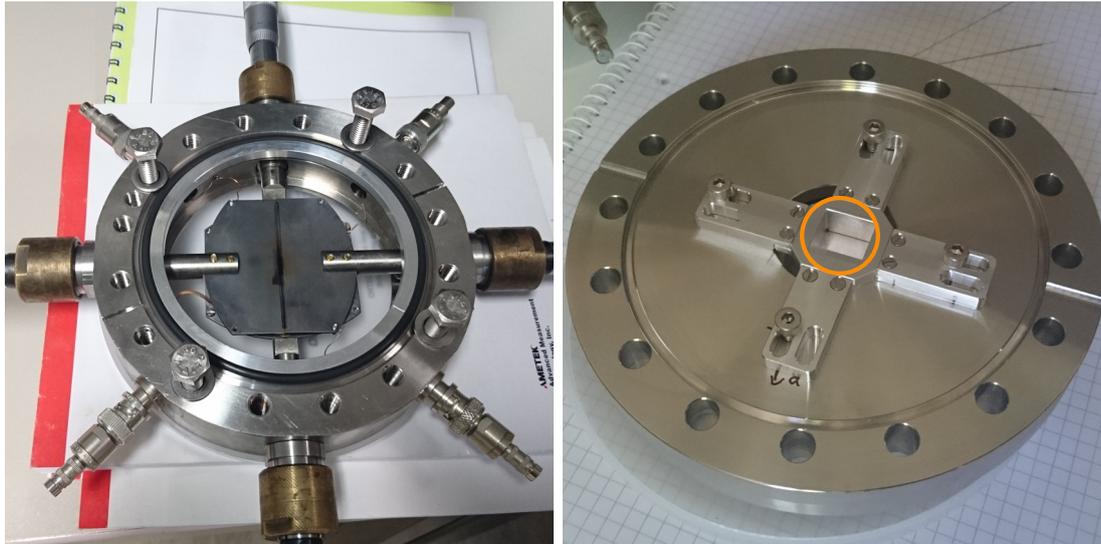


Abbildung 4.4: Komponenten des Testaufbaus vor dem Einbau am JULIA-Beschleuniger. Links: 2D-Blendensystem im CF-DN100-Flansch; Rechts: Vakuumseite des Fensterflansches mit montiertem Szintillator (Kreis).

um ein System, das in der Beschleunigeranlage Verwendung fand und mittlerweile durch eine automatisierte Version ersetzt wurde. An einem Turbopumpenteststand wurde eine Dichtheitsprüfung durch Bewertung des erreichbaren Enddrucks unternommen, bei der ein Enddruck von  $7,4 \cdot 10^{-7}$  mbar erreicht wurde. Nach Erneuerung der Abdichtung der Halter der eigentlichen Blenden konnte ein Enddruck von  $2,1 \cdot 10^{-7}$  mbar erreicht werden. Es konnte somit eine Verringerung des Druckes um 71,6% erreicht werden. In Anbetracht der Tatsache, dass Polymerdichtungen zum Einsatz kamen, ist der erreichte Enddruck zufriedenstellend.

Für den Fensterflansch wurde ein CF-DN100-Blindflansch so modifiziert, dass ein Fenster aus UV-transparentem Quarzglas mit einem Durchmesser von 50,8 mm (2 Zoll) in O-Ring-Dichtungen eingesetzt werden kann. Der Ring zur Befestigung des Fensters verfügt über Bohrungen zur Aufnahme eines Gehäuses, in dem die PMT lichtdicht an dem Fenster montiert werden kann (siehe Ausschnitt in Abbildung 4.5). Vakuumseitig wurden Bohrungen zur Aufnahme der Probenhalterung in den Flansch eingefügt.

Die Probenhalterung wurde so konstruiert, dass auf der runden Probe eine möglichst große quadratische Fläche nicht abgedeckt wird. Für die Befestigung verfügt die Halterung über je vier Langlöcher pro Richtung, sodass sie bei Verwendung von zwei Schrauben entlang einer Richtung stufenlos verstellt werden kann oder bei der Verwendung aller vier Schrauben auf vier vorgegebene Positionen gesetzt werden kann.

Die Experimentkammer des Beschleunigers verfügt im erweiterten Verlauf des Ionenstrahls über einen ISO-F-DN250-Blindflansch. Anstelle dieses Blindflansches wurde ein Adapter ISO-F DN250 auf CF DN100 eingesetzt. Der Adapter hat eine Länge von 415,5 mm, um eine Kollision der Mikrometerschrauben der Blendenanordnung mit dem Tisch, auf dem die Experimentkammer montiert ist, zu verhindern.

Nach dem Anbau dieses Adapters wurde eine Kontrolle der Strahlage durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde anstelle der Probe eine Kapton-Folie auf dem Schauglas befestigt. Bei Bestrahlung mit Ionen verfärbt sich die Folie dunkel, sodass man den Strahlfleck abbilden kann. Der Test führte zu dem Ergebnis, dass der Strahl am Ende des Adapters nicht mehr zentral in der Kammer lag und die Probe nicht getroffen hätte. Zur Korrektur der Strahlage wurde ein Versatzstück entworfen und gebaut. Ein erneuter Test zeigte dass die Lage des Strahlflecks nun wie gewünscht zentral auf dem Fenster lag. Abbildung 4.5 zeigt den vollständigen Aufbau des Experiments inklusive des Versatzstücks.

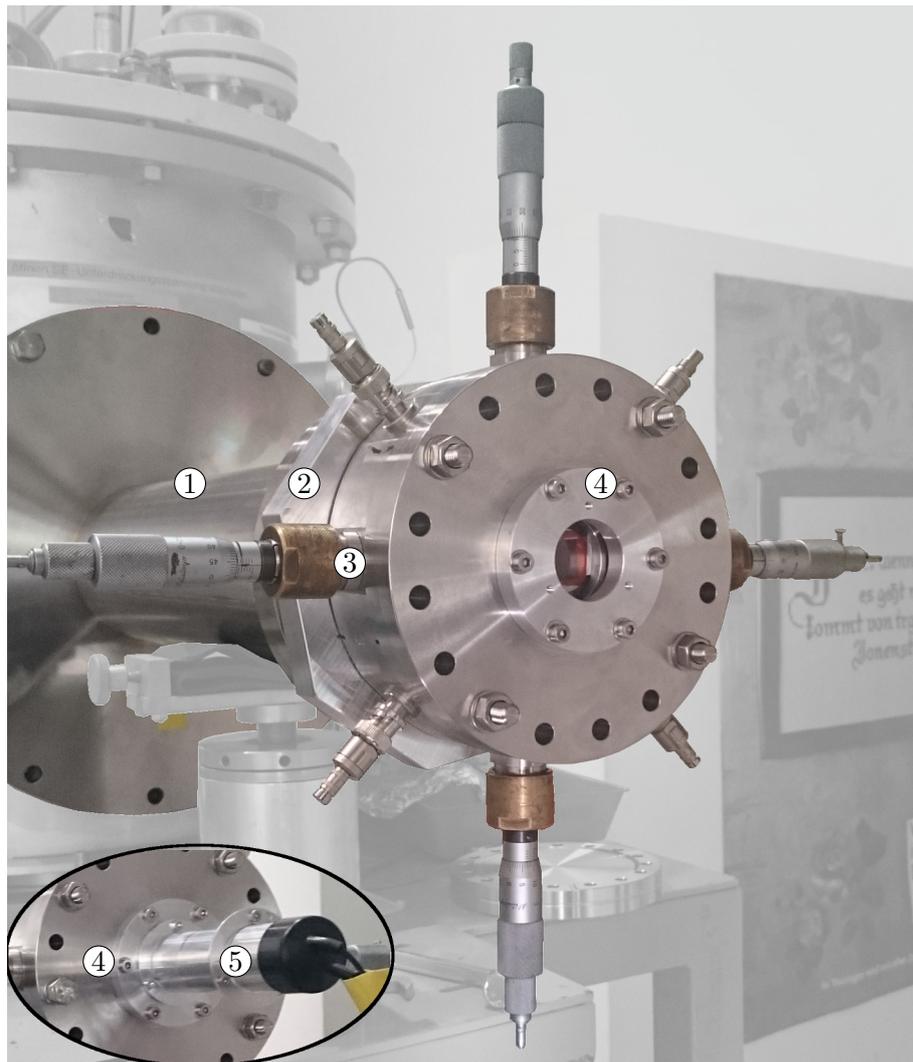


Abbildung 4.5: Anbau an den Beschleuniger JULIA zum Test der YAP:Ce-Probe: Adapter und Verlängerung des Strahlrohrs (1); Versatzstück zur Korrektur der Strahlage (2); 2D-Schlitzblendensystem (3); Fensterflansch mit Probenhalterung (4) sowie PMT im Gehäuse (5).

