



CHARAKTERISIERUNG EINES  
POSITIONSAUFLÖSENDEN  
MCP-DETEKTORS ZUR VERWENDUNG  
ALS FLUORESZENZDETEKTOR AM  
SIS100 BEI FAIR

BACHELORARBEIT

Westfälische-Wilhelms-Universität Münster  
Fachbereich Physik  
Institut für Kernphysik

vorgelegt von  
ROBERT BRAUN

Münster, September 2021

Robert Braun  
Bernings Kotten 1  
48161 Münster

r\_brau09@uni-muenster.de  
Matrikelnummer: 441 186

Erstgutachter: Dr. Volker Hannen

Zweitgutachter: Prof. Dr. Christian Weinheimer

## Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere, dass die vorliegende Arbeit zum Thema „Charakterisierung eines positionsauflösenden MCP-Detektors zur Verwendung als Fluoreszenzdetektor am SIS100 bei FAIR“ selbstständig von mir und ohne fremde Hilfe verfasst worden ist, dass keine anderen Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen benutzt worden sind und dass die Stellen der Arbeit, die anderen Werken – auch elektronischen Medien – dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, auf jeden Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht worden sind. Mir ist bekannt, dass es sich bei einem Plagiat um eine Täuschung handelt, die gemäß der Prüfungsordnung sanktioniert werden kann.

Ich erkläre mich mit einem Abgleich der Arbeit mit anderen Texten zwecks Auffindung von Übereinstimmungen sowie mit einer zu diesem Zweck vorzunehmenden Speicherung der Arbeit in einer Datenbank einverstanden.

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit oder Teile daraus nicht anderweitig als Prüfungsarbeit eingereicht habe.

30.09.2021, R. Braun

(Datum, Unterschrift)

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>2</b>
2.1 Beschleunigerzentrum FAIR . . . . .	2
2.2 Laserkühlung . . . . .	3
2.3 Röntgenstrahlung . . . . .	5
2.3.1 Entstehung . . . . .	5
2.3.2 Wechselwirkung mit Materie . . . . .	6
2.4 Alphastrahlung . . . . .	7
2.5 MCP Detektor . . . . .	8
2.5.1 Microchannel Plate . . . . .	8
2.5.2 Gain . . . . .	9
2.5.3 Delay Line Anode . . . . .	10
2.6 Beugungsgitter . . . . .	11
<b>3 Aufbau</b>	<b>12</b>
3.1 Aufbau der Vakuumkammer . . . . .	12
3.1.1 MCP-Detektor . . . . .	13
3.1.2 Beugungsgitter . . . . .	13
3.1.3 Röntgenquelle . . . . .	16
3.1.4 Alphaquelle . . . . .	18
3.1.5 UV-Quelle . . . . .	18
3.2 Aufbau der Elektronik . . . . .	18
3.2.1 Hochspannungsmodul . . . . .	19
3.2.2 Signalverarbeitung . . . . .	20
<b>4 Messungen</b>	<b>22</b>
4.1 Positions kalibrierung . . . . .	22
4.2 Positionsauflösung . . . . .	27
4.3 Optimierung der Gitter und Schlitzposition . . . . .	33
4.4 Spektrum . . . . .	38
<b>5 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>44</b>
<b>A Anhang</b>	<b>48</b>
A.1 Technische Zeichnung . . . . .	48
A.2 Bilder zur Positions kalibrierung . . . . .	49
A.3 Bilder zur Berechnung der Positionsauflösung mit der Al-phaquelle . . . . .	51
A.4 Bilder zur Berechnung der Positionsauflösung mit der UV-Quelle	53

# 1 Einleitung

In Beschleunigeranlagen werden unterschiedlichste Teilchen auf Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und zur Kollision gebracht. Der Grund für den dies getan wird, ist die Erforschung der Struktur der Materie. Aus den Kollisionen bei hohen Geschwindigkeiten lassen sich Rückschlüsse über die fundamentalen Wechselwirkungen und Eigenschaften von Materie ziehen. Genau das ist das Ziel der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt, an welcher seit ihrer Gründung im Jahre 1969 im Bereich der Kernphysik und Biophysik geforscht wird.

Als Erweiterung des GSI wird momentan das Beschleunigerzentrum „Facility for Antiproton and Ion Research“ (FAIR) gebaut, welches in der Lage sein wird, das Verhalten von Materie unter extremen Bedingungen zu untersuchen. Die Forschung am FAIR ist in 4 Forschungsprojekte unterteilt, deren Themen von exotischen Teilchen über die starke Kraft bis hin zur makroskopischen Wirkung von Strahlung auf Gewebe reichen.

Ermöglicht wird diese Forschung durch den Ringbeschleuniger SIS100. Er ist ein Synchrotron, der Teilchen bis auf 99 % der Lichtgeschwindigkeit bringen kann. Mit diesen hohen Geschwindigkeiten lassen sich die extremen Bedingungen nachstellen, denen Materie in Sternen oder Supernovaexplosion ausgesetzt ist. Der SIS100 ist dabei in der Lage Antiprotonen und Ionen von allen Elementen von Wasserstoff bis zu Uran zu beschleunigen [1].

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein positionsauf lösender MCP-Detektor charakterisiert, der als Fluoreszenzdetektor der Laserkühlung des SIS100 zum Einsatz kommen soll. Für diese Verwendung ist es notwendig, dass der Detektor im extremen UV Bereich bis in den schwachen Röntgenbereich funktioniert [2].

## 2 Theoretische Grundlagen

Im nachfolgenden Kapitel werden die theoretischen Grundlagen dargelegt, die für das Verständnis eines positionsauflösenden MCP-Detektors und seines Einsatzes als energieauflösender Fluoreszenzdetektor für die Laserkühlung im Rahmen des Forschungszentrums FAIR notwendig sind.

### 2.1 Beschleunigerzentrum FAIR

Als Erweiterung des GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt wird seit 2017 an dem Beschleunigerzentrum „Facility for Antiproton and Ion Research“ (FAIR) gebaut. FAIR wird eine der größten Teilchenbeschleuniger-Anlagen weltweit sein. Mit ihr wird es möglich sein, Teilchenstrahlen von allen natürlichen Elementen und Antiprotonen zu erzeugen und auf nahezu Lichtgeschwindigkeit zu beschleunigen. Das Herzstück der geplanten Anlage bildet der Ringbeschleuniger SIS100. Die Inbetriebnahme ist für 2025 geplant [1]. Eine Skizze der bereits existierenden und der noch geplanten Anlage ist in der Abbildung 1 zu finden.

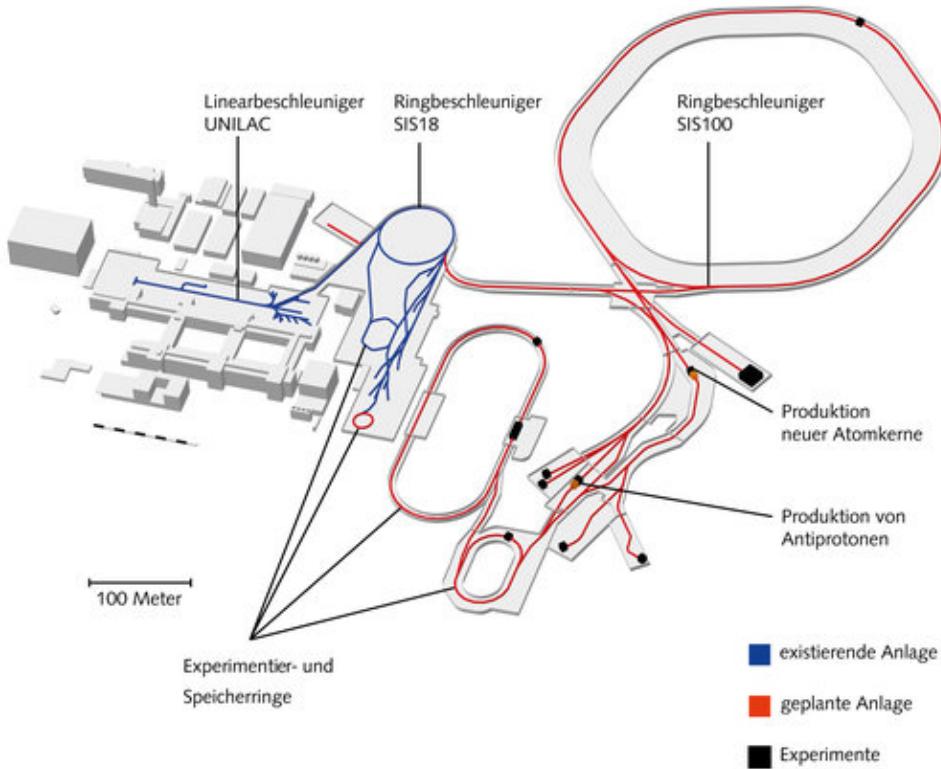


Abbildung 1: Skizze des geplanten Beschleunigerzentrums FAIR und der bestehenden GSI-Anlage. [1]

Als erste Beschleunigungsstufen werden die bereits existierenden Beschleuniger der GSI verwendet. Der Linearbeschleuniger UNILAC beschleunigt die Teilchen dabei auf 20 % der Lichtgeschwindigkeit und der Ringbeschleuniger SIS18 beschleunigt sie weiter auf 90 %. Von dort aus werden sie in den neu gebauten Ringbeschleuniger SIS100 geleitet, der sie auf ihre Endgeschwindigkeit von mehr als 99 % der Lichtgeschwindigkeit bringt [1]. Die beschleunigten Teilchen stehen danach den Forschungsprojekten der FAIR Anlage zur Verfügung.

Eines dieser Projekte ist das APPA Projekt, welches sich der Erforschung der grundlegenden Prozesse in Atomen und ihre Wirkung auf verschiedene Materialien widmet. Die Anwendungen reichen vom Strahlenschutz im Welt Raum bis zur Behandlung von Tumoren. Die Stored Particle Atomic Physics Research Collaboration (SPARC) untersucht im Rahmen des APPA Projekts das Modell der Quantenelektrodynamik unter extremen Bedingungen und Atomübergänge bei relativistischen Geschwindigkeiten. Wird ein Ion bei diesen hohen Geschwindigkeiten mit einem Laser bestrahlt, erfährt das Licht beim Übergang ins Ruhesystem des Teilchens einen Doppler-Shift. Durch diesen Shift werden Wellenlängen erzeugt, die mit heutigen Lasersystemen sonst nicht möglich wären. Dieser Effekt wird ausgenutzt um bestimmte Atomübergänge herbeizuführen und die Schwerionenstrahlen mit Hilfe der Laserkühlung zu kühlen [3].

## 2.2 Laserkühlung

Unter der Kühlung eines Teilchenstrahls wird die Verringerung der Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen verstanden. Bei der Erzeugung und dem Beschleunigen von Teilchenstrahlen kommt es zu Abweichungen der Geschwindigkeiten der einzelnen Teilchen vom Sollwert. Um eine hohe Genauigkeit der Experimente zu erreichen, ist es notwendig die Abweichungen zu reduzieren. Zwei Möglichkeiten, um dies zu bewirken, sind die Elektronenkühlung und die Laserkühlung [4].

Die herkömmliche Methode ist die Elektronenkühlung. Der Teilchenstrahl wird mit einem Elektronenstrahl überlappt, wobei die Elektronen die gewünschte Geschwindigkeit der Teilchen besitzen. Teilchen, die von der Geschwindigkeit abweichen, werden an den Elektronen gestreut und dabei werden langsamere Teilchen beschleunigt und schnellere Teilchen abgebremst. Bei relativistischen Geschwindigkeiten nimmt die Effizienz der Elektronenkühlung ab und die Kühlzeiten werden sehr lang [5]. Zur Vermeidung dieser Probleme wird die Laserkühlung verwendet.

Bei der Laserkühlung wird ausgenutzt, dass durch Licht ein Impuls übertragen werden kann. Dies erfolgt über die Anregung und Abregung der Teilchen. Ein Atom kann ein Photon absorbieren und damit in einen angeregten Zustand übergehen, wenn die Energie des Photons dem Energieunterschied zwischen angeregtem und Grundzustand entspricht. Der angeregte Zustand

ist nicht stabil und der Übergang in den Grundzustand erfolgt meistens durch das Aussenden eines Photons in eine beliebige Richtung. Die Impulse des einfallenden und des ausgesendeten Photons besitzen den gleichen Betrag. Da die einfallenden Photonen jedoch immer aus der selben Richtung kommen und sich die abgestrahlten Photonen auf alle Richtungen verteilen, findet im Mittel ein Impulsübertrag in Richtung des einfallenden Photons statt [6]. Damit sich die unterschiedlichen Geschwindigkeiten der Teilchen im Teilchenstrahl annähern, wird er mit einem kollinearen und einem anti-kollinearen Laser überlagert. Der kollineare Laser beschleunigt dabei die langsameren Teilchen des Strahls und der anti-kollineare Laser bremst die schnelleren Teilchen. Durch die hohe Geschwindigkeit erfährt das Licht der beiden Laser durch den Doppler-Effekt eine Verschiebung der Wellenlänge im Ruhesystem der Teilchen. Das gegenläufige Licht wird dabei zu kleineren Wellenlängen verschoben und das gleichläufige Licht zu größeren Wellenlängen. Die Laser werden so gewählt, dass die Wellenlänge des gegenläufigen Lichts etwas größer ist und somit die Energie kleiner ist als für den Übergang zwischen den Zuständen notwendig ist. Die Blauverschiebung sorgt bei den schnelleren Teilchen dafür, dass die Wellenlänge sich im richtigen Bereich für den Übergang befindet und dieser damit stattfinden kann. Für das gleichlaufende Licht wird die Wellenlänge kleiner gewählt und durch die Rotverschiebung gelangt sie für die Teilchen, die langsamer als der Durchschnitt sind, in den richtigen Bereich für den Übergang [7]. Dieser Prozess wird auch Dopplerkühlung genannt und ist in der Abbildung 2 dargestellt.

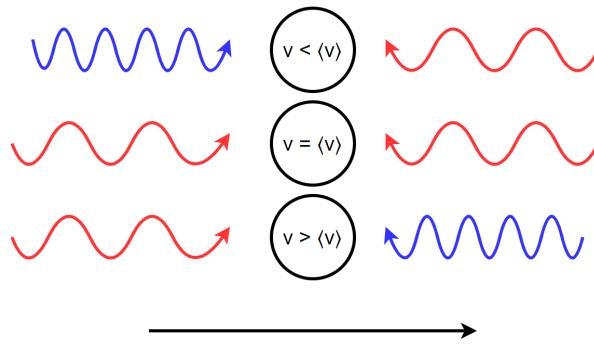


Abbildung 2: Funktionsweise der Laserkühlung. Die blauen Wellen stellen die hochenergetische Strahlung dar, die einen Übergang ermöglicht, und die roten Wellen stellen die niederenergetische Strahlung dar, bei der die Übergänge nicht stattfinden.