Der elektronische Aufbau des Experiments ist als Blockdiagramm in Abbildung 4.6 dargestellt und soll im folgenden erläutert werden. Die PMT wurde wie bereits beim vorangegangenen Test durch die Hochspannungsquelle des Typs ISEG SHQ224M

mit Spannung versorgt. Das Signal der PMT wurde durch einen Ortec 474 Timing Filter Amplifier bei einem Verstärkungsfaktor von 1 über 20 ns integriert und invertiert, um eine Glättung beider Signalfanken zu erreichen und das Signal für die nachfolgende Elektronik vorzubereiten. Das Signal wurde nach dem Verstärker aufgeteilt. Ein Teil wurde an ein CFD („constant fraction discriminator“) vom Typ Mesytech MCFD-16 geleitet, der für eingehende Pulse beliebiger Höhe ein Gate bei gleichem Bruchteil der Pulshöhe erzeugt. Der verwendete CFD war darüber hinaus in der Lage, eine Trigger-Rate zu messen, die in unserem Fall dem einfallenden Teilchenstrom auf den Szintillator entspricht. Der andere Teil wurde über eine Verzögerungsleitung von 15 m Länge an das Oszilloskop Rigol DS1102E sowie den Vielkanalanalysator Ortec easy-MCA („multi channel analyzer“) geleitet. Die Länge von  $\sim 15$  m wurde so gewählt, dass das Gatesignal 36 ns vor dem verzögerten Puls den MCA erreichte. Die Erfassung der Daten aus dem Oszilloskop, dem MCA und CFD sowie die Steuerung des CFD (Gateweite und Triggerschwelle) wurde mit einem PC durchgeführt.

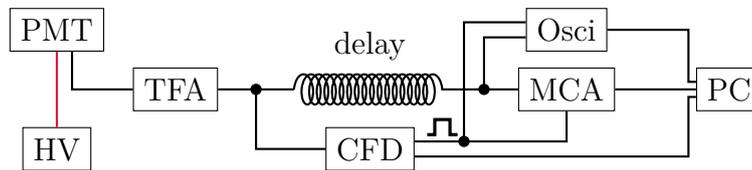


Abbildung 4.6: Blockdiagramm der verwendeten elektrischen Geräte, Details siehe Text.

### 4.3 Durchführung

Für die verschiedenen Ionensorten lief der Versuch im Wesentlichen in jedem Fall gleich ab. Begonnen wurde mit einer Messphase der Charakteristik des Szintillationsignals, hierzu wurde der Ionenstrom bis an die untere Grenze des Messbereichs zurückgenommen. Das Signal wurde sowohl mit dem MCA aufgenommen, bis 300 s totzeitkorrigierte Messzeit erreicht waren, als auch in 20 Aufnahmen mittels Oszilloskop aufgezeichnet. Die hierbei erreichte Fluenz wurde notiert.

Nach Beendigung der Messphase folgte eine Bestrahlungsphase ohne Aufzeichnung der Signale. Die PMT wurde von der Versorgungsspannung getrennt, da die Pulsrate für eine Aufzeichnung zu hoch war und um eine übermäßige Belastung der PMT zu verhindern. Mit einem erhöhten Strahlstrom wurde der Szintillator bis zu einer vorgegebenen Fluenz mit Ionen bestrahlt, bevor eine erneute Messung der Signalcharakteristik durchgeführt wurde.

Beide Phasen wurden abwechselnd wiederholt, bis aus dem MCA-Spektrum und den Signalen auf dem Oszilloskop ersichtlich wurde, dass das Signal signifikant gegenüber dem Beginn der Messung abgefallen ist. Aus den während des Experiments aufgenommenen Daten ergab sich die Vermutung, dass eine Zerstörung des Szintillators nicht nur die Pulshöhe reduzierte, sondern auch die Streuung der Pulshöhe deutlich breiter wurde. Dies war allerdings auch zu erwarten, da die Zerstörung nicht homogen, sondern stochastisch entlang der Teilchenbahnen im Kristall entsteht.

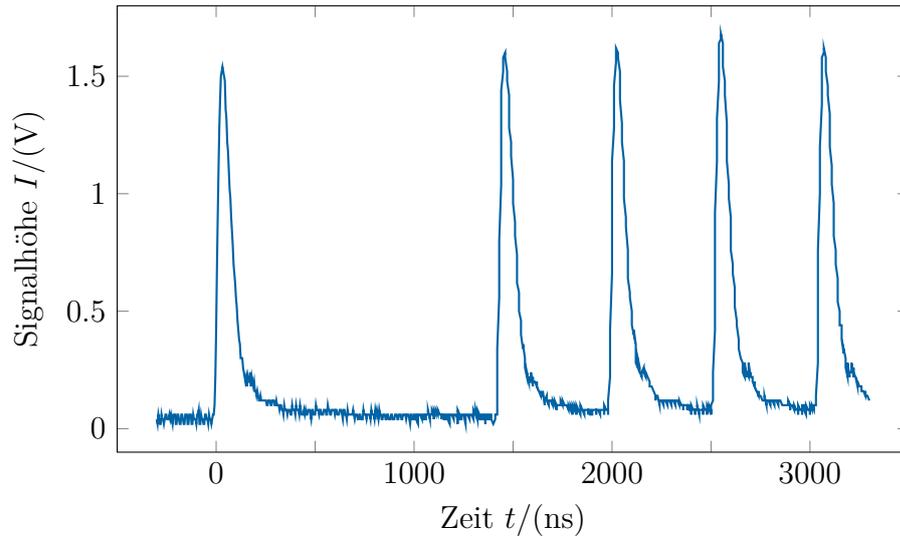


Abbildung 4.7: Ausgangssignal der PMT bei Bestrahlung des Szintillators mit Wasserstoff. Die Ionenenergie lag bei 2,4 MeV, die PMT-Hochspannung bei ca. 1000 V.

Die untersuchten Ionen sind in Tabelle 4.1 mit ihrer kinetischen Energie  $E$ , der kinetischen Energie pro Nukleon  $E/u$ , der maximal erreichten Fluenz  $\Phi_{max}$ , sowie der an die PMT angelegten Spannung  $U_{PMT}$  und dem mittleren Strahlstrom während der Messphasen  $I_b$  zusammengefasst. Der erreichbare Strom war für die meisten Ionen durch den von der Quelle gelieferten Ionenstrom nach oben begrenzt. Eine Ausnahme ist hier Wasserstoff, bei dem es infolge der emittierten Bremsstrahlung zu einer Strahlenbelastung im Beschleuniger- und Kontrollraum kam, die aus Strahlenschutzgründen den Strahlstrom limitierte.

Abbildung 4.7 zeigt beispielhaft das Signal am Beginn des Wasserstofftests. Gut zu erkennen ist, dass sich Ereignisse im Abstand von über 200 ns problemlos trennen lassen.

Tabelle 4.1: Untersuchte Ionen mit ausgewählten Parametern. Die  $O^{5+}$  Messung wurde nicht ausgewertet, da die erreichte Fluenz nicht zu einer messbaren Zerstörung führte.

Ion	$E/(\text{MeV})$	$E/u/(\text{MeV u}^{-1})$	$I_b/(\text{pA})$	$\Phi_{max}/(\text{cm}^{-2})$	$U_{PMT}/(\text{V})$
$^1\text{H}^+$	2,4	2,4	30,2	$7 \cdot 10^{13}$	1000/1200
$^{16}\text{O}^+$	1,6	0,1	43	$8 \cdot 10^{13}$	1400
$^{16}\text{O}^{3+}$	6	0,38	76,9	$6 \cdot 10^{13}$	1400
$^{16}\text{O}^{4+}$	10	0,63	49,5	$3 \cdot 10^{13}$	1200
$^{16}\text{O}^{5+}$	12	0,75	36	$2 \cdot 10^{11}$	1200
$^{127}\text{I}^{4+}$	10	0,08	41,7	$1,4 \cdot 10^{13}$	1400

## 4.4 Auswertung

Die Auswertung der mit dem Oszilloskop aufgenommenen Signale erfolgte durch einen halbautomatischen Fit der Pulse. Gefittet wurde mit der Methode der kleinsten Quadrate mit der im Vorexperiment (vgl. Kapitel 3) verwendeten exponentiell abfallenden Funktion 3.1. Halbautomatisch meint in diesem Zusammenhang, dass die Peakerkennung überprüft wurde. Dies ist nötig, da im Gegensatz zu den Testmessungen der PMT die Signale nicht mit konstantem, bekanntem zeitlichen Abstand auftreten, sondern an zufälligem Zeitpunkten. Die vom Oszilloskop gelieferten Sequenzen verfügen über Signale einzelner Teilchen, wie im ersten Graph der Abbildung 4.8 zu erkennen ist, aber auch über starkes Pile-Up also der Überlagerung der Signale bis zur Unkenntlichkeit, zu sehen im zweiten Graph derselben Abbildung. Letzterer Fall führt zur Notwendigkeit der Kontrolle in der Fitroutine.