Bei sehr hohen Teilchengeschwindigkeiten ist die Rotverschiebung für das gleichlaufende Licht so groß, dass ein Laser mit einer extrem kleinen Wellenlänge benötigt wird, um die Übergänge zu ermöglichen. Derzeit existieren

solche Laser nicht, weshalb eine Alternative benötigt wird, um die beschleunigende Kraft für die langsameren Teilchen des Teilchenstrahls zu realisieren. Eine Möglichkeit dafür ist die Laserkühlung von gebündelten Strahlen (engl. Bunched Beams). Bei dieser Methode wird durch ein Radiofrequenz-Hohlraum (engl. rf cavity) ein periodisches, elektrisches Feld erzeugt, welches die Teilchenstrahlen in Pakete aufteilt. Teilchen, deren Geschwindigkeit von der Gewünschten abweicht, führen innerhalb der Pakete harmonische Oszillationen aus. Der gegenläufige Laserstrahl übt eine bremsende Kraft aus, die die Oszillationen dämpft. Eine ausführlichere Erläuterung dieser Methode ist in [7] zu finden.

## 2.3 Röntgenstrahlung

Als Röntgenstrahlung wird elektromagnetische Strahlung bezeichnet, die sich in einem Wellenlängenbereich von 10 nm bis 1 pm befindet. Die für diese Arbeit relevante Röntgenstrahlung befindet sich im oberen Bereich der Wellenlängen und wird deshalb weiche Röntgenstrahlung genannt [8].

### 2.3.1 Entstehung

Fällt ein Elektron in einem Atom von einer höheren Schale auf eine niedrigere, wird die Energiedifferenz der Schalen als elektromagnetische Strahlung emittiert. Da diese Differenz charakteristisch für das Element ist, wird diese Strahlung charakteristische Röntgenstrahlung genannt. Die Übergänge werden nach den Schalen benannt, in die das Elektron übergeht. Dabei ist die innerste Schale die K-Schale, die nächst äußere die L-Schale, danach folgt die M-Schale. Zusätzlich wird den Bezeichnungen der Übergänge ein Subskript hinzugefügt, welches die Zahl der Schalen angibt über die der Übergang erfolgt. So wird ein Übergang von der L-Schale zur K-Schale mit dem Subskript  $\alpha$  versehen und der Übergang von der M-Schale zur K-Schale mit einem  $\beta$ , etc.

Die Erzeugung von Röntgenstrahlung innerhalb einer Röntgenröhre wird durch die Beschleunigung von Elektronen auf das Anodenmaterial realisiert. Dabei werden von der Kathode Elektronen freigesetzt, die mit Hochspannung auf die Anode beschleunigt werden. Treffen diese Elektronen auf das Anodenmaterial, können sie Hüllenelektronen des Materials herausschlagen. Durch einen Übergang eines Elektrons aus einer höheren Schale wird das entstandene Loch aufgefüllt. Dabei entsteht charakteristische Röntgenstrahlung.

Zusätzlich zu diesem Effekt werden die beschleunigten Elektronen auch durch die Atomkerne des Anodenmaterials abgebremst. Die Energiedifferenz wird als sogenannte Bremsstrahlung frei und zeigt im Gegensatz zur charakteristischen Röntgenstrahlung ein kontinuierliches Spektrum. Das Spektrum setzt bei einer minimalen Wellenlänge  $\lambda_0$  ein, welche nach dem Duane-Hunt Gesetz

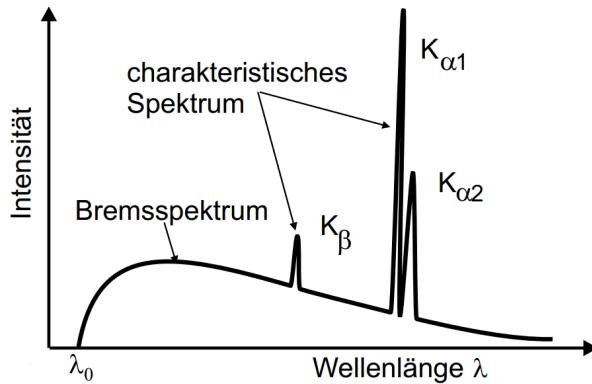


Abbildung 3: Ein typisches Spektrum einer Röntgenröhre mit charakteristischer Röntgenstrahlung und Bremsstrahlung.[8]

durch die Formel

$$\lambda_0 = \frac{h \cdot c}{e \cdot U_B} \quad (1)$$

bestimmt wird [8]. Dabei ist  $U_B$  die Beschleunigungsspannung. In der Abbildung 3 ist ein typisches Röntgenspektrum dargestellt. Das Spektrum der Bremsstrahlung wird angenähert durch das Gesetz von Kramer[23]:

$$I = K \left( \frac{\lambda}{\lambda_0} - 1 \right) \frac{1}{\lambda^2} \quad (2)$$

Dabei ist  $K$  proportional zur Ladungszahl des Anodenmaterials.

### 2.3.2 Wechselwirkung mit Materie

Die Wechselwirkung von Photonen mit Materie wird durch drei Effekte bestimmt, den Photoeffekt, die Comptonstreuung und die Paarbildung. Die ebenfalls auftretende Rayleighstreuung wird häufig vernachlässigt, da hierbei keine Energie übertragen wird. Welcher der drei Effekte dominiert hängt von der Energie des Photons ab.

Beim Photoeffekt wird ein Elektron einer Schale nahe des Atomkerns herausgeschlagen. Die gesamte Energie des Photons geht auf das Elektron über, welche danach abzüglich der Bindungsenergie als kinetische Energie des Elektrons vorliegt. Bei diesem Effekt verschwindet das Photon. Der Photoeffekt findet statt, sobald die Energien der Photonen über der Bindungsenergie der Elektronen liegen. Der Prozess wird durch eine hohe Kernladungszahl  $Z$  des Absorbers begünstigt und dominiert bei geringen Energien. So kann die Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts durch folgende Formel angenähert

werden.

$$\sigma \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^{3,5}} \quad (3)$$

Dabei liegt  $n$  zwischen 4 und 5 abhängig von der Photonenenergie [9].

Bei höheren Photonenenergien im Bereich von einigen 100 keV wird die Comptonstreuung relevant. Bei diesem Effekt vollzieht ein Photon eine inelastische Streuung an einem Elektron. Das Photon gibt dabei Energie an das Elektron ab und wird abgelenkt. Bei Photonenenergien, die über 1,022 MeV liegen, kann die Paarbildung auftreten. Dabei entsteht in Wechselwirkung mit einem Atomkern ein Elektron-Positron Paar [10].

Da die für diese Arbeit relevante Röntgenstrahlung sich im Bereich der weichen Röntgenstrahlung befindet, ist lediglich der Photoeffekt von Bedeutung und die beiden anderen Effekte können vernachlässigt werden.

## 2.4 Alphastrahlung

Alphastrahlung ist die Strahlung, die durch den Alphazerfall erzeugt wird. Dabei zerfällt ein Atomkern in einen Tochterkern, der eine um 4 verringerte Massenzahl aufweist, und ein Alphateilchen, welches aus zwei Protonen und zwei Neutronen besteht. Die bei diesem Prozess frei werdende Energie führt dazu, dass das Alphateilchen den Kern mit hoher kinetischer Energie verlässt. Der Zerfall erfüllt dabei die folgende Zerfallsgleichung [10].



Dabei entspricht die Energie dem Unterschied der Gesamtmasse des Mutterkerns und der Summe der Masse des Tochterkerns und des Alphateilchens. Ein großer Teil dieser Energie geht in die kinetische Energie des Alphateilchens über. Der Rest verbleibt im Tochterkern, der sich deshalb in einem angeregten Zustand befindet. Der Alphazerfall ist ein Zweikörperprozess, weshalb sich die frei werdende Energie im umgekehrten Massenverhältnis auf die beiden Teilchen verteilt und die Alphastrahlung ein diskretes Energiespektrum aufweist [10].

Da Alphateilchen im Gegensatz zu Photonen nicht diskret mit Materie wechselwirken, sondern ihre Energie sukzessiv über Stöße in der Materie abgeben, besitzen sie einen hohen Wirkungsquerschnitt, was zu einer begrenzte Eindringtiefe führt. Die Stöße finden mit den Elektronen der Materie statt, wodurch die Materie ionisiert wird. Aufgrund ihrer Masse und hohen kinetischen Energie benötigen Alphateilchen aus dem Alphazerfall eine große Anzahl an Stößen, um vollständig abgebremst zu werden [10]. Die hohe Zahl Elektronen, die bei den Stößen aus ihren Atomen herausgeschlagen werden, begünstigt die Detektion der Alphateilchen.

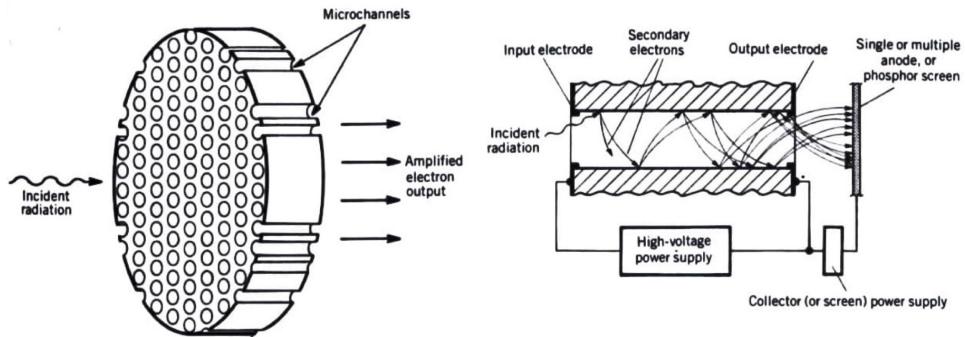


Abbildung 4: Skizze eines MCP und Funktionsweise der Elektronenvervielfachung. [13]

## 2.5 MCP Detektor

Ein MCP-Detektor besteht aus mindestens einer „microchannel plate“ und einer Anode. Die mit ihm detektierbaren Teilchen sind Photonen, Elektronen und Ionen.

### 2.5.1 Microchannel Plate

Eine „microchannel plate“ (MCP) ist eine Platte, die aus vielen mikroskopisch kleinen Glasrohren, den Kanälen, besteht. Die Anzahl an Kanälen eines typischen MCPs liegt im Bereich von  $10^6$ , wobei die einzelnen Kanäle einen Durchmesser zwischen 10 und  $100\text{ }\mu\text{m}$  haben [11]. Durch das Anlegen von Hochspannung funktionieren die Kanäle als Elektronen-Vervielfacher. Eine Skizze eines MCP und seiner Funktionsweise ist in der Abbildung 4 zu sehen. Damit ein Teilchen detektiert werden kann, muss es in einem der Kanäle auf die Kanalwand treffen, wobei das Teilchen Elektronen herausschlägt. Die Kanäle im MCP sind mit einem Halbleitermaterial beschichtet, so dass, wenn zwischen der Vorder- und Rückseite eine Spannung anlegt wird, innerhalb der Kanäle ein Spannungsgradient entsteht, der dann dafür sorgt, dass die Elektronen von einer Kollision mit der Wand zur nächsten beschleunigt werden. Bei der daraus resultierenden weiteren Kollision wird eine größere Anzahl an Elektronen herausgeschlagen, die diesen Prozess erneut durchlaufen und eine Kaskade von Elektronen erzeugen.

Da ein Teilchen eine Kanalwand treffen muss, um detektiert zu werden, sind die Kanäle nicht senkrecht im MCP, sondern haben einen gewissen Winkel zu dessen Oberfläche. Dieser Winkel liegt meist im Bereich von  $8^\circ$  [11]. So wird verhindert, dass die Teilchen durch die Kanäle gelangen, ohne eine Kanalwand zu treffen.

Das Verhältnis der Fläche der Kanalöffnungen zur Gesamtfläche des MCP wird „open area ratio“ (OAR) genannt. Ein höherer Wert erhöht die Wahr-

scheinlichkeit, dass ein Teilchen in einen Kanal gelangt und damit die Wahrscheinlichkeit das Teilchen zu detektieren. Typische Werte für die OAR liegen zwischen 50 % und 70 % [12].

Die vervielfachten Elektronen werden hinter dem MCP von einer Anode aufgenommen und dadurch detektiert. Durch das Verwenden einer Anode, die eine Positionsbestimmung ermöglicht, kann mit einem MCP Detektor die Auftreffstelle des Teilchens bestimmt werden.

Ein Betrieb des MCP Detektors in unzureichendem Vakuum kann dazu führen, dass das Hintergrundrauschen durch Ionenbildung verstärkt wird oder die Lebensdauer des MCP verkürzt wird. Außerdem kann es durch die Hochspannung zu Überschlägen kommen, die den MCP beschädigen können. Aus diesem Grund ist ein Druck von  $2 \cdot 10^{-6}$  mbar bei Betrieb zu unterschreiten [12].

### 2.5.2 Gain

Der Vervielfachungsfaktor der Elektronen (engl. Gain) liegt, je nach MCP, zwischen  $10^4$  und  $10^7$  [11]. Ein MCP mit geraden Kanälen ist auf einen Gain von  $10^4$  limitiert. Der Grund dafür ist die verstärkte Ionenbildung bei höheren Spannungen. Die Elektronenlawine ionisiert dabei die Gasatome in den Kanälen und die Ionen werden durch die Hochspannung zum Eingang der Kanäle beschleunigt, wo sie eine weitere Elektronenkaskade auslösen. So werden Nachpulse erzeugt, welche als Rauschen die eigentlichen Signale überdecken. Dieser Effekt kann vermindert werden, indem gebogene Kanäle verwendet werden. Dabei treffen die Ionen schon nach kurzer Strecke auf eine Kanalwand, wodurch sie eine deutlich geringe Energie besitzen und dadurch keinen messbaren Nachpuls mehr erzeugen. Alternativ können mehrere MCPs in einer Chevronkonfiguration verwendet werden, wobei die Winkel der Kanäle um  $180^\circ$  gegen einander verdreht werden und der selbe Effekt wie bei gebogenen Kanälen geschaffen wird. In der Abbildung 5 sind die verschiedenen MCP Konfigurationen dargestellt. Mit gebogenen Kanälen sind Gains bis zu  $10^6$  möglich, mit der Chevron Konfiguration sind es über  $10^7$  [13].

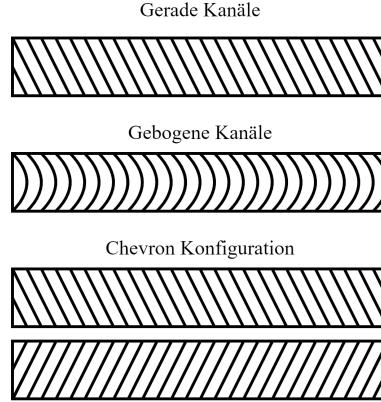


Abbildung 5: Skizze verschiedener MCPs mit geraden Kanälen, mit gebogenen Kanälen und in der Chevron Konfiguration.

### 2.5.3 Delay Line Anode

Eine Delay Line Anode besteht aus einem langen Draht, der hinter dem MCP aufgerollt wird. Die Elektronenwolke aus dem MCP trifft den Draht an einer bestimmten Stelle und induziert ein Ladungssignal, dass sich zu beiden Enden des Drahtes fortplanzt. Die Differenz der Zeiten, die das Signal zum Erreichen der beiden Drahtenden braucht, ist proportional zu dem Ort des Auftreffens des ursprünglichen Teilchens. Die Proportionalitätskonstante ist von der Länge des Drahtes abhängig und durch eine Kalibration bestimmbar. Durch das Verwenden eines zweiten Drahtes orthogonal zum ersten, kann die Position des auftreffenden Teilchens in zwei Dimensionen ermittelt werden (Abb. 6). Sie wird aus den Zeiten der Delay Lines  $t_{x1}$ ,  $t_{x2}$ ,  $t_{y1}$  und  $t_{y2}$  und einem Kalibrierungsfaktor  $f_x$ ,  $f_y$ , der für die beiden Dimensionen unterschiedlich ist, mit folgenden Formeln berechnet [12].

$$x = f_x(t_{x1} - t_{x2}) = f_x \cdot \Delta t_x \quad (5)$$

$$y = f_y(t_{y1} - t_{y2}) = f_y \cdot \Delta t_y \quad (6)$$

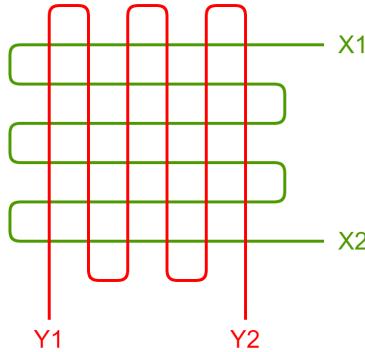


Abbildung 6: Skizze einer zweidimensional auflösenden Delay Line Anode. Die Positionsinformation wird aus den Differenzen der Ausbreitungszeiten der Signale gewonnen.

## 2.6 Beugungsgitter

Ein Beugungsgitter ist ein optisches Bauteil, welches Licht in seine verschiedenen Wellenlängen aufspaltet. Die Öffnungen des Gitters müssen dafür einen Abstand im Bereich der Wellenlänge des zu beugenden Lichts haben. In der Abbildung 7 ist die Beugung von Licht an einem Transmissionsgitter skizziert. Wenn der Wegunterschied von  $\overline{CA}$  und  $\overline{BD}$  einem Vielfachen der Wellenlänge entspricht, kommt es zu konstruktiver Interferenz. Die daraus folgende Gittergleichung [19], die bei der Beugung erfüllt sein muss, lautet

$$d(\sin(\alpha) \pm \sin(\beta)) = m\lambda \quad (7)$$

Dabei ist  $d$  der Abstand der Gitteröffnungen,  $\alpha$  der Einfallswinkel des Lichts,  $\beta$  der Ausfallswinkel des Lichts und  $m\lambda$  ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge, wobei  $m$  die Beugungsordnung ist. Für ein Reflexionsgitter werden die Sinusfunktionen addiert und für ein Transmissionsgitter werden sie subtrahiert. Die Gitterkonstante  $d$  ist durch das verwendete Gitter festgelegt und aufgrund des Intensitätsabfalls bei höheren Ordnungen wird meist nur die erste Beugungsordnung betrachtet. Deshalb lässt sich bei festem Einfallswinkel aus der Gittergleichung erkennen, dass der Ausfallswinkel nur von der Wellenlänge des Lichts abhängt. Aus diesem Grund lassen sich aus der Aufspaltung Informationen über die Wellenlänge und somit die Energie der gebeugten Strahlung erlangen. Das in dieser Arbeit verwendete Gitter ist ein Reflexionsgitter.

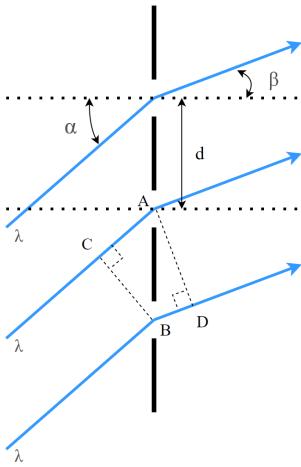


Abbildung 7: Skizze der Beugung von Licht an einem Transmissionsgitter.  
[15]

### 3 Aufbau

Die im vorangegangenen Teil erklärten Bauteile Beugungsgitter und MCP-Detektor mit Delay Line Anode wurden kombiniert, um einen energieaufgelösten Detektor für weiche Röntgenstrahlung zu realisieren. Im folgenden Abschnitt wird der Aufbau der Detektorkammer und der Elektronik beschrieben.

#### 3.1 Aufbau der Vakuumkammer

Innerhalb der Vakuumkammer ist die Röntgenröhre, der MCP-Detektor, der Eintrittsschlitz, die Blende und das Beugungsgitter enthalten. Eine technische Zeichnung der Kammer ist in der Abbildung 8 zu finden. Das Vakuum wird durch zwei Pumpen erzeugt. Als Vorpumpe wird die Pfeiffer MVP 040-2 Membranpumpe verwendet, die den Druck von Umgebungsdruck bis auf ein paar Millibar absenkt. Bei diesem Druck wird die Turbopumpe Pfeiffer TC 400 eingeschaltet, welche ein Ultrahochvakuum von bis zu  $10^{-8}$  mbar erzeugen kann. Um den Druck innerhalb der Kammer zu prüfen, wird das Druckmessgerät IONIVAC ITR 90 von der Firma Leybold benutzt, welches vor einer Messung abzuschalten ist, um Störsignale zu vermeiden.

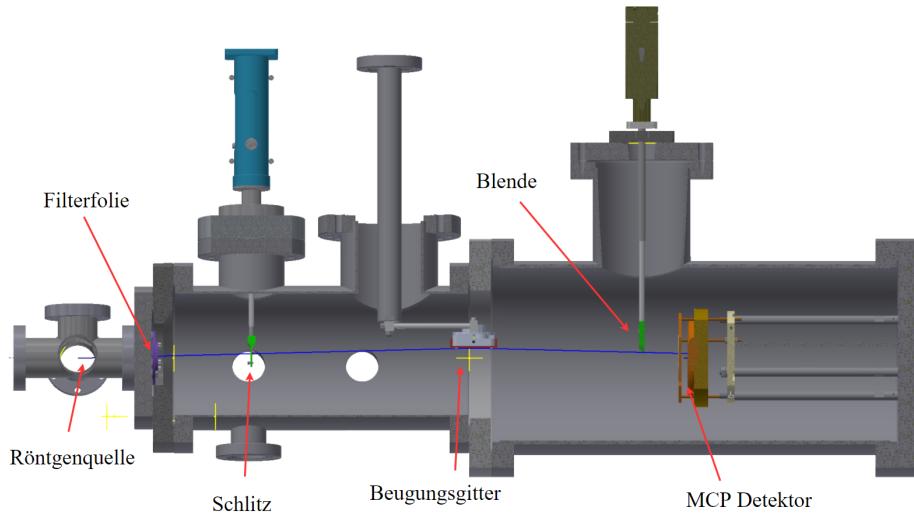


Abbildung 8: Technische Zeichnung der Vakuumkammer und der enthaltenen Bauteile. Erstellt von Christian Huhmann.

### 3.1.1 MCP-Detektor

Der verwendete Detektor ist der DLD40 von RoentDek. Er besteht aus zwei MCPs in der Chevron-Konfiguration und einer zweidimensional auflösenden Delay Line Anode. Die MCPs besitzen einen Durchmesser von 50 mm und einen aktiven Durchmesser von 42 mm. Sie sind zwischen zwei Kupferringen fixiert, über die die Hochspannung angelegt wird. Hinter den MCPs befindet sich die Delay Line Anode, die aus Kupferdrähten besteht, welche orthogonal zueinander aufgewickelt sind. An jedem Ende der beiden Drähte sind ein Signalkabel und ein Referenzkabel angeschlossen. Zwischen dem Signal- und dem Referenzkabel ist eine Spannung zwischen 20 V und 50 V angelegt, damit die Elektronenwolke aus dem MCP hauptsächlich von dem Signalkabel aufgesammelt wird. Das Signal der Referenzkabel wird zur Verminderung von Rauschen von dem Signal des Signalkabels abgezogen. Der Detektor ist auf einem Plastikring befestigt, welcher wiederum mit Stahlstäben an dem Flansch befestigt ist. Ein Foto des Aufbaus ist in der Abbildung 9 zu sehen. Die MCP-Daten und eine Anleitung zum Aufbau sind vom Hersteller gegeben [12].

### 3.1.2 Beugungsgitter

Das Beugungsgitter ist ein 30-003 Laminar-type Replica Diffraction Grating von der Firma Shimadzu. Die empfohlenen Einbauparameter sind von dem

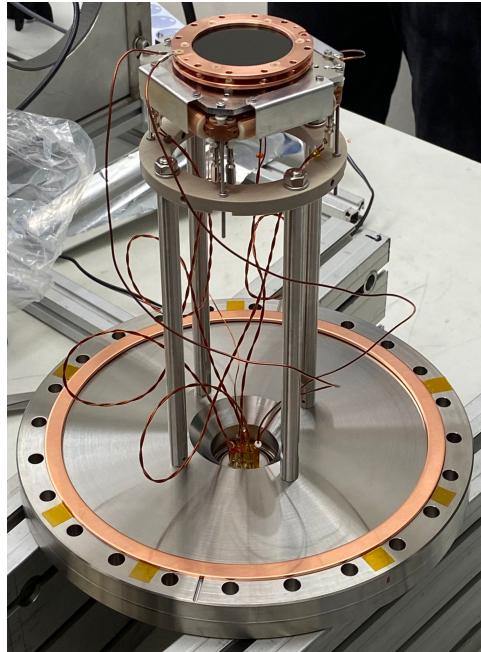


Abbildung 9: Der Aufbau des MCP-Detektors auf dem Flansch.

Hersteller gegeben und in der Tabelle 1 zu finden. Eine Skizze zur Erklärung der Parameter ist in der Abbildung 11 dargestellt. Das Gitter ist ein Reflexionsgitter, weshalb es anstatt von Öffnungen eingeprägte Linien mit einer mittleren Dichte von  $N = 2400 \frac{1}{\text{mm}}$  besitzt, was einem Abstand der Linien im Mittel von  $d = \frac{1}{2400} \text{ mm} = 0,42 \mu\text{m}$  entspricht [16]. Um Abbildungsverzerrungen zu reduzieren, ändert sich der Abstand der Linien am Rand des Gitters. Es wurde innerhalb der Vakuumkammer an einer beweglichen Vorrichtung befestigt, mit dessen Hilfe die Position des Gitters eingestellt werden kann. Die Vorrichtung ist in der Abbildung 10 zu sehen. Zusätzlich zur Positioneinstellung lässt sich das Gitter mit der Vorrichtung auch drehen. In dieser Arbeit wurde jedoch kein Gebrauch davon gemacht.

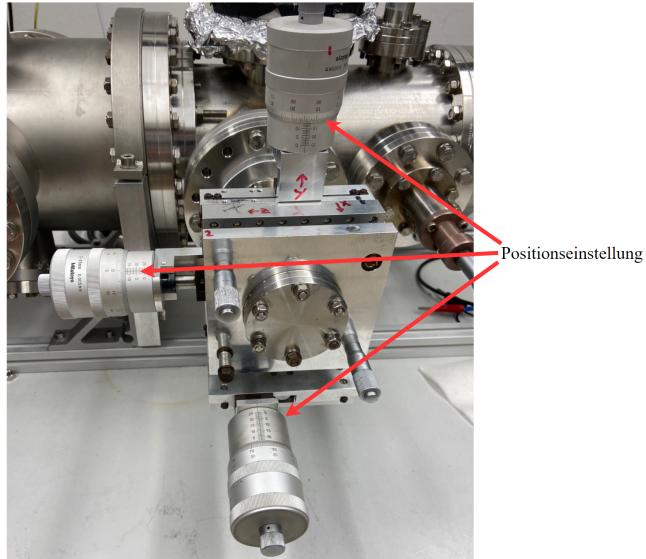


Abbildung 10: Bild der Vorrichtung zur Bewegung des Gitters in der Vakuumkammer.

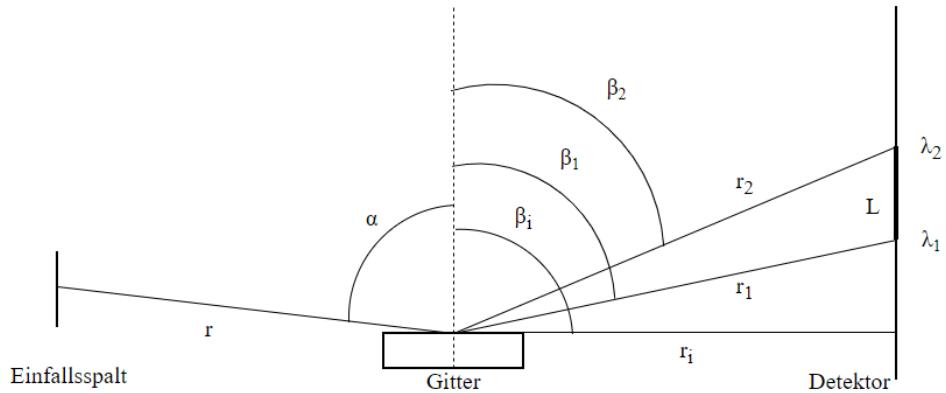


Abbildung 11: Skizze der Parameter zum Einbau des Gitters.

Tabelle 1: Die vom Hersteller empfohlenen Einbauparameter. Die Bedeutung der einzelnen Parameter ist in der Abbildung 11 dargestellt.

$r$ (mm)	$\alpha$ ( $^{\circ}$ )	$r_i$ (mm)	$\beta_i$ ( $^{\circ}$ )	$r_1$ (mm)	$\beta_1$ ( $^{\circ}$ )	$r_2$ (mm)	$\beta_2$ ( $^{\circ}$ )
236,7	88,60	235,0	90,53	235,8	85,79	239,5	79,39

### 3.1.3 Röntgenquelle

Die weiche Röntgenstrahlung, die zum Testen des Detektors benötigt wird, wird durch die 642-1 Röntgenquelle von der Firma McPherson erzeugt. Ein Bild der Quelle ist in der Abbildung 12 zu finden. Sie besteht aus einer Elektronenkanone, einer Anode und einem Ventilator, der die Anode vor dem Überhitzen bewahrt. Die Anode ist austauschbar. Bei den durchgeföhrten Messungen wurde eine Magnesiumanode verwendet. Die Röntgenquelle ermöglicht das Einstellen der Beschleunigungsspannung zwischen 2,5 kV und 10 kV und des Emissionsstroms zwischen  $0 \mu\text{A}$  und  $1000 \mu\text{A}$ . Beide Parameter wurden auf den niedrigsten Wert eingestellt und lagen damit bei 2,5 kV für die Beschleunigungsspannung und  $25 \mu\text{A}$  für den Emissionsstrom. Röntgenstrahlung in diesem Energiebereich wird vollständig durch die Wände der Vakuumkammer abgeschirmt [17].