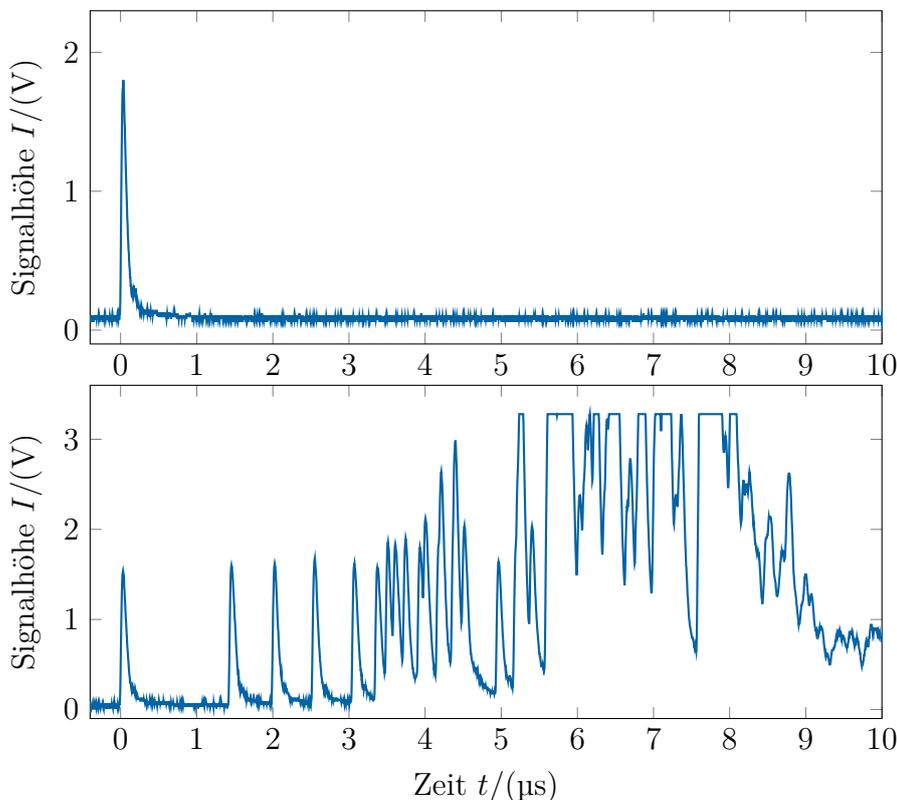


Abbildung 4.8: Dargestellt sind zwei durch das Oszilloskop aufgenommene Signale aus der 2,4 MeV- $H^+$ -Messung. Der obere Graph zeigt das Signal ausgelöst durch ein einzelnes Teilchen; der untere Graph zeigt deutlich das Auftreffen vieler Teilchen: das Signal zeigt ab ca.  $3,2 \mu s$  eine ausgeprägte Überlagerung (Pile-Up) der Pulse; die sichtbaren Plateaus ergeben sich aus einer Überschreitung des Messbereichs durch die Signalhöhe.

Aus den mit dem Oszilloskop aufgenommenen Daten lassen sich also für die verschiedenen Ionen zwei Größen ermitteln, die sich vergleichen lassen. Einerseits gibt die Pulshöhe wie bereits erwähnt Auskunft über den Grad der Zerstörung des Szin-

tillators, andererseits ist der Vergleich der Zerfallskonstante bzw. der  $1/e$ -Abfallszeit der Pulse interessant. Falls die Abfallszeit zunimmt, sinkt die detektierbare Signalarate, was bei der Verwendung des Detektors beachtet werden müsste.

Für das Verhältnis der Lichtausbeute eines Szintillators nach der Bestrahlung mit der Fluenz  $N$  zur Lichtausbeute vor der Bestrahlung  $I(N)/I_0$  schlagen Birks und Black [4] die folgende Abhängigkeit vor:

$$I(N)/I_0 = \frac{1}{1 + AN} \quad (4.1)$$

Hierbei kann man den Kehrwert von  $A^{-1} = N_{1/2}$  als Fluenz verstehen, bei der die Lichtausbeute auf die Hälfte ihres ursprünglichen Wertes abgefallen ist. Nach Miersch et al. [24] ist eine bessere Übereinstimmung ihrer Ergebnisse mit folgender um die Wurzel ergänzten Abhängigkeit möglich:

$$I(N)/I_0 = \frac{1}{1 + \sqrt{N/N_{1/2}}} \quad (4.2)$$

Für die vorliegenden Messwerte wurde mit beiden Formeln ein Fit mit den zwei freien Parametern  $I_0$  und  $N_{1/2}$  unter Verwendung der Methode der kleinsten Quadrate durchgeführt. Abbildung 4.9 zeigt die Pulshöhen der  $O^{4+}$ -Messung in Abhängigkeit der Fluenz, sowie die Fits nach Birks und Miersch. Es ist gut zu erkennen, dass der Zusammenhang nach Birks deutlich besser die Messpunkte beschreibt. Dies lässt sich auch durch das korrigierte Bestimmtheitsmaß  $\bar{R}^2$  verifizieren welches im Falle des Fits nach Birks einen Wert von 0,991 67 und im Falle des Fits nach Miersch einen Wert von 0,876 76 annahm. Das korrigierte Bestimmtheitsmaß bewertet, welcher Anteil der Streuung der Daten durch das zu ihrer Beschreibung verwendete Modell erklärt werden kann. Dabei wird im Gegensatz zum einfachen Bestimmtheitsmaß die Anzahl der unabhängigen Variablen bei seiner Berechnung miteinbezogen. Die Abhängigkeit der Lichtausbeute der YAP:Ce-Untersuchung von Miersch konnte folglich nicht bestätigt werden.

Vergleicht man die Pulshöhen der verschiedenen Messungen in Abhängigkeit von der vom Szintillator aufgenommenen Fluenz (linke Spalte der Abbildung 4.10), so stellt man fest, dass Iod bei gleicher Fluenz einen erheblich größeren Einfluss auf die Pulshöhe hat als z. B. Wasserstoff. Dies ist nicht allzu verwunderlich, da die schweren Iodionen bei einem Stoß erheblich mehr Energie übertragen und die höhere Energie im Falle von Iod zusätzlich durch ein deutlich geringeres Volumen des Szintillators aufgenommen wird. Für eine Abschätzung der Eindringtiefe  $\lambda_i$  der Ionen in die Probe wurden diese mithilfe des TRIM-Codes von Ziegler et al. [47] berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.2 aufgeführt.

Die Energiedosis beschreibt die pro Masse aufgenommene Energie. Die gesamte vom Szintillator aufgenommene Energie lässt sich aus der Teilchenzahl multipliziert mit der Energie eines Teilchens ermitteln. Das betroffene Volumen, dass sich mithilfe der Dichte in die Energie aufnehmende Masse umrechnen lässt, erhält man aus der bestrahlten Fläche multipliziert mit der Eindringtiefe. Dies impliziert die sehr grobe Annahme der homogenen Aufnahme der Energie im Medium. Da wir statt der Teilchenzahl und der bestrahlten Fläche getrennt die aufgenommene Fluenz gegeben

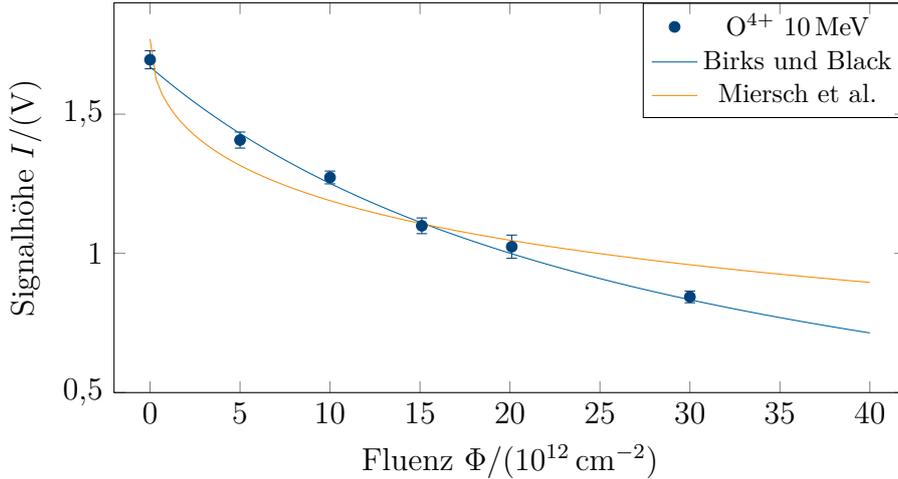


Abbildung 4.9: Signalthöhe der  $\text{O}^{4+}$  Messung mit beiden Anpassungen aus der Literatur. Die beobachteten Daten folgen offenbar der von Birks beschriebenen Abhängigkeit. Demgegenüber weichen sie von dem von Miersch vorgeschlagenen Zusammenhang deutlich ab.

ist, ergibt sich aus ihr multipliziert mit der Eindringtiefe direkt die aufgenommene Teilchenzahl pro Volumen. Multipliziert man diesen Wert mit der Energie pro Teilchen unter Berücksichtigung der Umrechnung von Elektronenvolt in Joule und dividiert durch die Dichte des Materials, so ergibt sich der folgende Zusammenhang zwischen der Fluenz und der Energiedosis:

$$D / (\text{J kg}^{-1}) \approx \frac{1,602 \cdot 10^{-6} \cdot E / (\text{MeV}) \cdot \phi / (\text{cm}^{-2})}{\rho / (\text{g cm}^{-3}) \cdot \lambda_i / (\mu\text{m})} \quad (4.3)$$

Somit lässt sich das Maß an Zerstörung bei gleicher absorbierten Energiedosis für die verschiedenen Ion bzw. Energien eines Ions vergleichen. Dies ist in der rechten Spalte der Abbildung 4.10 dargestellt. Es ist erkennbar, dass bei gleicher Energiedosis für die unterschiedlichen Ionensorten, also unterschiedlich schwere Projektile, ein nach wie vor erheblicher Unterschied in der Reduktion der Pulshöhe vorherrscht. Die Werte für die als Zerstörschwelle verwendete Fluenz auf halber Pulshöhe, sowie die daraus errechnete absorbierte Energiedosis auf halber Pulshöhe sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

Tabelle 4.2: Ergebnisse der TRIM-Kalkulation zur Eindringtiefe  $\lambda_i$  der Ionen in die aluminiumbeschichtete YAP:Ce-Probe.

Ion	$E / (\text{MeV})$	$\lambda_i / (\mu\text{m})$
$\text{H}^+$	2,4	33,3
$\text{O}^+$	1,6	1,23
$\text{O}^{3+}$	6	2,66
$\text{O}^{4+}$	10	3,85
$\text{O}^{5+}$	12	4,47
$\text{I}^{4+}$	10	2,22

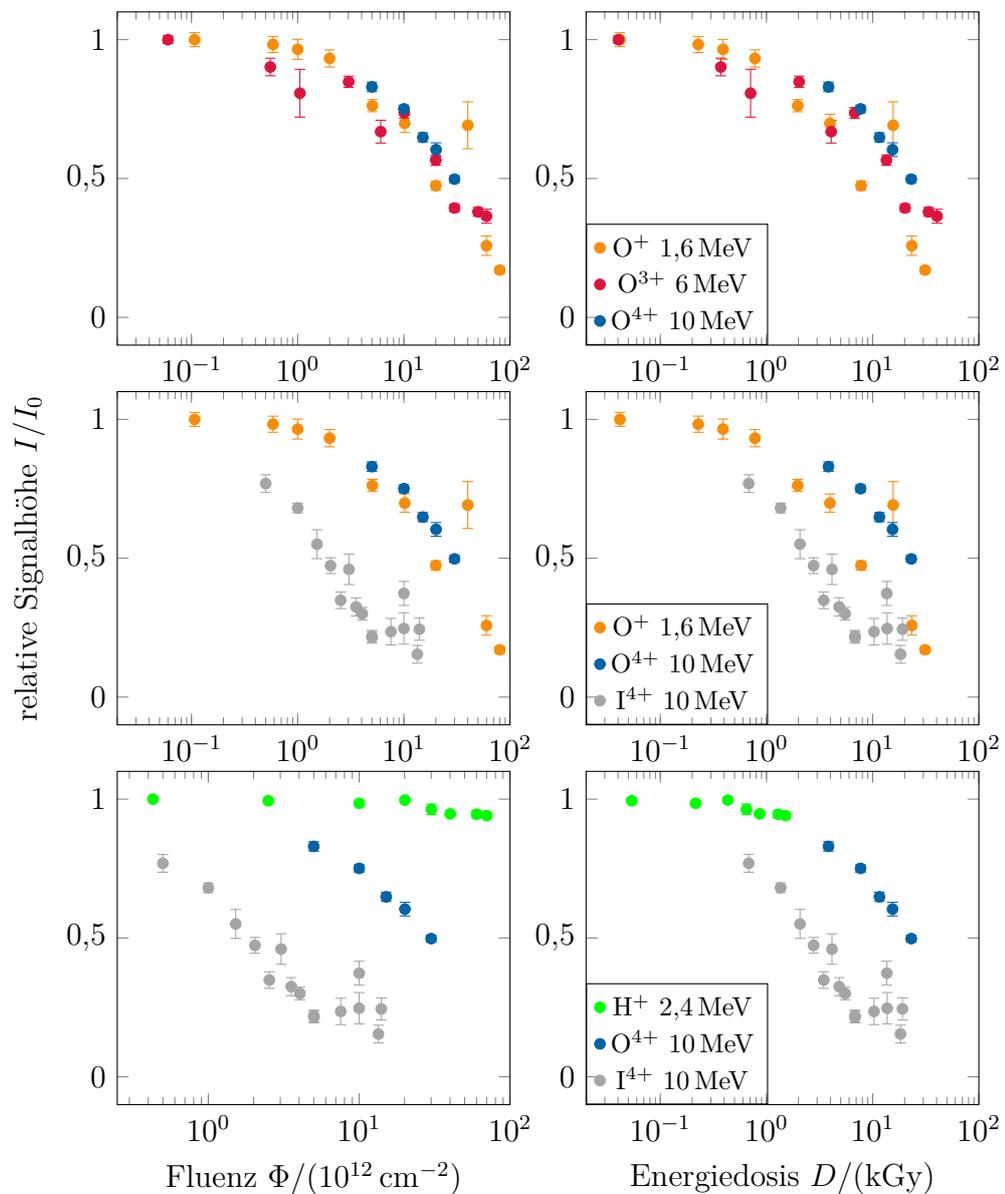


Abbildung 4.10: Darstellung der auf die mittlere Pulshöhe des unbestrahlten Materials normierten Signalthöhe, links in Abhängigkeit von der eingetragenen Fluenz, rechts in Abhängigkeit von der deponierten Energiedosis. Erste Zeile: Vergleich der Sauerstoffmessungen; zweite Zeile: Vergleich Sauerstoff mit Iod bei gleicher Energie ( $\text{O}^{4+}$ ) bzw. Energie pro Nukleon ( $\text{O}^+$ ); dritte Zeile: Vergleich Wasserstoff, Sauerstoff und Iod bei jeweils höchster Energie. Der Abfall der Signalthöhe mit steigender Fluenz, d. h. zunehmender Beschädigung des Szintillators, ist deutlich erkennbar.

Tabelle 4.3: Ergebnisse des Fits nach Birks und Black zur Bestimmung der Fluenz  $N_{1/2}$  auf halber Pulshöhe sowie daraus errechnete Energiedosis  $D_{1/2}$ , für die untersuchten Ionentypen. Darüber hinaus eingetragen der freie Parameter  $I_0$  des Fits sowie der Parameter  $\bar{R}^2$  zur Bestimmung der Güte des Fits.