Beim Betreiben der Röntgenquelle leuchtet die Anode und strahlt somit Licht in einem breiten Spektrum zusätzlich zur gewünschten Röntgenstrahlung ab. Da der Detektor auch in diesem Bereich empfindlich ist, muss das Licht abgeschirmt werden. Dafür wurde eine  $4,5 \mu\text{m}$  dicke Aluminiumfolie zwischen der Röntgenquelle und dem Detektor montiert. Damit die Folie beim Abpumpen und Lüften der Vakuumkammer nicht zerstört wird, wurde eine Umgehung für die Luft hinter der Folie eingebaut. Zusätzlich wird über ein Nadelventil abgepumpt und gelüftet, welches beide Vorgänge verlangsamt und dadurch die Folie intakt hält.

Damit die Röntgenstrahlung das Beugungsgitter als fokuserter Strahl trifft, wurde ein Schlitz in die Kammer eingebaut. Die Position des Schlitzes vor der Röntgenquelle ist beweglich, um den optimalen Winkel, in dem der Strahl auf das Gitter trifft, einzustellen.

Zusätzlich wurde zwischen dem Gitter und dem Detektor eine Blende angebracht, um die nullte Beugungsordnung abzuschirmen. Ein Bild des gesamten Aufbaus ist in der Abbildung 13 zu finden.

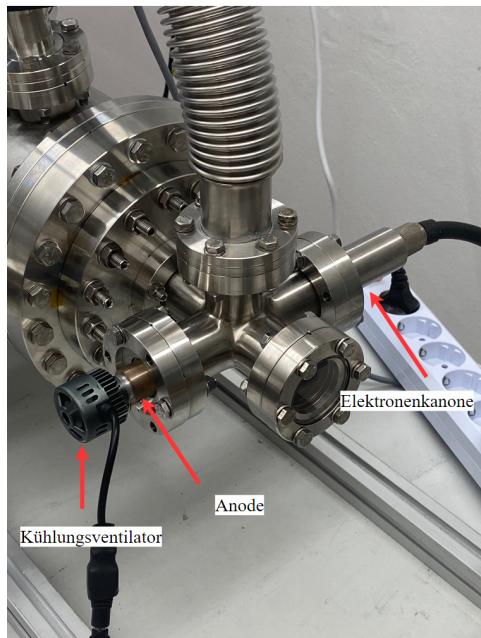


Abbildung 12: Bild der Röntgenquelle

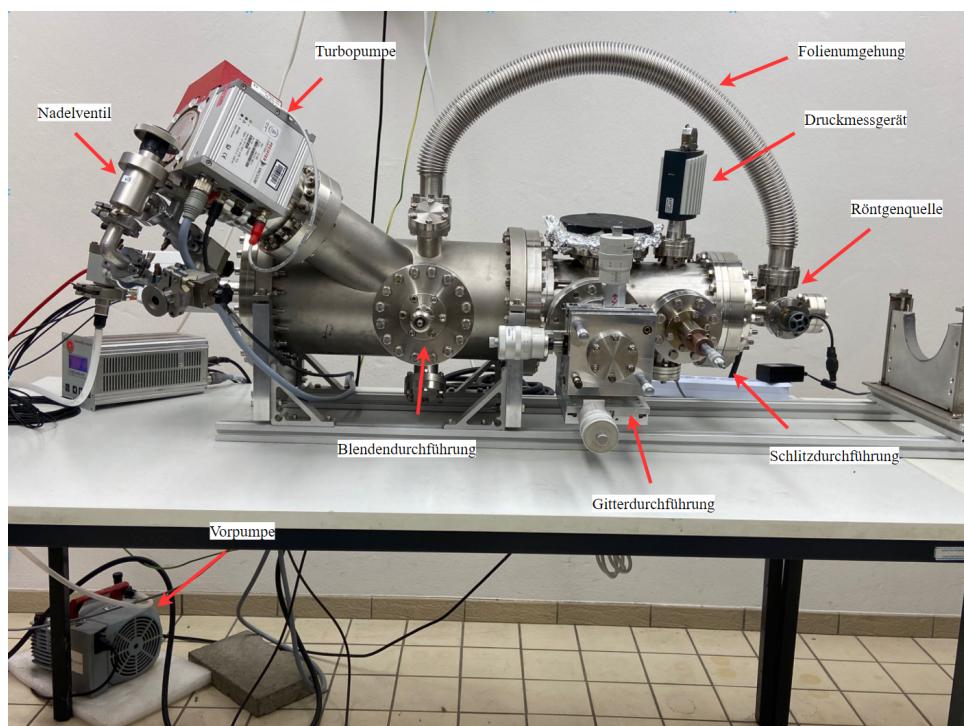


Abbildung 13: Bild des gesamten Aufbaus.

### 3.1.4 Alphaquelle

Die Alphaquelle besteht aus einer Mischung aus den Nukliden  $^{239}\text{Plutonium}$ ,  $^{241}\text{Americium}$  und  $^{244}\text{Curium}$ . Jedes der Nuklide zerfällt mit fast 100 % Wahrscheinlichkeit über den Alphazerfall. Die Anteile der einzelnen Nuklide in der Quelle ist nicht bekannt. Die Aktivität der Quelle beträgt 7,2 kBq. Die Alphastrahler sind auf einer Metallscheibe befestigt, welche wiederum in der Vakuumkammer an der Blende mit Kaptontape befestigt wurde. Ein Bild dieser Konstruktion ist in der Abbildung 14 zu finden.



Abbildung 14: Die Alphaquelle und ihre Befestigung an der Blende.

### 3.1.5 UV-Quelle

Die verwendete UV-Quelle ist die T039 LED von Greenergy, die Licht mit einer Wellenlänge von  $255 \pm 5 \text{ nm}$  emittiert. Damit liegt ihr Licht im oberen Energiebereich für UV-Strahlung. Sie wurde mit einer Plastikhalterung an dem Fenster der Röntgenquelle befestigt, welches in der Abbildung 12 zu sehen ist. Dafür wurde die Filterfolie ausgebaut, da diese die UV-Strahlung abschirmt. Die LED wurde bei einer Spannung von 5 V und einem Strom von 20 mA betrieben.

## 3.2 Aufbau der Elektronik

Für den Betrieb des Detektors ist es notwendig Hochspannung an ihn anzulegen und die elektrischen Signale des MCP und der Delay Line Anode auszuwerten. Eine schematische Darstellung der Datenverarbeitung ist in der Abbildung 15 zu finden.

Direkt an den Detektor angeschlossen ist der Signalentkoppler FT12TP von der Firma RoentDek. Er ist mit einer 12 Pin Durchführung an den Detektor gekoppelt und über ihn wird die Hochspannung angelegt. Zudem werden die

Signale des Detektors hier entkoppelt und als 5 Signale zur Weiterverarbeitung bereit gestellt. 4 der Signale stammen dabei aus den 4 Enden der Delay Lines, während das 5. Signal aus der Rückseite des MCP stammt [12].

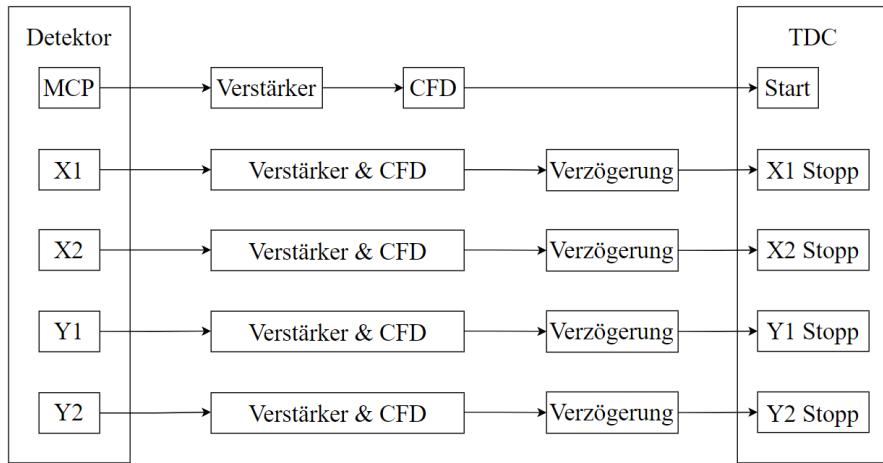


Abbildung 15: Schema der elektronischen Datenverarbeitung. Links im Bild sind die 5 Outputsignale des Detektors dargestellt. Sie durchlaufen den Verstärker, den Constant-Fraction-Discriminator (CFD) und die Verzögerung. Rechts im Bild werden im Time-to-Digital Konvertierer (TDC) ihre Ankunftszeiten gemessen.

### 3.2.1 Hochspannungsmodul

Um die Hochspannung für den Detektor zu erzeugen, wird das NHQ 224M Hochspannungsmodul von der Firma iseg verwendet. Zwischen der Vorderseite des MCP-Stacks (Front) und der Rückseite (Back) muss eine Spannungsdifferenz zwischen 2400 V und 2700 V angelegt werden. Für die Detektion von Photonen oder Ionen wird an der Vorderseite eine Spannung von -2400 V eingestellt, während die Spannung an der Rückseite auf +267 V gesetzt wurde. Das Erhöhen der Spannung an den beiden Seiten des MCP sollte zunächst langsam vorgenommen werden, da ein Risiko für Überschläge besteht, die den MCP beschädigen können. Dies ist verstärkt der Fall, falls der Detektor längere Zeit außerhalb eines Vakuums gelagert wurde. Das Hochspannungsmodul besitzt einen Notausschalter. Wird ein bestimmter Wert für den Strom überschritten, so schaltet dieser die Spannung ab. Der Wert des Notschalters lässt sich mit einer Schraube einstellen [18]. Ist der Detektor schon länger in Betrieb, kann die Spannung auch schneller angelegt werden.

### 3.2.2 Signalverarbeitung

Das MCP-Signal wird in dem Verstärker RoentDek FAMP1+ verstärkt. Dieser hat einen Verstärkungsfaktor von ungefähr 70, welcher zwischen 0 % und 120 % eingestellt werden kann. Danach wird der Ankunftszeit des Signal in dem CFD1x von RoentDek ermittelt. Dies ist ein Constant Fraction Discriminator (CFD), der für die Signale, die eine bestimmte Höhe überschreiten, ein NIM logisches Signal erzeugt. Der CFD triggert bei allen Signalen auf der jeweiligen Höhe, die einem konstanten Anteil der Signalhöhe entspricht [12].

Das MCP-Signal und das logische Signal aus dem CFD wurde auf einem Oszilloskop überprüft, um zu kontrollieren, ob für jedes MCP-Signal auch ein logisches Signal produziert wird. Eines dieser Signale ist in der Abbildung 16 dargestellt. Die Form des MCP-Signals zeigt eine Reihe von Überschwingern, anstatt einen einzelnen Peak. Zunächst wurden dadurch doppelte Signale erzeugt, was jedoch behoben werden konnte, indem die Länge des logischen Antwortsignals erhöht wurde. Trotz verschiedenster Ansätze konnte die Form des MCP-Signals nicht verbessert werden. Es wurde ausgeschlossen, dass der Fehler aus der elektronischen Verarbeitung des Signals herriührt. Die vermutete Quelle des Fehlers lag damit in den MCPs, weshalb der Hersteller informiert wurde. Dieser stellte einen Fehler der MCPs fest und wird sie ersetzen. In dieser Arbeit wurde jedoch mit dem alten Satz MCPs gearbeitet. Da pro Signal ein Antwortsignal generiert wird, ist der Detektor dennoch betriebsfähig.

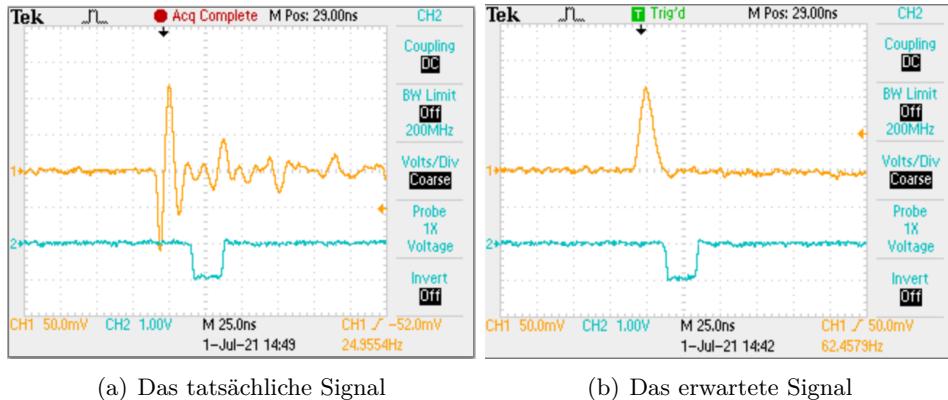


Abbildung 16: Das MCP-Signal (orange) in der aufgenommenen Form und das zugehörige CFD-Signal (blau).

Das Signal der Delay Lines wird in das ATR19-2b Modul von RoentDek geführt. Dieses Modul enthält einen Verstärker und einen CFD und ist in der Lage, zwei Signale simultan zu verarbeiten. Die Verstärkung lässt sich von 20-fach bis 100-fach über ein Potentiometer einstellen [12].

Die logischen Signale aus den CFD werden in dem ORTEC GG8000 Octal Gate Generator mit einer Verzögerung versehen. Grund dafür ist, dass in dem nachfolgenden Time-to-Digital Konvertierer (TDC) das MCP-Signal als Startsignal und die Delay Line Signale als Stoppsignale verwendet werden sollen. Dafür muss das MCP-Signal zeitlich vor den anderen Signalen eintreffen. Dies wird mit der zusätzlich eingeführten Verzögerung erreicht. Der TDC konvertiert die Zeitinformationen aus den Ankunftszeiten der Signale in ein digitales Format, welches mit dem Computer ausgewertet werden kann. Dafür verwendet er das MCP-Signal als Startpunkt und die Delay Line Signale als Endpunkt für die Zeitmessung. Da es 4 Delay Line Signale gibt, werden pro MCP-Signal 4 Zeiten gemessen, die zu den 4 Enden der Delay Lines gehören ( $t_{x1}, t_{x2}, t_{y1}, t_{y2}$ ). Die Datenverarbeitung am Computer wird über das Programm FPPGUI durchgeführt, welches von Volker Hannen und Fred Zwarts geschrieben wurde. Mit diesem ist es möglich, die Daten bei der Messung grafisch darzustellen und in verschiedenen Formaten abzuspeichern. In der Abbildung 17 ist ein Foto der Elektronik zu sehen.