Ion	$E/(\text{MeV})$	$N_{1/2}/(10^{12} \text{ cm}^{-2})$	$D_{1/2}/(10^6 \text{ J kg}^{-1})$	$I_0/(\text{V})$	$\bar{R}^2$
H <sup>+</sup>	2,4	1041 ± 161	22,4 ± 3,5	2,982 ± 0,015	0,848
O <sup>+</sup>	1,6	17,1 ± 1,6	6,71 ± 0,63	2,428 ± 0,070	0,984
O <sup>3+</sup>	6	25,5 ± 2,7	17,4 ± 1,8	2,629 ± 0,078	0,963
O <sup>4+</sup>	10	29,9 ± 1,6	23,4 ± 1,3	1,669 ± 0,023	0,992
I <sup>4+</sup>	10	1,71 ± 0,16	2,32 ± 0,22	3,09 ± 0,11	0,975

An dieser Stelle sei angemerkt, dass der in Abbildung 4.10 zu erkennende hohe Messwert bei einer Fluenz von  $4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  innerhalb der O<sup>3+</sup>-Messung als Ausreißer behandelt und nicht zur Berechnung der Zerstörschwelle herangezogen wurde. Darüber hinaus sei ausdrücklich angemerkt, dass bei dem Ergebnis der Wasserstoffmessung die hohe relative Unsicherheit zu erwarten war, da eine sehr weitreichende Extrapolation stattfinden musste. Der Ermittelte Wert für  $N_{1/2}$  liegt bei einer Fluenz, die um einen Faktor 14,3 höher ist, als der letzte Messpunkt. Die Genauigkeit des Ergebnisses ist daher begrenzt. Eine Weiterführung der Wasserstoffmessung zu größeren Fluenzen kam aufgrund des durch die Strahlstrombegrenzung erheblichen Zeitaufwands nicht in Frage.

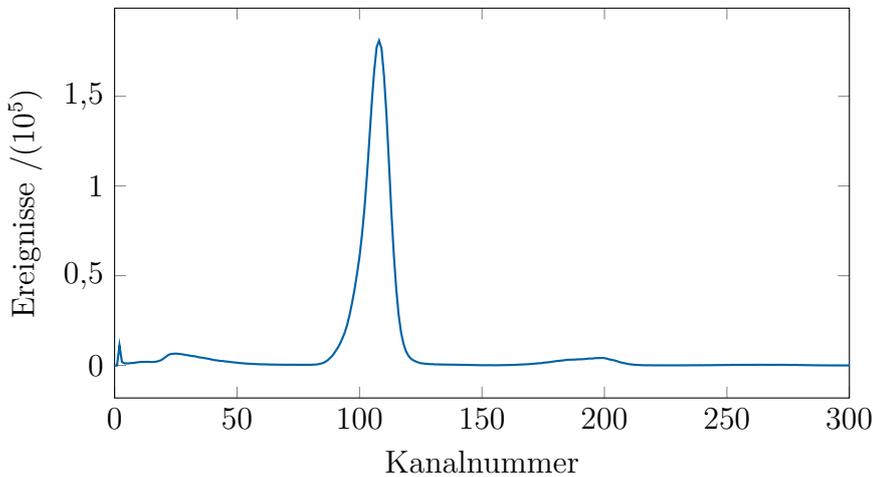


Abbildung 4.11: MCA-Spektrum einer Wasserstoffmessung. Die charakteristische Pulshöhe des beobachteten Szintillator-Signals ist deutlich erkennbar.

Für die Auswertung der MCA-Signale wurde das im MCA-Spektrum auftretende Maximum mit einem Gaußschen Puls der Form

$$h(c) = h_0 \cdot \exp\left(-\left(\frac{c - c_0}{2\sigma}\right)^2\right) \quad (4.4)$$

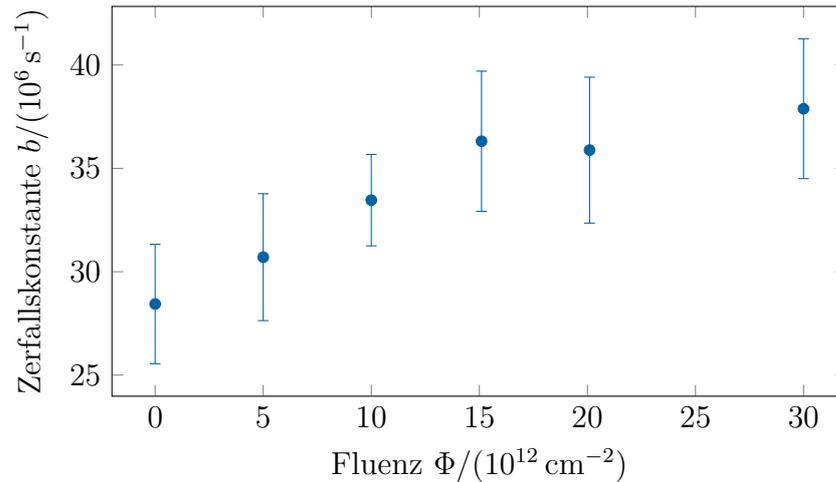


Abbildung 4.12: Darstellung der Zerfallskonstanten der  $\text{O}^{4+}$ -Messung in Abhängigkeit von der eingetragenen Fluenz. Es hat den Anschein, dass diese zunimmt und die Pulse damit kürzer werden; dabei könnte es sich aber auch um ein Artefakt der Digitalisierung handeln.

gefittet. Hierbei bezeichnet  $h(c)$  die Anzahl der Ereignisse im jeweiligen Kanal  $c$ ,  $h_0$  die Höhe der angepassten Kurve,  $c_0$  die Position des Maximums und  $\sigma$  die Breite der Verteilung. Ein MCA-Spektrum der Wasserstoffmessung ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Der Vergleich zwischen den Ergebnissen der MCA-Messung mit dem vorher beschriebenen Verfahren zur Analyse der mittels Oszilloskop beobachteten Daten brachte die Erkenntnis, dass die MCA-Daten zwar erheblich mehr beobachtete Ionen darstellen und somit aus statistischer Sicht besser sind, aber in Bezug auf die Beobachtung der Verringerung der Lichtausbeute keine weiteren Erkenntnisse liefern. Darüber hinaus enthalten nur die Daten des Oszilloskops die Informationen über die Abfallszeit des Signals, die das MCA-Spektrum nicht liefert. Die prinzipielle Eignung des MCAs zur Aufnahme von Signalen des konstruierten Detektors wurde damit belegt, auf eine umfangreiche Darstellung der Ergebnisse der MCA-Messung wird jedoch verzichtet.

Die Ergebnisse aus der Analyse der Pulshöhe ergaben neue Datenpunkte für die Strahlungshärte des Materials bei seiner Verwendung als Ionendetektor. Die qualitativen Aussagen, dass die schwereren Ionen bei gleicher Energie pro Nukleon zu höherer Zerstörung führen waren, nicht überraschend, die gewonnenen quantitativen Aussagen erlauben jedoch eine präzisere Beschreibung des Materials. Besonders interessante Ergebnisse scheint jedoch die Analyse der Zerfallskonstanten in Abhängigkeit von der deponierten Fluenz zu liefern. Es ergab sich, dass für diejenigen Ionen, die die Pulshöhe reduzierten, also eine Zerstörung verursachten, die Zerfallskonstante zuzunehmen scheint. Die Lichtimpulse klingen also scheinbar innerhalb des beschädigten Szintillators schneller ab als im unbeschädigten, wie in Abbildung 4.12 zu sehen ist. Dies könnte allerdings auch ein Artefakt der Digitalisierung des Signals sein, bei dem ein Teil der fallenden Flanke der nun kleineren Pulse dem Nullsignal zugeordnet wird. Dies wurde im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht weiter untersucht.



# 5 Design des Detektors für CRYRING

In Abschnitt 2.4 der Grundlagen wurde ausführlich erläutert, welche Anforderungen das UHV an die verwendeten Bauteile stellt. In diesem Kapitel soll zuerst der Detektorentwurf und seine Konstruktion sowie die dabei getroffenen Entscheidungen beleuchtet werden. Anschließend wird eine vergleichende Messung der Signalhöhe in der endgültigen Geometrie mit der Signalhöhe der im Zuge der Arbeit häufiger verwendeten Head-On-Geometrie vorgeschlagen.

## 5.1 Konstruktion

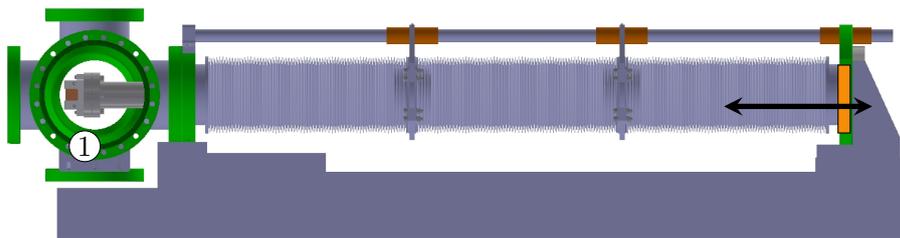


Abbildung 5.1: Seitenansicht des vorgegebenen Detektormanipulators; für den Betrieb wird der Detektorkopf (1) in den Ring gefahren, der durch ein Ventil vom Manipulator getrennt werden kann (links nicht eingezeichnet); das orangefarbene Rechteck markiert den Flansch zur Befestigung des Detektors; das 6-Wege-Kreuz, durch das der Detektorkopf zu sehen ist, ermöglicht den Zugang zum geparkten Detektor.