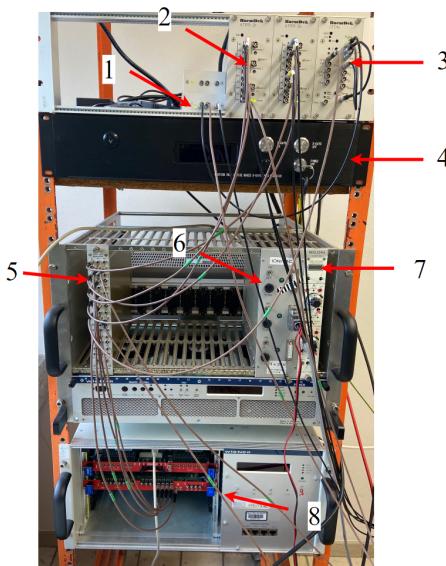


Abbildung 17: Bild der Elektronik. (1): Verstärker RoentDek FAMP1+. (2): RoentDek CFD1x. (3): Verstärker und CFD RoentDek ATR19-2b. (4): Stromversorgung der Röntgenquelle. (5): ORTEC GG8000 Octal Gate Generator. (6): Stromquelle der Druckmessröhre. (7): Hochspannungsmodul iseg NHQ 224M. (8): TDC

## 4 Messungen

Im nachfolgenden Kapitel werden die Messungen zu der Positionskalibration, der Berechnung der Positionsauflösung und der Optimierung des Aufbaus beschrieben und ausgewertet. Zum Abschluss wird ein Spektrum aufgenommen und eine Wellenlängenkalibration durchgeführt.

### 4.1 Positionskalibrierung

Die Positionskalibrierung des Detektors verknüpft die Zeitinformationen, die aus den Delay Line Signalen gewonnen wird, mit der Auftreffposition des Teilchens auf dem Detektor. Um die Kalibrierung durchzuführen, wurde eine Maske auf dem Detektor montiert. Sie besteht aus 1,5 mm dickem Aluminium und besitzt 43 Löcher mit einem Durchmesser von 4 mm und einem Abstand von 6 mm zwischen den Lochmittelpunkten. Eine technische Zeichnung der Maske ist im Anhang in der Abbildung 41 zu finden. Für die Positionskalibrierung wurde die Alphaquelle verwendet.

Die Positionsinformationen in x- und y-Richtung werden durch das Subtrahieren der beiden Zeiten, die zu einer Richtung gehören, gewonnen ( $t_{x1} - t_{x2}, t_{y1} - t_{y2}$ ). Damit lässt sich ein zweidimensionales Histogramm erstellen, indem die Anzahl der auftreffenden Teilchen und ihre Auftreffposition dargestellt werden können (Abb. 18). Die Positionsinformationen sind jedoch noch in Zeiteinheiten angegeben. Die Transformation zu Entfernungseinheiten wird durch die Maske ermöglicht. Die Entfernungen der Löcher in der Maske voneinander sind bekannt und können mit den Entfernungen der Intensitätspeaks in der Messung, die den Löchern entsprechen, verglichen werden.

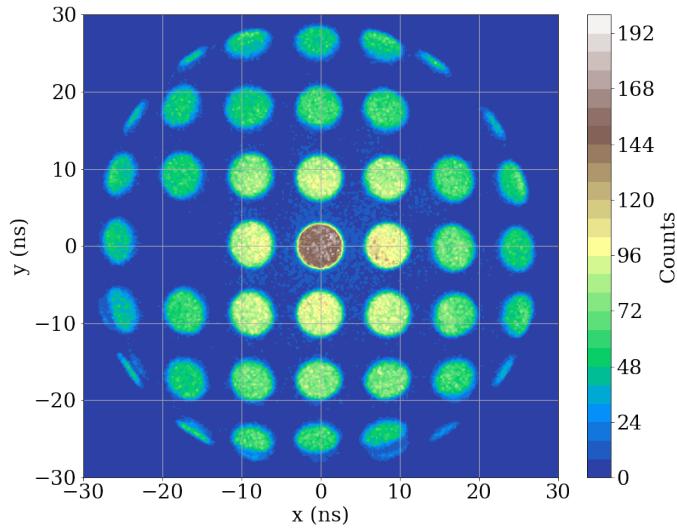
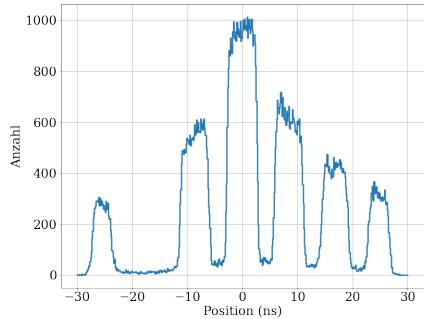
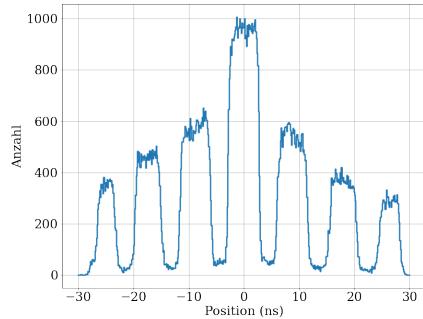


Abbildung 18: Zweidimensionales Darstellung der Messung mit Maske. Die Positionen sind in Nanosekunden angegeben, da sie nicht kalibriert sind.

Dafür wurden aus dem zweidimensionalen Histogramm für die x- und die y-Richtung 7 Streifen mit 3 ns Breite ausgeschnitten. Die Streifen wurden so gewählt, dass sie jeweils eine Reihe an Löchern beinhalten, und auf die x- beziehungsweise die y-Richtung projiziert. Ein Beispiel der Projektionen für beide Richtungen ist in der Abbildung 19 zu sehen. Die Restlichen sind im Anhang in den Abbildungen 42 und 43 zu finden. Aus den Projektionen wurde der Abstand der Intensitätspeaks zueinander bestimmt und darüber gemittelt. Der mittlere Abstand der Peaks beträgt  $d_x = (8,363 \pm 0,012)$  ns für die x-Richtung und  $d_y = (8,550 \pm 0,024)$  ns für die y-Richtung. Die Unsicherheiten stammen aus der Standardabweichung der Abstände.



(a) Projektion auf die x-Achse



(b) Projektion auf die y-Achse

Abbildung 19: Beispiele für die herausgeschnittenen Scheiben mit 3 ns Breite für die x-Richtung (oben) und die y-Richtung (unten). Die Scheiben wurden bei  $y = 0$  ns für die Projektion auf die x-Achse und bei  $x = 0$  ns für die Projektion auf die y-Achse herausgeschnitten.

Der Abstand der Löcher der Maske von Mitte zu Mitte beträgt 6 mm. Der Abstand der Peaks entspricht aber nicht den 6 mm Entfernung, sondern es muss ein Korrekturfaktor hinzugerechnet werden. Dieser Faktor ist eine geometrische Korrektur, die aus der geringen Entfernung von der Alphaquelle zum Detektor entsteht. In der Abbildung 20 ist eine Veranschaulichung der Korrektur zu finden.

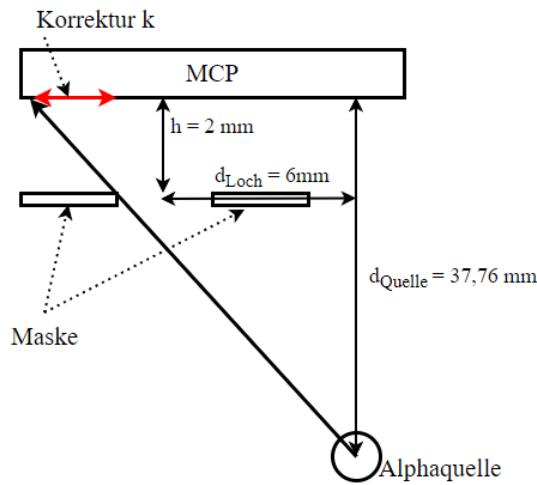


Abbildung 20: Erklärung der Korrektur der Peakposition, die durch die Nähe der Alphaquelle zum Detektor berücksichtigt werden muss.

Die Alphaquelle befindet sich mittig vor dem Detektor und deshalb ist die Korrektur abhängig von der Entfernung des betrachteten Loches in der Maske zur Mitte des Detektors. Die Korrektur wird mit Hilfe des Strahlensatzes berechnet und beträgt

$$k = h \cdot \frac{r}{d_{Quelle} - h} = 2 \text{ mm} \cdot \frac{r}{35,76 \text{ mm}}. \quad (8)$$

Dabei ist  $h$  die Entfernung der Maske zum Detektor,  $r$  die Entfernung vom Mittelpunkt des MCP und  $d_{Quelle}$  Entfernung der Alphaquelle zum Detektor abzüglich der Entfernung der Maske zum Detektor. Ein Plot der Korrektur ist in der Abbildung 21 dargestellt.

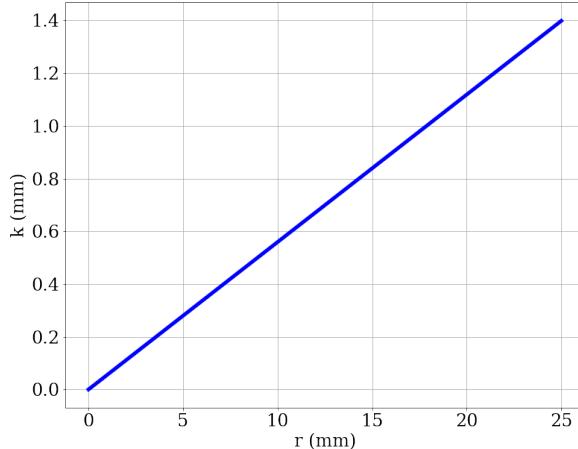


Abbildung 21: Der Plot der Korrektur  $k$  gegen die Entfernung von der Mitte des Detektors  $r$ .

Die Summe der Korrektur mit dem Abstand der Löcher der Maske entspricht der richtigen Peakposition. Dafür muss für die Entfernung von der Mitte des Detektors der Abstand der Löcher der Maske 6 mm eingesetzt werden. Die Korrektur liegt damit bei:

$$k = 2 \text{ mm} \cdot \frac{6 \text{ mm}}{(35,76 \pm 0,5) \text{ mm}} = 0,3356 \pm 0,0047 \text{ mm} \quad (9)$$

Die Unsicherheit der Entfernung der Alphaquelle zum Detektor stammt aus der Dicke der Quelle und ihrer Befestigung an der Blende. Die Werte für den Abstand der Maske vom Detektor und der Abstand der Löcher der Maske voneinander wird als exakt angesehen, da die Unsicherheiten in der Herstellung sehr gering sind und sie damit vernachlässigt werden können. Die richtigen Peakpositionen liegen damit bei  $6 \text{ mm} + 0,3356 \text{ mm}$  für die

Löcher, die direkt neben dem Loch in der Mitte der Maske liegen, und bei dem doppelten oder dreifachen für die Löcher, die eine oder zwei Reihen weiter von der Mitte entfernt liegen. Da für die Kalibration nur der Abstand der Löcher zu ihren nächsten Nachbarn von Bedeutung ist und dieser stets bei  $6 \text{ mm} + 0,3356 \text{ mm}$  liegt, sind diese weiteren Faktoren zunächst irrelevant. Die Kalibrationsfaktoren ergeben sich für die beiden Richtungen zu:

$$f_x = \frac{r + k}{d_x} = \frac{6 \text{ mm} + 0,3356 \text{ mm}}{8,363 \text{ ns}} = 0,7576 \pm 0,0011 \frac{\text{mm}}{\text{ns}} \quad (10)$$

$$f_y = \frac{r + k}{d_y} = \frac{6 \text{ mm} + 0,3356 \text{ mm}}{8,550 \text{ ns}} = 0,7410 \pm 0,0021 \frac{\text{mm}}{\text{ns}} \quad (11)$$

Die Unsicherheiten der Kalibrierungsfaktoren stammt aus der Fehlerfortpflanzung. Die Kalibrationen werden damit folgendermaßen durchgeführt:

$$X = f_x \cdot \Delta t_x = 0,7576 \frac{\text{mm}}{\text{ns}} \cdot \Delta t_x \quad (12)$$

$$Y = f_y \cdot \Delta t_y = 0,7410 \frac{\text{mm}}{\text{ns}} \cdot \Delta t_y \quad (13)$$

Die unterschiedlichen Kalibrierungsfaktoren der beiden Richtungen stammt von der unterschiedlichen Länge der Delay Lines. Die Delay Line in x-Richtung ist ein wenig kürzer und besitzt damit einen leicht größeren Kalibrierungsfaktor. Das Ergebnis der Kalibration ist in der Abbildung 22 zu sehen.

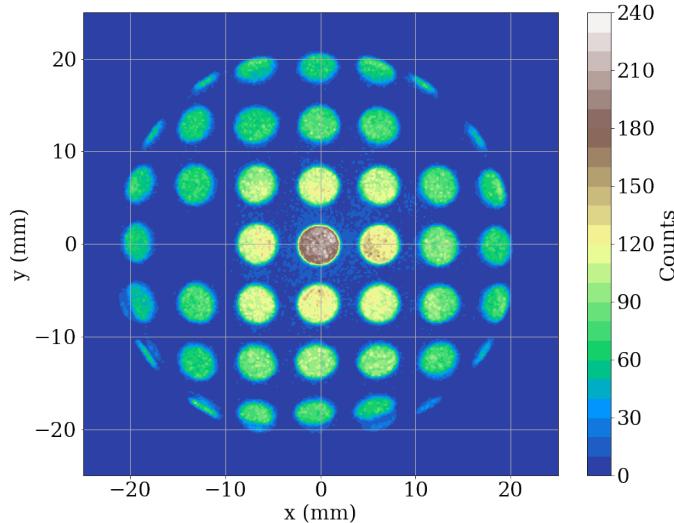


Abbildung 22: Zweidimensionales Darstellung der Messung mit Maske. Durch die Kalibration sind die Positionen nun in Millimetern angegeben.