Zweck des Detektors ist der Nachweis von Teilchen, die im Elektronenkühler oder dem Gastarget z. B. durch Elektroneneinfang ihren Ladungszustand verändert haben. Diese Ionen bewegen sich auf einer in Bezug auf die gespeicherten Ionen veränderten Trajektorie, wie in Abschnitt 2.2.3 erläutert wurde. Diese Ionen können mit einem geeignet positionierten Detektor nach Ladungszustand selektiert detektiert werden. Informationen über den genauen Auftreffort oder die Energie des Teilchens werden im Rahmen der geplanten Experimente zur Untersuchung von Umladungsquerschnitten nicht benötigt. Das gewünschte Ultrahochvakuum von bis zu  $10^{-12}$  mbar erfordert ein Ausheizen der Vakuumanlage und gibt somit strenge Vorgaben für die thermische Belastbarkeit des Detektors. Diese Anforderung, die durch den in Abbildung 5.1 gezeigten Manipulator vorgegebene Geometrie und die darüber hinaus erforderliche hohe Härte gegenüber energiereicher Ionenstrahlung führten

zum im folgenden beschriebenen Detektorkonzept. Ein ähnliches Design, allerdings unter Verwendung eines monolithischen YAP:Ce-Kristalls, wurde von Wen et al. am Speicherring CSRm in Lanzhou realisiert [42].

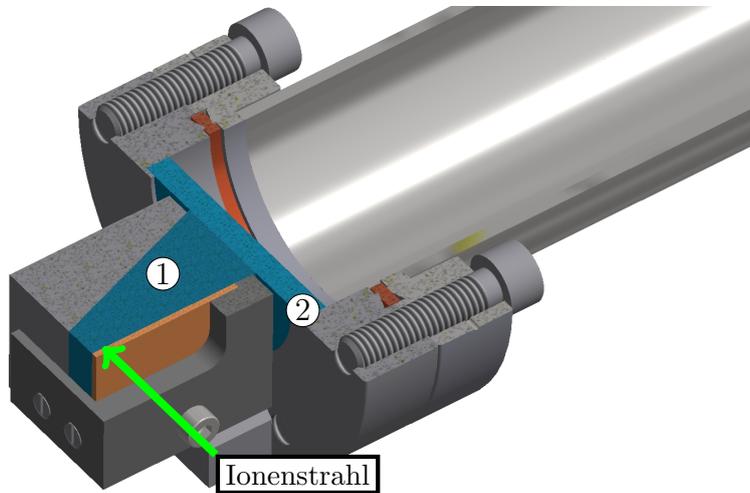


Abbildung 5.2: Detailansicht des Detektors ohne Elektronik, der YAP:Ce-Szintillator (orange) befindet sich senkrecht zum Ionenstrahl (grün) in direktem Kontakt zum Lichtleiter (1), welcher auf ein Vakuumfenster (2) montiert wird.

Der Detektor wurde in zwei Kategorien von Bauteilen zerlegt. Zum einen umfasst dies Komponenten, die direkter Bestandteil der Vakuumkammer werden, und zum anderen die Elektronik und ihre Halterung, die sich außerhalb des Vakuums befinden. Dies ermöglicht es, die PMT nicht der thermischen Belastung während des Ausheizens auszusetzen. Der Einbau der Elektronik erfolgt erst, wenn das gewünschte Vakuum erreicht ist. Das Ringvakuum muss dazu nicht mehr gebrochen werden.

Abbildung 5.2 zeigt die Komponenten, die unvermeidlich dem Ausheizprozess widerstehen müssen. Der Szintillator, als  $25\text{ mm} \times 25\text{ mm} \times 1\text{ mm}$  großer Quader, wird senkrecht zum Ionenstrahl montiert. Da eine Auslese des Szintillationssignals aufgrund der vorhandenen Halterung (Faltenbälge mit freiem Innendurchmesser 80 mm) in Kombination mit der vorhandenen PMT senkrecht zum einfallenden Ionenstrahl erfolgen muss, verfügt der Detektor über einen trapezförmigen Lichtleiter. Dieser an vier Seiten aluminiumbeschichtete Quarzglas-Körper dient dazu, das Lichtsignal des Szintillators auf die PMT zu leiten. Beide Teile werden in einer gemeinsamen Halterung auf den CF-DN40-Fensterflansch (Fenster ebenfalls Quarzglas) gepresst. Die Halterung ist so aufgebaut, dass ein defekter Kristall einfach durch das 6-Wege Kreuz ersetzt werden kann. Hierzu ist nur das Lösen von 2 Schrauben am Detektor erforderlich.

Dieser Detektorkopf wird über ein 1176,6 mm langes DN40-Rohr an dem Einbaufansch der beweglichen Halterung befestigt. Dieses Rohr nimmt, wie in Abbildung 5.3 zu sehen, die PMT in ihrer Halterung auf. Hierzu wurde ein Gehäuse und ein federbelasteter Einschub entwickelt, der die PMT fest an das Schauglas drückt, ohne sie oder das Schauglas zu zerstören.

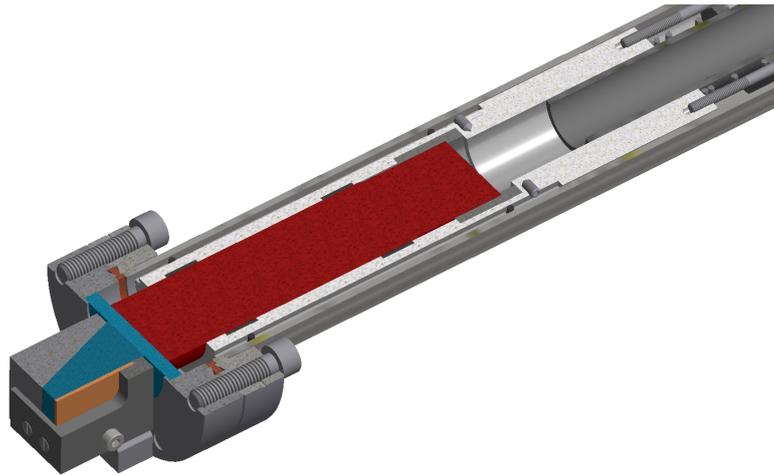


Abbildung 5.3: Detektor mit Elektronik. Rot: Position der installierten PMT; hellgrau um und hinter der PMT: Halterung der PMT am Einschub; rechts oben: federbelasteter Halter der PMT, befestigt am Halteflansch in der Detektoraufnahme (Abbildung 5.1).

## 5.2 Test der Lichtausbeute im Vergleich zur Head-On-Geometrie

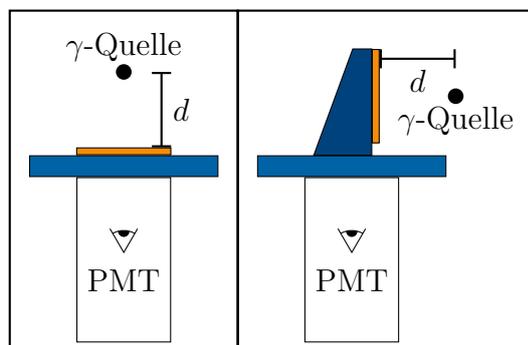


Abbildung 5.4: Skizze des vorgeschlagenen Experiments; links: Aufbau für die auch zuvor verwendete Head-On-Geometrie; rechts: Aufbau für die Geometrie im CRYRING-Detektor mit zusätzlichem Lichtleiter (dunkelblau).

Alle vorangegangenen Tests wurden in der Head-On-Geometrie durchgeführt, das heißt der einfallende Teilchenstrahl traf entlang der PMT-Achse auf den senkrecht dazu stehenden Szintillator. Im Strahlengang des Lichtsignals befand sich damit lediglich das Fenster. Diese Geometrie ist bei dem Detektor für CRYRING nicht möglich, weshalb ein Lichtleiter das Signal vom Szintillator um  $90^\circ$  zur Achse der PMT ablenken muss. Es ist zu erwarten, dass bei dem in dieser Konstellation vorhandenen zusätzlichen optischen Übergang, sowie dem längeren optischen Weg durch Quarzglas und bei der Reflexion am Aluminiumspiegel zusätzliche Verluste des Lichtsignals auftreten. Um die Stärke dieser Verluste beurteilen zu können, sollten beide

Geometrien miteinander verglichen werden.

Da ein weiterer Test am Beschleuniger für diese Messung im Vergleich zu einem Test mit einem  $\gamma$ -Strahler keinen Erkenntnisgewinn verspricht, wird ein einfacherer Labortest mit einer Americium-Quelle ( $\gamma$ -Energie 59,54 keV) vorgeschlagen. Eine Skizze des geplanten Aufbaus ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Die Americium-Quelle wird für beide Tests im gleichen Abstand  $d$  vor dem Szintillator befestigt. Die PMT wird in einer Halterung fixiert und das Vakuumfenster auf die Eintrittsöffnung der PMT gelegt. Im Falle der Head-On-Geometrie wird der Szintillator auf das Schauglas gelegt und die  $\gamma$ -Quelle über ihm befestigt. Für den Test der endgültigen Geometrie wird der Detektorkopf mit Lichtleiter und Halterung aufgebaut, ein passendes verkürztes Rohr wurde dazu bereits beschafft. Die Americium-Quelle wird im entsprechenden Abstand vor dem Szintillator platziert.

Die Datenauslese kann entweder mit dem schon beschriebenen Verfahren mittels Oszilloskop oder MCA geschehen. Die MCA-Methode hat den Vorteil der höheren Statistik und bietet für diesen Aufbau zusätzlich die Möglichkeit eine, Aussage über die Energieauflösung zu treffen. Die Lichtausbeute des Szintillators und somit auch die Signalhöhe sind wie in den Grundlagen beschrieben abhängig von der deponierten Energie (vgl. Tabelle 2.1).

Die Auswertung würde mit den bereits ausführlich beschriebenen Verfahren durchgeführt. Für beide Geometrien wird die Signalhöhe ermittelt. Der Quotient der Pulshöhe der Detektorgeometrie  $A_d$  und der Head-On-Geometrie  $A_{ho}$  ergibt die Effizienz des Detektors im Vergleich zur Head-On-Geometrie  $\eta_d = A_d/A_{ho}$ .

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Zuge der Arbeit wurden zwei Aufgabenkomplexe bearbeitet. Zum einen wurde ein Teilchendetektor, ausgeführt als Szintillationsdetektor, entworfen und gebaut, der als Standardausrüstung für den im Rahmen des FAIR-Projekts am Helmholtzzentrum GSI installierten Ionenspeicherring CRYRING dienen soll. Der Detektor dient dem Nachweis von Umladungsprozessen und ist somit von Beginn an ein wichtiges Werkzeug für eine Vielzahl von Experimenten, wie auch bei der Inbetriebnahme des Rings. Zum anderen wurde das im Detektor zum Einsatz kommende Material YAP:Ce weitergehend auf seine Strahlungshärte gegenüber energiereicher Ionenstrahlung untersucht. Dabei wurden Daten zu Reduktion der Lichtausbeute gewonnen. Des Weiteren wurde bei diesem Test beobachtet, dass die Abklingzeit des Signals sich mit der Lichtausbeute zu verringern scheint. In dem Test konnte darüber hinaus nachgewiesen werden, dass Zählraten von mehr als  $10^7 \text{ s}^{-1}$  mit dem Detektor ohne Probleme möglich sind.

Die nächsten Schritte im Zusammenhang mit dem Detektorkonzept sind ein noch durchzuführender Test der Dichtheit. Dafür wird der zusammengebaute Detektor der Vakuumarbeitsgruppe der GSI übergeben, die die UHV-Tauglichkeit überprüfen wird. Ist dieser Test bestanden, so kann der Detektor am CRYRING eingebaut und im Experiment erprobt werden. Dies ist jedoch nicht vor der Fertigstellung der Manipulatoren (vgl. Abbildung 5.1) im Laufe des Jahres 2018 machbar. Die Durchführung dieser Untersuchungen war vor Ablauf der hier dargelegten Arbeit daher nicht möglich.



# Literatur

- [1] S. Baccaro u. a. „Radiation damage of REAlO<sub>3</sub> : Ce<sup>3+</sup>(RE = Y, Lu) scintillators under gamma and neutron irradiation“. In: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment* 537.1-2 (2005), S. 431–434. ISSN: 0168-9002. DOI: [10.1016/j.nima.2004.08.057](https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.08.057).
- [2] S. Baccaro u. a. „Scintillation Properties of Yap-Ce“. In: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment* 361.1-2 (1995), S. 209–215. ISSN: 0168-9002. DOI: [10.1016/0168-9002\(95\)00016-X](https://doi.org/10.1016/0168-9002(95)00016-X).
- [3] D. Bernhardt. „Dielektronische Rekombination lithium- und berylliumartiger Xenonionen am Schwerionenspeicherring ESR“. Diss. Justus-Liebig-Universität Gießen, 2012.
- [4] J. B. Birks und F. A. Black. „Deterioration of Anthracene under  $\alpha$ -Particle Irradiation“. In: *Proceedings of the Physical Society. Section A* 64.5 (1951), S. 511.
- [5] C. Brandau. „Messungen zur Photorekombination hochgeladener lithiumähnlicher Ionen“. Diss. Justus-Liebig-Universität Gießen, 2000.
- [6] K. L. Brown und G. W. Tautfest. „Faraday-Cup Monitors for High-Energy Electron Beams“. In: *Review of Scientific Instruments* 27.9 (1956), S. 696–702. DOI: [10.1063/1.1715674](https://doi.org/10.1063/1.1715674).
- [7] *CRYRING@ESR construction site*. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH. URL: [https://www.gsi.de/fileadmin/\\_processed\\_/9/1/csm\\_DSC\\_1041\\_CRYRING-2015-12-03-small-800\\_a9eea79c4f.jpg](https://www.gsi.de/fileadmin/_processed_/9/1/csm_DSC_1041_CRYRING-2015-12-03-small-800_a9eea79c4f.jpg) (besucht am 23. 10. 2017).
- [8] H. Danared, A. Källberg und A. Simonsson. „CRYRING at the LSR at FLAIR“. In: *Hyperfine Interactions* 194.1 (Aug. 2009), S. 129. ISSN: 1572-9540. DOI: [10.1007/s10751-009-0040-7](https://doi.org/10.1007/s10751-009-0040-7).
- [9] W. Demtröder. *Experimentalphysik 1 Mechanik und Wärme*. Springer, 2013. ISBN: 9783642254666 9783642254659 (print).
- [10] G. W. F. Drake. *Springer handbook of atomic, molecular, and optical physics with 111 tables*. [Neuauf.] New York, NY: Springer, 2006, LVIII, 1504 S. ISBN: 038720802X 9780387208022 038726308X (electronic).
- [11] J. Eichler und Th. Stöhlker. „Radiative electron capture in relativistic ion–atom collisions and the photoelectric effect in hydrogen-like high-Z systems“. In: *Physics Reports* 439.1–2 (2007), S. 1–99. ISSN: 0370-1573. DOI: [10.1016/j.physrep.2006.11.003](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2006.11.003).

- [12] A. Gumberidze u. a. „Quantum Electrodynamics in Strong Electric Fields: The Ground-State Lamb Shift in Hydrogenlike Uranium“. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (22 Juni 2005), S. 223001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.94.223001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.223001).
- [13] F. Hinterberger. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionoptik*. Zweite Auflage. Berlin Heidelberg: Springer, 2008, XIV, 417 Seiten. ISBN: 3540752811 9783540752813 9783540752820 (electronic).
- [14] J. L. Humm, A. Rosenfeld und A. Del Guerra. „From PET detectors to PET scanners“. In: *European Journal of Nuclear Medicine and Molecular Imaging* 30.11 (Nov. 2003), S. 1574–1597. ISSN: 1619-7089. DOI: [10.1007/s00259-003-1266-2](https://doi.org/10.1007/s00259-003-1266-2).
- [15] JKrieger. *Photomultiplier schema de.png*. URL: [https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/a/ab/Photomultiplier\\_schema\\_de.png?uselang=de](https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/a/ab/Photomultiplier_schema_de.png?uselang=de) (besucht am 21. 09. 2017).
- [16] W. Klamra u. a. „Response of BaF2 and YAP : Ce to heavy ions“. In: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment* 444.3 (2000), S. 626–630. ISSN: 0168-9002. DOI: [10.1016/S0168-9002\(99\)01186-9](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)01186-9).
- [17] H. Kolanoski und N. Wermes. *Teilchendetektoren Grundlagen und Anwendungen*. Springer Spektrum, 2016. ISBN: 9783662453506 9783662453490 (print).
- [18] W. R. Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments a how-to approach*. 2., rev. edition. Berlin [u.a.]: Springer, 1994, XVIII, 378 S. ISBN: 3540572805 9783540572800 0387572805.
- [19] M. Lestinsky u. a. „CRYRING@ESR: present status and future research“. In: *Physica Scripta* T166 (2015). ISSN: 0031-8949. DOI: [10.1088/0031-8949/2015/T166/014075](https://doi.org/10.1088/0031-8949/2015/T166/014075).
- [20] M. Lestinsky u. a. „Physics book: CRYRING@ESR“. In: *European Physical Journal-Special Topics* 225.5 (2016), S. 797–882. ISSN: 1951-6355. DOI: [10.1140/epjst/e2016-02643-6](https://doi.org/10.1140/epjst/e2016-02643-6).
- [21] P. Liu u. a. „Response properties of YAlO3:Ce scintillation crystal under ion irradiation“. In: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* 307 (2013), S. 49–54. ISSN: 0168-583x. DOI: [10.1016/j.nimb.2013.01.018](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2013.01.018).
- [22] D. Meschede, C. Gerthsen und H. Vogel. *Gerthsen Physik*. 25. Auflage. Springer-Lehrbuch. Berlin Heidelberg: Springer Spektrum, 2015, xv, 1047 Seiten. ISBN: 3662459760 9783662459768 9783662459775 (electronic).
- [23] R. Middleton. „A versatile high intensity negative ion source“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 214.2 (1983), S. 139–150. ISSN: 0167-5087. DOI: [10.1016/0167-5087\(83\)90580-X](https://doi.org/10.1016/0167-5087(83)90580-X).
- [24] G. Miersch u. a. „Fast scintillators as radiation resistant heavy-ion detectors“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 369.1 (1996), S. 277–283. ISSN: 0168-9002. DOI: [10.1016/0168-9002\(95\)00785-7](https://doi.org/10.1016/0168-9002(95)00785-7).