## 4.2 Positionsauflösung

Die Bestimmung der Positionsauflösung wurde mit der selben Methode durchgeführt, die Peter Friedag in seiner Doktorarbeit verwendet hat [21]. Dafür wurden erneut aus dem zweidimensionalen Histogramm 7 Scheiben mit 3 mm Breite für die x- und die y-Richtungen herausgeschnitten, die jeweils eine Reihe an Löchern beinhalten. Diese Scheiben wurden wieder auf eine Dimension projiziert. Ein Beispiel für beide Richtungen ist in der Abbildung 23 dargestellt und die restlichen Projektionen sind im Anhang zu finden (Abb. 44 & 45). Die Projektionen wurden verwendet, um die Position der Peaks, die den Löchern der Maske entsprechen, zu bestimmen.

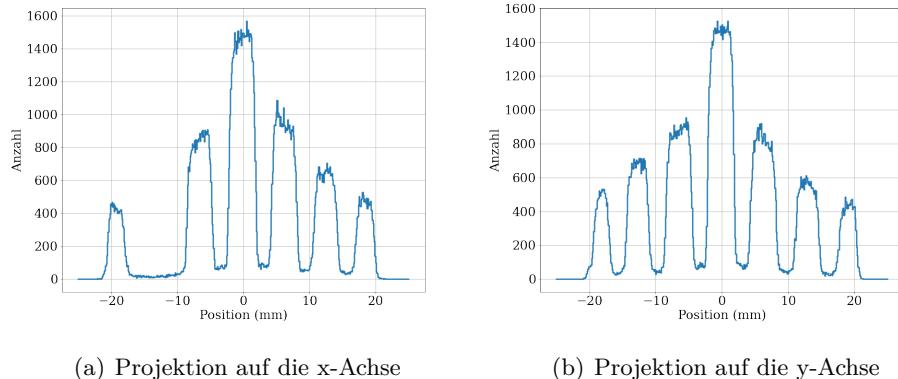
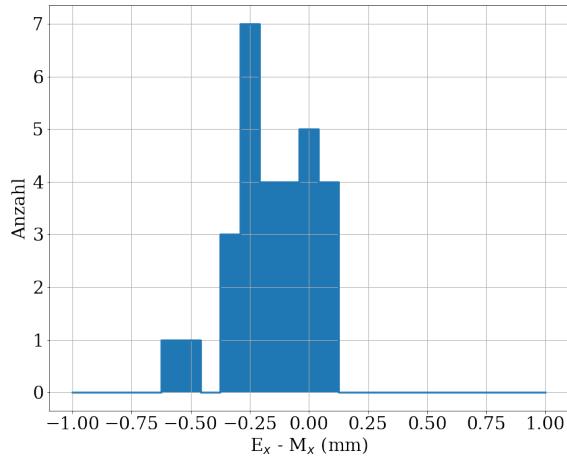
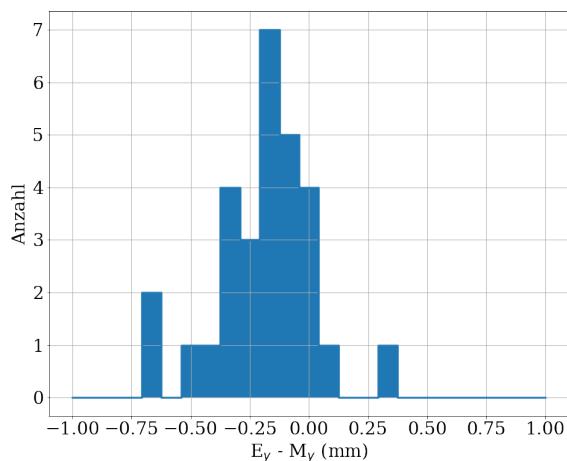


Abbildung 23: Beispiele für die herausgeschnittenen Scheiben mit 3 mm Breite für die x-Richtung (oben) und die y-Richtung (unten). Die Scheiben wurden bei  $y = 0$  mm für die Projektion auf die x-Achse und bei  $x = 0$  mm für die Projektion auf die y-Achse herausgeschnitten.

Die erwartete Position der Peaks ist bekannt. Sie werden aus der Summe der Entfernung der Löcher in der Maske und dem Korrekturfaktor aus Gleichung 8 bestimmt. Für die Löcher, die weiter von der Mitte der Maske entfernt sind, kommt ein weiterer Faktor hinzu. So entspricht die erwartete Position der Peaks für die Löcher, die zwei Spalten von der Mitte entfernt sind, der Doppelten von denen, die nur eine Spalte von der Mitte entfernt sind. Für die dritte Spalte ist es das Dreifache. Dies lässt sich auch in der Abbildung 21 erkennen. So kann die erwartete Position von jedem Peak bestimmt werden. Um die Positionsauflösung zu erhalten, wurde die gemessene Position der Peaks von den erwarteten Positionen abgezogen. Das Ergebnis ist in der Abbildung 24 zu sehen. Es fällt auf, dass die Differenzen zum Großteil negativ sind. Die Positionen der meisten Peaks sind also in den negativen Bereich der Positionsskalen verschoben. Dies lässt auf eine ungenaue Positionskalibrierung schließen.



(a) x-Richtung



(b) y-Richtung

Abbildung 24: Die Differenz der erwarteten Peakpositionen zu den gemessenen Positionen aufgetragen als Histogramm. Es ist eine Verschiebung zu negativen Werten zu erkennen.

Für die verbesserte Kalibrierung, wurde jedem Peak ein Index n von 1 bis 36 zugewiesen. Dafür wurde dem Peak, der in der Spalte links außen im Bild 22 ganz unten zu finden ist, die Index 1 zugeteilt, dann wurde der Spalte nach oben gefolgt und danach die nächsten Spalten auf dieselbe Weise durchnummieriert. Peaks, die über den Rand des Detektors hinausgehen und damit abgeschnitten sind, wurden nicht berücksichtigt, da ihre Position durch

das Abschneiden verschoben wurde. Als nächstes wurden zwei Funktionen definiert.

$$g_x(n) = a_x \cdot E_x(n) + b_x \quad (14)$$

$$g_y(n) = a_y \cdot E_y(n) + b_y \quad (15)$$

Dabei sind  $E_x(n)$  und  $E_y(n)$  die erwarteten Positionen des Peaks mit dem Index n. Diese Funktionen wurden an die gemessenen Peakpositionen gefittet und das Ergebnis der Fits in der Abbildung 25 dargestellt. Die Fitparameter sind in der Tabelle 2 zu finden.

Tabelle 2: Die Fitparameter von dem Fit der erwarteten Positionen  $E_x(n)$  und  $E_y(n)$  an die gemessenen Positionen  $M_x(n)$  und  $M_y(n)$ .

$a_x$	$b_x$ (mm)	$a_y$	$b_y$ (mm)
$1,0089 \pm 0,0001$	$0,1519 \pm 0,0008$	$1,0233 \pm 0,0002$	$0,0785 \pm 0,0011$

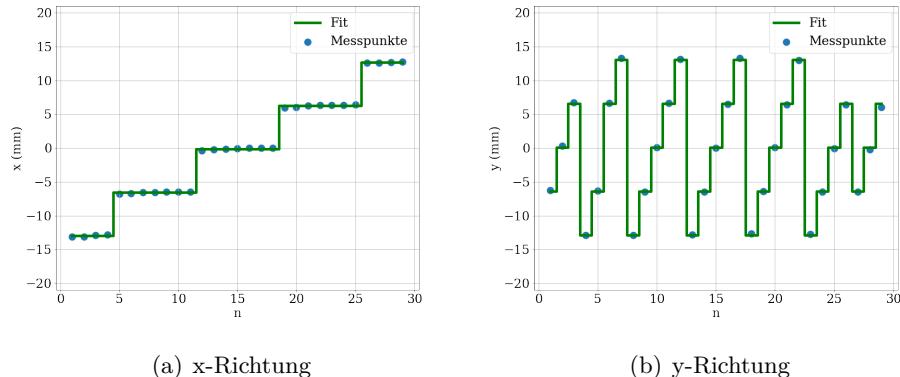


Abbildung 25: Der Fit der Erwartungswerte an die tatsächlichen Positionen. Die Fitparameter zur Skalierung und Verschiebung korrigieren die Kalibration.

Mit den Fitparametern aus der Tabelle 2 lassen sich die endgültigen Kalibrationen der beiden Richtungen schreiben als:

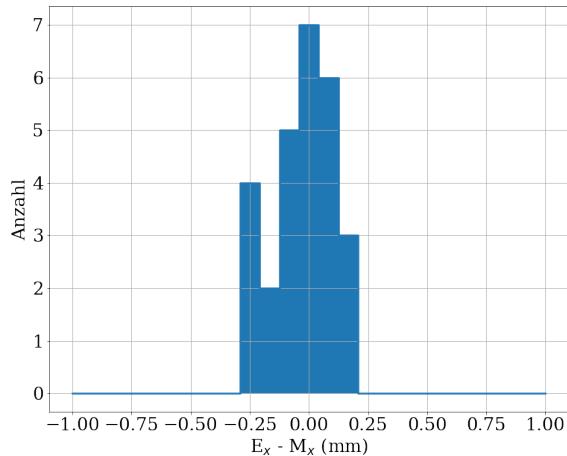
$$X = \frac{f_x \cdot \Delta t_x - b_x}{a_x} = \left( \Delta t_x \cdot (0,7509 \pm 0,0011) \frac{\text{mm}}{\text{ns}} \right) - (0,1506 \pm 0,0008) \text{ mm} \quad (16)$$

$$Y = \frac{f_y \cdot \Delta t_y - b_y}{a_y} = \left( \Delta t_y \cdot (0,7229 \pm 0,0021) \frac{\text{mm}}{\text{ns}} \right) - (0,0767 \pm 0,0011) \text{ mm} \quad (17)$$

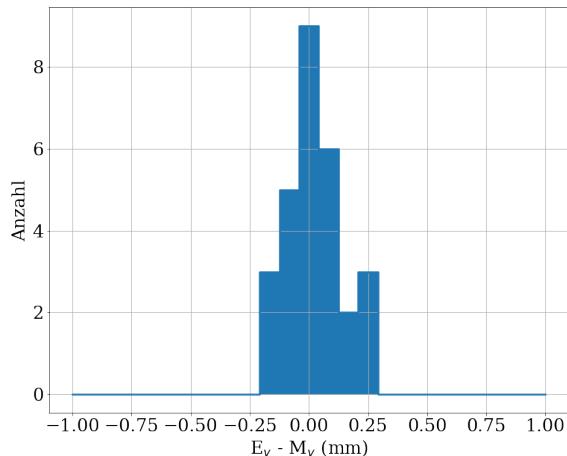
Die Unsicherheiten wurden mit der Fehlerfortpflanzung bestimmt.

Nun lässt sich die Bestimmung der Positionsauflösung mit der neuen Kalibrierung wiederholen. Die gemessenen Peakpositionen werden erneut von den

erwarteten Positionen abgezogen und das Ergebnis in einem Histogramm geplottet. Die Plots für die beiden Richtungen sind in der Abbildung 26 zu finden.



(a) x-Richtung



(b) y-Richtung

Abbildung 26: Die Differenz der erwarteten Peakpositionen zu den gemessenen Positionen bei neuer Kalibration aufgetragen als Histogramm. Die Werte sind gleichmäßig um den Nullpunkt verteilt.

Die Positionsauflösung ergibt sich aus dem quadratischen Mittel der Differenz der erwarteten Peakpositionen zu den gemessenen Positionen. Damit ergibt

sich für die Positionsauflösung in den beiden Richtungen:

$$\Delta X = 0,110 \text{ mm} \quad (18)$$

$$\Delta Y = 0,110 \text{ mm} \quad (19)$$

Für die radiale Positionsauflösung ergibt sich damit:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta X)^2 + (\Delta Y)^2} = 0,156 \text{ mm} \quad (20)$$

Peter Friedag verwendete in seiner Doktorarbeit dieselbe Methode, um die Positionsauflösung eines MCP-Detektors für das WITCH Experiment zu bestimmen. Die von ihm bestimmten Auflösungen lagen bei  $\Delta X = 0,12 \text{ mm}$ ,  $\Delta Y = 0,12 \text{ mm}$  und  $\Delta R = 0,17 \text{ mm}$ . Die Positionsauflösung des in dieser Arbeit verwendeten Detektors ist somit vergleichbar.

Der Detektor soll in seiner späteren Anwendung auch im Bereich der extremen UV-Strahlung sensitiv sein. In der Abbildung 27 ist die Messung mit der UV-Quelle und der Maske zweidimensional dargestellt. Da die UV-Quelle im Vergleich zur Alphaquelle in großer Entfernung zum Detektor angebracht wurde, wird die Korrektur so klein, dass sie vernachlässigt werden kann.

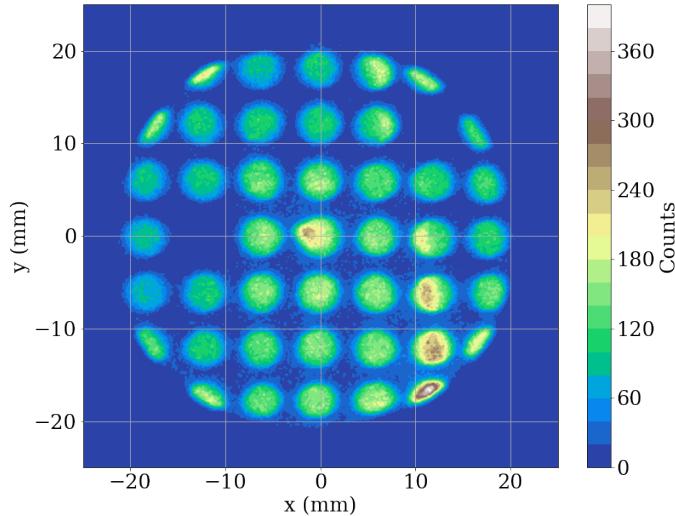


Abbildung 27: Zweidimensionales Darstellung der Messung mit UV-Quelle und mit Maske.

Bei der Wiederholung der Bestimmung der Positionsauflösung müssen erneut Scheiben aus der zweidimensionalen Darstellung in beiden Richtungen herausgeschnitten werden. Ein Beispiel für beide Richtungen ist in der Abbildung

28 zu sehen und die restlichen Scheiben sind im Anhang (Abb. 46 & 47) zu finden.