- [25] M. Moszynski u. a. „Properties of the YAP : Ce scintillator“. In: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment* 404.1 (1998), S. 157–165. ISSN: 0168-9002. DOI: [10.1016/S0168-9002\(97\)01115-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)01115-7).
- [26] *negative sputter ion source*. URL: [http://www.highvolteng.com/media/Leaflets/model\\_860\\_\\_negative\\_sputter\\_ion\\_source.pdf](http://www.highvolteng.com/media/Leaflets/model_860__negative_sputter_ion_source.pdf) (besucht am 02. 11. 2017).
- [27] B. Odom u. a. „New Measurement of the Electron Magnetic Moment Using a One-Electron Quantum Cyclotron“. In: *Phys. Rev. Lett.* 97 (3 Juli 2006), S. 030801. DOI: [10.1103/PhysRevLett.97.030801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.030801).
- [28] *One-Axis Stage Controller GSC-01*. SIGMAKOKI Co., LTD. URL: [https://www.global-optosigma.com/en\\_jp/software/motorize/manual\\_en/GSC-01\\_En.pdf](https://www.global-optosigma.com/en_jp/software/motorize/manual_en/GSC-01_En.pdf) (besucht am 26. 10. 2017).
- [29] *PHOTOMULTIPLIER TUBE R8619*. Hamamatsu Photonics K.K. URL: [http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R8619\\_TPMH1331E.pdf](http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R8619_TPMH1331E.pdf) (besucht am 26. 10. 2017).
- [30] *Photomultiplier tubes Basics and Applications*. URL: [http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT\\_handbook\\_v3aE.pdf](http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v3aE.pdf) (besucht am 02. 11. 2017).
- [31] H. Poth. „Electron cooling: Theory, experiment, application“. In: *Physics Reports* 196.3 (1990), S. 135–297. ISSN: 0370-1573. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(90\)90040-9](https://doi.org/10.1016/0370-1573(90)90040-9).
- [32] *Programming Guide DS1000E, DS1000D Series Digital Oscilloscope*. RIGOL Technologies, Inc. URL: [http://www.batronix.com/pdf/Rigol/ProgrammingGuide/DS1000DE\\_ProgrammingGuide\\_EN.pdf](http://www.batronix.com/pdf/Rigol/ProgrammingGuide/DS1000DE_ProgrammingGuide_EN.pdf) (besucht am 26. 10. 2017).
- [33] H. Reeg und N. Schneider. *Current transformers for GSI's KeV u to GeV u ion beams - an overview*. 2001. URL: <https://accelconf.web.cern.ch/accelconf/d01/papers/PS08.pdf> (besucht am 06. 11. 2017).
- [34] F. Schwabl. *Quantenmechanik für Fortgeschrittene (QM II) mit 4 Tabellen und 104 Aufgaben ; [mit mehr als 100 Übungsaufgaben]*. 5., erw. und aktualisierte Aufl. Springer-Lehrbuch. Berlin [u.a.]: Springer, 2008, XVII, 412 S. ISBN: 9783540850755 (Pb.) 9783540850762 (electronic).
- [35] E. Slunga u. a. „Scintillation response of BaF<sub>2</sub> and YAlO<sub>3</sub> : Ce (YAP : Ce) to energetic ions“. In: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment* 469.1 (2001), S. 70–76. ISSN: 0168-9002. DOI: [10.1016/S0168-9002\(01\)00703-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00703-3).
- [36] M. Steck. „Diagnostic methods to detect the properties of cooled heavy ion beams in storage rings“. In: *Nuclear Physics A* 626.1 (1997), S. 473–483. ISSN: 0375-9474. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(97\)00571-X](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(97)00571-X).
- [37] Th. Stöhlker u. a. „1s Lamb Shift in Hydrogenlike Uranium Measured on Cooled, Decelerated Ion Beams“. In: *Phys. Rev. Lett.* 85 (15 Okt. 2000), S. 3109–3112. DOI: [10.1103/PhysRevLett.85.3109](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.3109).

- [38] *Tandetron Accelerator Systems*. High Voltage Engineering Europa B.V. URL: [www.highvolteng.com/media/Brochures/Tandetron\\_broch.pdf](http://www.highvolteng.com/media/Brochures/Tandetron_broch.pdf) (besucht am 23. 10. 2017).
- [39] W. Umrath. *Grundlagen der Vakuumtechnik*. Leybold Vakuum, 2016.
- [40] *UV LED NSPU510CS*. Nichia Corporation. URL: <https://www.nichia.co.jp/specification/products/led/NSPU510CS-E.pdf> (besucht am 20. 09. 2017).
- [41] G. Weber. „Untersuchung zur Anisotropie und linearen Polarisation radiativer Prozesse in energiereichen Ion-Atom Stößen“. Diss. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2012.
- [42] W. Q. Wen u. a. „YAP:Ce and CsI(Tl) detectors for dielectronic recombination experiment at the CSRm“. In: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* 317 (2013), S. 731–733. ISSN: 0168-583x. DOI: [10.1016/j.nimb.2013.07.043](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2013.07.043).
- [43] A. B. Wittkower und H. D. Betz. „Equilibrium-charge-state distributions of energetic ions ( $Z > 2$ ) in gaseous and solid media“. In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 5.2 (1973), S. 113–166. ISSN: 0092-640X. DOI: [10.1016/S0092-640X\(73\)80001-4](https://doi.org/10.1016/S0092-640X(73)80001-4).
- [44] J. L. Wiza. „Microchannel plate detectors“. In: *Nuclear Instruments and Methods* 162.1 (1979), S. 587–601. ISSN: 0029-554X. DOI: [10.1016/0029-554X\(79\)90734-1](https://doi.org/10.1016/0029-554X(79)90734-1).
- [45] *YAP:Ce*. CRYTUR spol.s.r.o. URL: <https://www.crytur.cz/materials/yap-ce/> (besucht am 11. 10. 2017).
- [46] C. Zener. „Interaction between the  $d$ -Shells in the Transition Metals. II. Ferromagnetic Compounds of Manganese with Perovskite Structure“. In: *Phys. Rev.* 82 (3 Mai 1951), S. 403–405. DOI: [10.1103/PhysRev.82.403](https://doi.org/10.1103/PhysRev.82.403).
- [47] J. F. Ziegler, J. P. Biersack und M. D. Ziegler. *SRIM, the Stopping and Range of Ions in Matter*. SRIM Company, 2008. ISBN: 9780965420716.

## **Eidesstattliche Erklärung**

Hiermit bestätige ich, dass die vorliegende Arbeit von mir selbstständig verfasst wurde und ich keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel – insbesondere keine im Quellenverzeichnis nicht benannten Internet-Quellen – benutzt habe. Ich versichere weiterhin, die Arbeit nicht im Rahmen eines anderen Prüfungsverfahrens eingereicht zu haben. Die eingereichte schriftliche Fassung entspricht der auf dem elektronischen Speichermedium.

Ich bin damit einverstanden, dass die Masterarbeit veröffentlicht wird.

Jena, 9. November 2017

---

Philip Pfäfflein