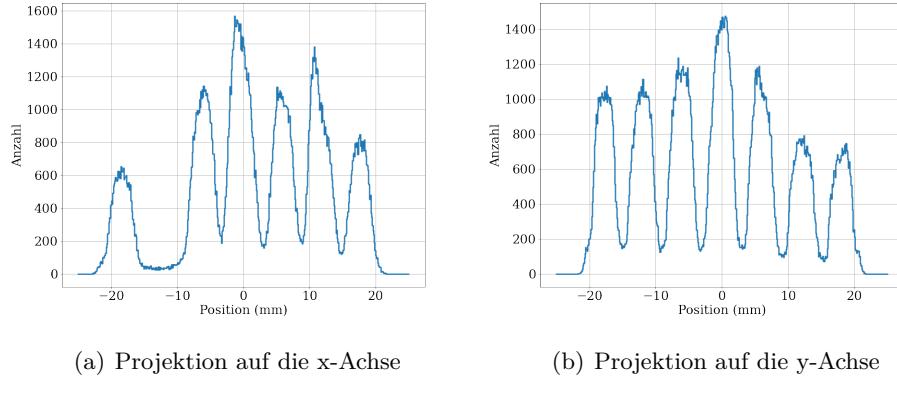


Abbildung 28: Beispiele für die herausgeschnittenen Scheiben mit 2 mm Breite für die x-Richtung (oben) und die y-Richtung (unten). Die Scheiben wurden bei  $y = 0$  mm für die Projektion auf die x-Achse und bei  $x = 0$  mm für die Projektion auf die y-Achse herausgeschnitten. Bei der Messung wurde die UV-Quelle verwendet.

Die Bestimmung der Positionsauflösung erfolgt erneut durch die Differenzen der erwarteten Peakpositionen zu den gemessenen Positionen und dessen quadratischen Mittel um den Nullpunkt. In der Abbildung 29 sind die Differenzen als Histogramm dargestellt. Sie sind gleichmäßig um den Ursprung verteilt und zeigen damit, dass die vollständige Kalibration aus der Bestimmung der Positionsauflösung mit der Alphaquelle auch für die UV-Quelle korrekt ist. Die quadratischen Mittel und damit die Positionsauflösungen für die beiden Richtungen liegen bei:

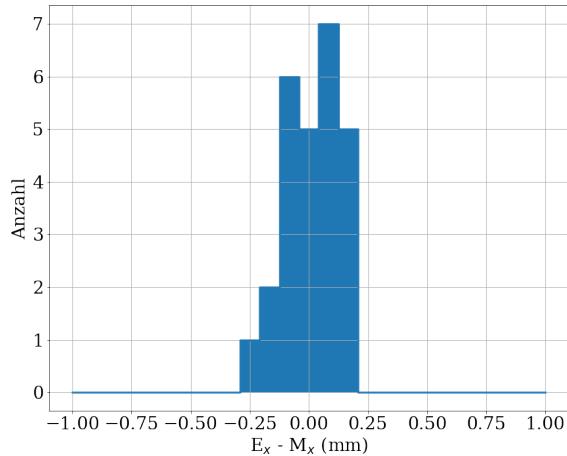
$$\Delta X = 0,110 \text{ mm} \quad (21)$$

$$\Delta Y = 0,110 \text{ mm} \quad (22)$$

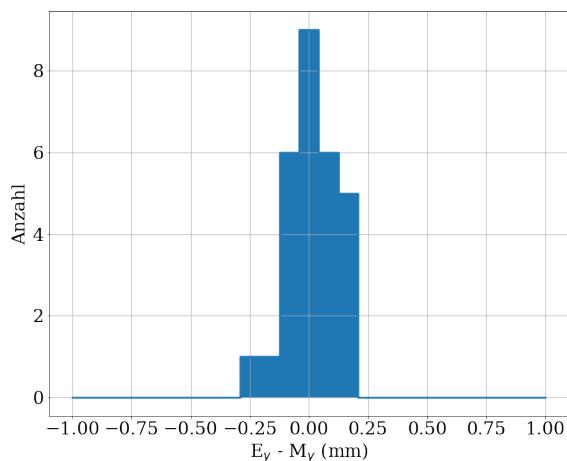
Damit ergibt sich die radiale Positionsauflösung zu.

$$\Delta R = 0,156 \text{ mm} \quad (23)$$

Die Positionsauflösungen aus der Alphaquelle und der UV-Quelle stimmen damit überein.



(a) x-Richtung



(b) y-Richtung

Abbildung 29: Die Differenz der erwarteten Peakpositionen zu den gemessenen Positionen bei Messung mit UV-Quelle aufgetragen als Histogramm. Die Werte sind gleichmäßig um den Nullpunkt verteilt.

### 4.3 Optimierung der Gitter und Schlitzposition

Die Optimierung der Gitter- und Schlitzposition wurde mit dem Aufbau durchgeführt, wie er in Abbildung 8 zu sehen ist. Der Schlitz wurde auf 0,3 mm geöffnet und die Blende so weit in den Strahl hineingeführt, dass die nullte Beugungsordnung verschwand. Durch das Ausblenden der nullten Beu-

gungsordnung werden die Linien der höheren Beugungsordnungen erkennbar. In der Abbildung 30 sind diese zu sehen.

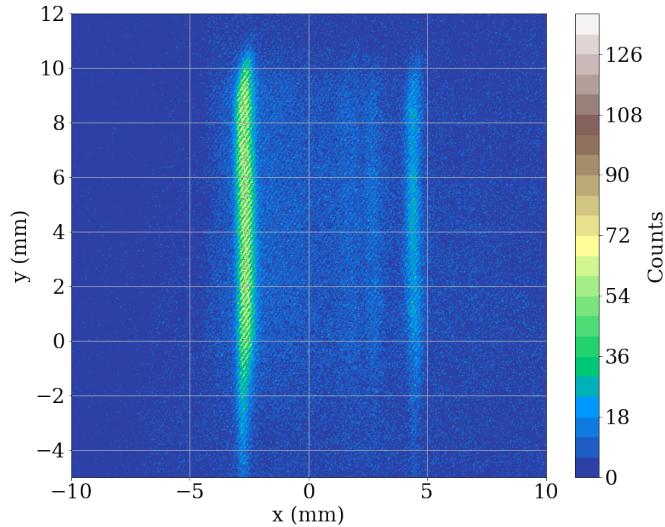


Abbildung 30: Zweidimensionale Darstellung des Spektrums. Die nullte Beugungsordnung wurde abgeschirmt, damit die höheren Ordnung sichtbar werden

Damit der Detektor die bestmögliche Auflösung erreicht, ist es notwendig die optimalen Einstellungen der Bauteile zu ermitteln. Als die optimalen Positionen des Gitters und des Schlitzes sind die Positionen anzusehen, bei denen die Intensität der Linien im Vergleich zur Intensität des Hintergrunds möglichst hoch und die Breite der Linien möglichst klein ist. Um diese Werte aus den Daten zu ermitteln, wird eine eindimensionale Projektion entlang der x-Achse erstellt. Projiziert wird dabei ein Ausschnitt von  $y = 0 \text{ mm}$  bis  $y = 10 \text{ mm}$  der Darstellung in Abbildung 30. Die Linien sind dadurch als Peaks zu erkennen, wobei die Intensität der Fläche des Peaks entspricht. An den höchsten Peak wird eine Summe aus zwei Gaussfunktionen gefitett. Dabei wird der eine Gauss an den Hintergrund und der zweite Gauss an den Peak gefitett. Aus den Fitparametern lässt sich die Amplitude von Peak und Hintergrund und die Halbwertsbreite des Peaks entnehmen. Da die Fläche der genormte Form der Gausskurve der Amplitude entspricht, wird diese verwendet, um die Intensität der Linien zu bestimmen. Ein Beispiel für den Fit ist in der Abbildung 31 zu sehen.

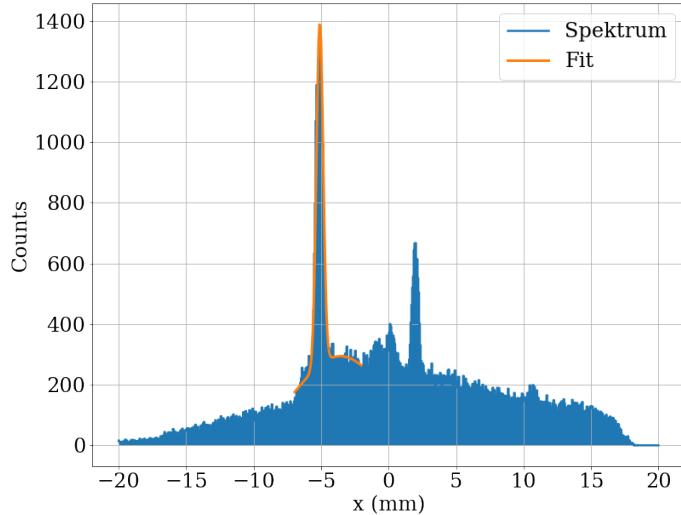
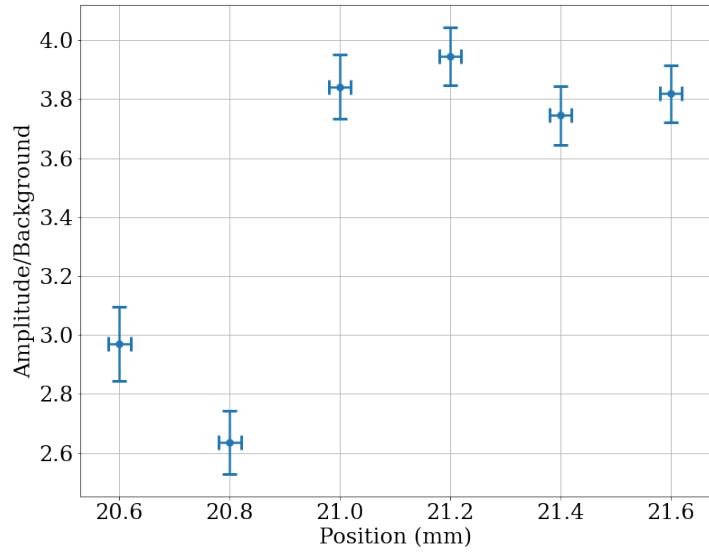


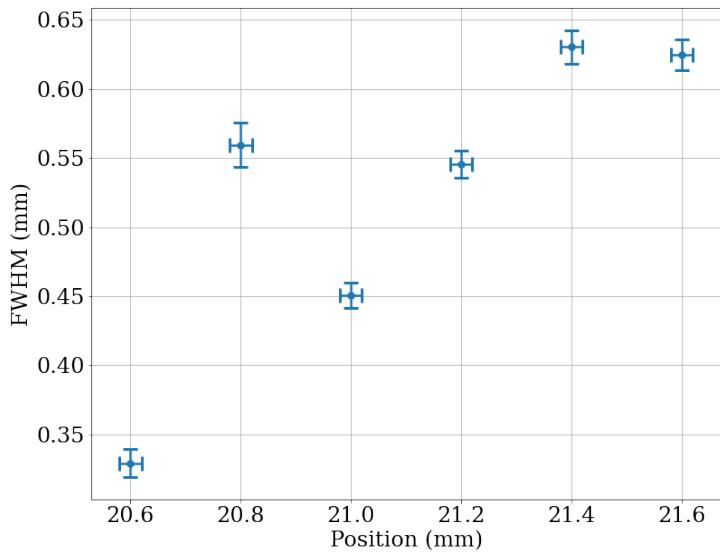
Abbildung 31: Ein Beispiel des Fits der Summe der zwei Gaussfunktionen an den höchsten Peak des Spektrums.

In der Masterarbeit von Lucas Garrido [20] hat dieser mit denselben Durchführungen für Gitter und Schlitz an einem ähnlichen Aufbau gearbeitet. Um einen guten Startpunkt für die Einstellungen zu haben, wurden die von ihm gefundenen optimalen Parameter eingestellt. Es wurde herausgefunden, dass die optimale Schlitzposition und die optimale Position des Gitters in einer Richtung für unseren Aufbau von den Werten aus der Arbeit Garridos abweicht. Für die restlichen Parameter war dies nicht der Fall, weshalb die optimalen Positionen übernommen werden können.

Die  $z$ -Richtung wird entlang der Vakuumkammer definiert, also auf den Detektor zu beziehungsweise vom Detektor weg. Die  $x$ -Richtung entspricht der Bewegung orthogonal dazu weiter in die Kammer hinein oder aus der Kammer hinaus. Die Bewegung in der Kammer hoch und runter wird als  $y$ -Richtung bezeichnet. Im folgenden Teil wird das Gitter nur in der  $z$ -Richtung bewegt, da die optimalen Positionen in den anderen Richtungen mit denen aus der Arbeit von Lucas Garrido übereinstimmen. Der Schlitz kann ausschließlich in der  $x$ -Richtung bewegt werden. Es wurde vermutet, dass die optimale Schlitzposition von der Gitterposition abhängig ist und deshalb wurde für jede Gitterposition eine Messung bei mehreren Schlitzpositionen aufgenommen. Da für alle Gitterpositionen die optimale Schlitzposition übereinstimmt, scheinen die Parameter unabhängig zu sein. Die Dauer der Messungen wurde auf 30 min gewählt, um eine angemessene Statistik zu gewährleisten. Die Messergebnisse sind in den Abbildungen 32 und 33 zu finden.

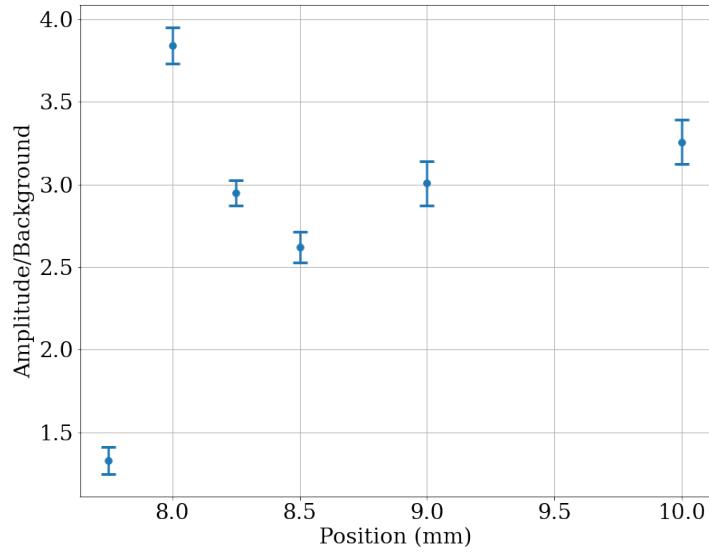


(a) Die Amplitude des höchsten Peaks geteilt durch die Höhe des Hintergrundes.

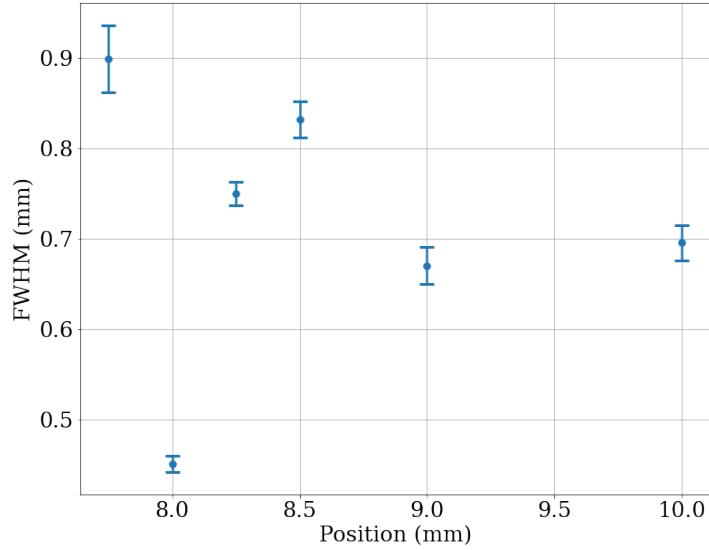


(b) Die Halbwertsbreite (FWHM) des höchsten Peaks

Abbildung 32: Ergebnis der Variation der Schlitzposition. Die optimale Position ist 21 mm.



(a) Die Amplitude des höchsten Peaks geteilt durch die Höhe des Hintergrundes.



(b) Die Halbwertsbreite (FWHM) des höchsten Peaks

Abbildung 33: Ergebnis der Variation der Gitterposition. Die optimale Position ist 8 mm.

Die Unsicherheiten der y-Achsen stammen aus den Unsicherheiten der Fitparameter und die Unsicherheiten der x-Achsen stammen von den Skalen der Durchführungen. Für die Abbildung 33 sind letztere innerhalb der Symbole enthalten. Die optimale Gitterposition in z-Richtung liegt damit bei 8 mm. Es fällt auf, dass bei den Messungen zur Schlitzposition die kleinste Halbwertsbreite und das beste Signal-Rausch-Verhältnis (SRV) nicht bei derselben Position zu finden sind. Die Position mit der kleinsten Halbwertsbreite hat im Vergleich zum Hintergrund eine sehr schlechte SRV und die Position mit dem besten SRV hat eine große Halbwertsbreite. Jedoch sind die zweit kleinste Halbwertsbreite und die zweitbeste SRV auf einer Position vereint, die deshalb die gesuchte optimale Position ist. Als objektiven Wert  $W$  für die beste Position kann das Produkt aus dem SRV und dem Kehrwert der Halbwertsbreite dienen. Bei der Position, bei der dieser Wert am höchsten ist, liegt die optimale Position. Dafür wurden zunächst das SRV und die FWHM normiert, indem durch den höchsten Wert geteilt wurde. Die Werte für die Schlitzpositionen sind in der Tabelle 3 zu finden. Die optimale Schlitzposition liegt damit bei 21 mm. Die anderen optimalen Parameter für die Gitterposition sind 17,75 mm für die x-Richtung und 13,15 mm für die y-Richtung.

Tabelle 3: Die Schlitzpositionen und der objektive Wert  $W$  zur Bestimmung der optimalen Schlitzposition.

Schlitzposition	$W$
20,6 mm	1,18
20,8 mm	0,65
21 mm	1,30
21,2 mm	1,14
21,4 mm	0,97
21,6 mm	0,99

#### 4.4 Spektrum

Nach der Positionskalibrierung und der optimalen Einstellung der Komponenten kann nun eine Aufnahme eines Spektrums und eine Kalibration nach der Wellenlänge vorgenommen werden. Dafür wurde der Aufbau in die optimale Einstellung versetzt und eine Messung mit einer Messzeit von 20 Stunden aufgenommen. Das Ergebnis der Messung ist in der Abbildung 34 zu sehen. Neben den Linien des Spektrums sind in der unteren, rechten Ecke des Bildes drei Hotspots zu erkennen. Bei dem Wiederholen der Messung mit ausgeschalteter Röntgenquelle verschwinden die Hotspots. Für eine Hintergrundmessung wurde der Schlitz geschlossen und mit eingeschalteter Röntgenquelle gemessen (Abb. 35). Durch den geschlossenen Schlitz kann die Strahlung nicht mehr auf das Gitter fallen, weshalb kein Spektrum auf

dem Detektor erscheint. Die Hotspots sind jedoch immer noch zu sehen, weshalb diese wahrscheinlich von der Reflexion der Strahlung innerhalb der Vakuumkammer herrühren.

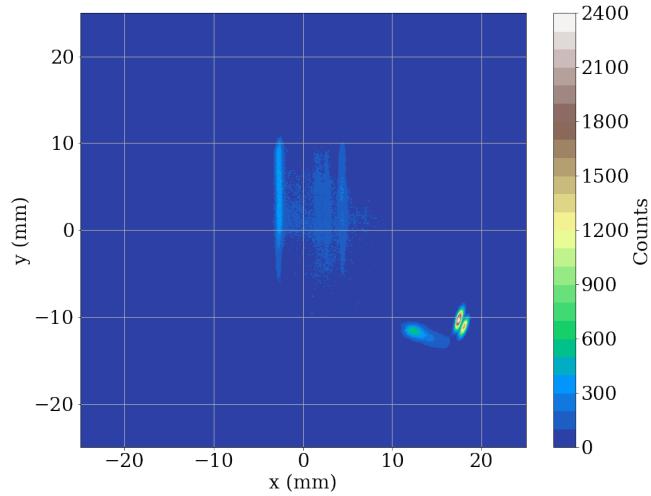


Abbildung 34: Zweidimensionales Darstellung des Spektrums der Langzeitmessung mit Hintergrund.

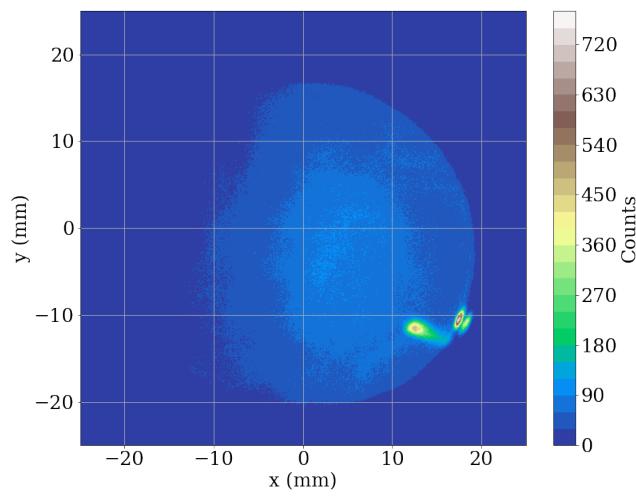


Abbildung 35: Zweidimensionale Darstellung der Hintergrundmessung mit geschlossenem Schlitz.

Durch das Abziehen des Hintergrunds von der Spektrumsmessung verschwinden die Hotspots und das Spektrum wird deutlicher erkennbar. In der Abbildung 36 ist das Spektrum ohne den Hintergrund zu sehen. Eine eindimensionale Projektion des gesamten in Abbildung 36 dargestellten Bereiches auf die x-Achse ist in Abbildung 37 dargestellt. Bei der Projektion sind die Linien der charakteristischen Röntgenstrahlung der Magnesiumanode und von Sauerstoff deutlich zu erkennen. Die Anode wurde lange bei atmosphärischem Druck an der Luft gelagert, wo sie oxidiert ist. Deshalb ist Sauerstoff in der Anode enthalten und im Spektrum zu sehen. Die Wellenlängen der charakteristischen Röntgenstrahlung wurde aus [22] genommen.

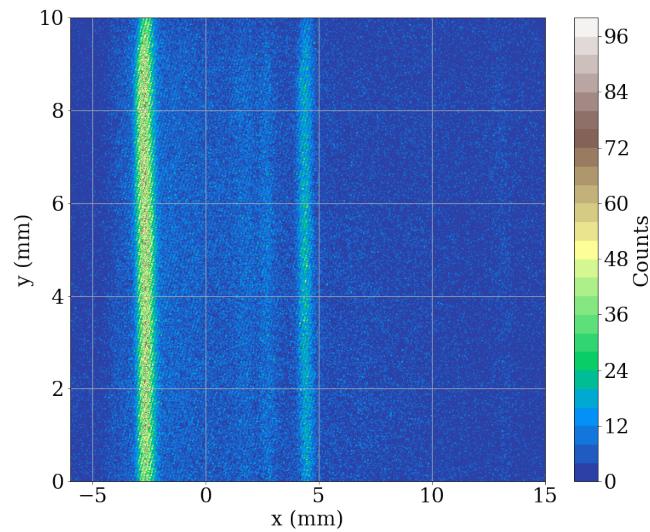


Abbildung 36: Zweidimensionale Darstellung des Linienspektrums. Der Hintergrund wurde abgezogen.

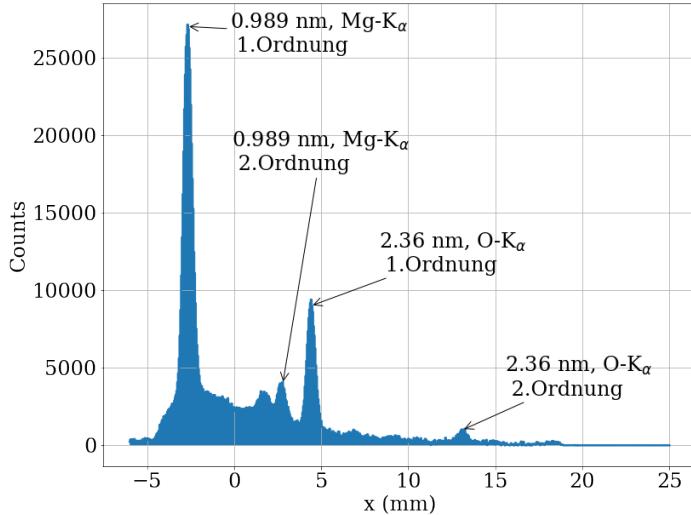


Abbildung 37: Projektion des Spektrums auf eine Dimension. Der Hintergrund wurde abgezogen und die identifizierten Peaks gekennzeichnet.

Für die Kalibration nach Wellenlänge muss die Gittergleichung 7 betrachtet werden. Der Faktor für die Beugungsordnung wurde auf 1 gewählt, da die zweiten Ordnungen als 1. Ordnung mit doppelter Wellenlänge betrachtet werden. Damit ergibt sie sich zu:

$$\lambda = d \cdot (\sin(\alpha) + \sin(\beta)) \quad (24)$$

Aus der Abbildung 11 ist zu erkennen, dass der Winkel  $\beta$  und die Position  $x$  auf dem Detektor folgendermaßen zusammenhängen:

$$\beta = \arctan\left(\frac{x}{r_i}\right) - 90^\circ \quad (25)$$

Die Werte für  $\alpha$ ,  $d$  und  $r_i$  sind vom Hersteller des Gitters gegeben und in der Tabelle 1 zu finden. Als Fitparameter wurde ein Offset  $O$  und ein Skalierungsfaktor  $S$  gewählt. Die Fitfunktion, die die Wellenlänge der Strahlung mit der Position auf dem Detektor verbindet, ergibt sich damit zu:

$$\lambda = \frac{\sin(88,6) + \sin\left(\arctan\left(\frac{(x+O) \cdot S}{235}\right) - 90^\circ\right)}{0,0024} \quad (26)$$

Die Funktion wurde an die 4 Datenpunkte aus den 4 identifizierten Spektrallinien gefittet und das Ergebnis in der Abbildung 38 dargestellt. Die Fitparameter ergeben sich zu  $O = (17,023 \pm 0,012)$  mm und  $S = 1,199 \pm 0,002$ .

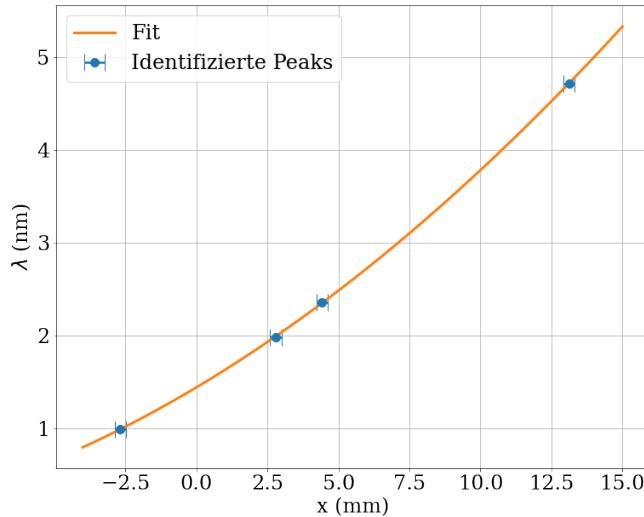


Abbildung 38: Der Fit, der die Wellenlängen  $\lambda$  mit den Positionen  $x$  verknüpft.

Mit dieser Kalibration lässt sich das Spektrum nun energieaufgelöst darstellen. In der Abbildung 39 ist die zweidimensionale Darstellung des Spektrums um eine Achse, die die Wellenlänge anzeigt, erweitert. Bei der Projektion der Daten auf eine Dimension ist neben der charakteristischen Röntgenstrahlung auch die Bremsstrahlung als kontinuierlicher Teil des Spektrums zu sehen. Mit dem Gesetz von Kramer (2) und der Berücksichtigung der Transmission durch die Filterfolie in Abhängigkeit von der Wellenlänge wurde die Beitrag der Bremsstrahlung bis zur 3. Beugungsordnung berechnet und in der Abbildung 40 eingezeichnet. Die Form der Bremsstrahlung passt zu dem kontinuierlichen Teil des aufgenommenen Spektrums. Jedoch steht ein Teil der Bremstrahlung im niedrigen Wellenlängenbereich über das Spektrum hinaus. Der Grund dafür ist, dass die kleineren Wellenlängen von der Blende abgeschirmt werden.

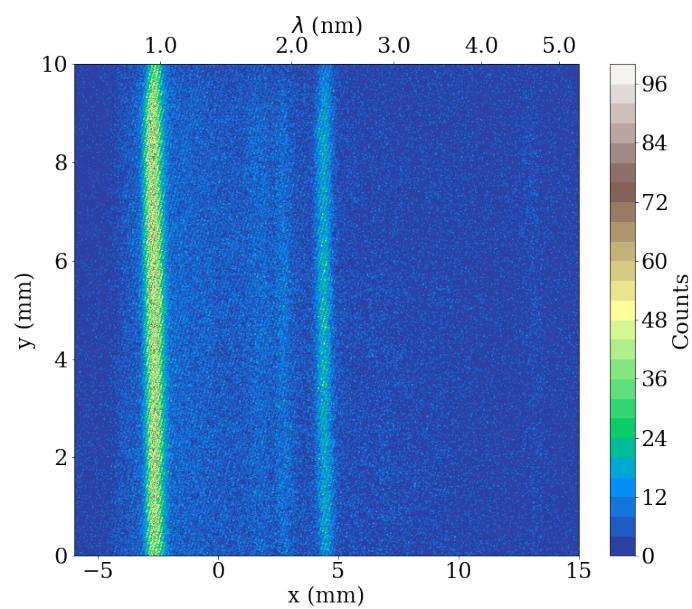


Abbildung 39: Zweidimensionale Darstellung des Spektrums mit Kalibrierung nach Position und Wellenlänge.

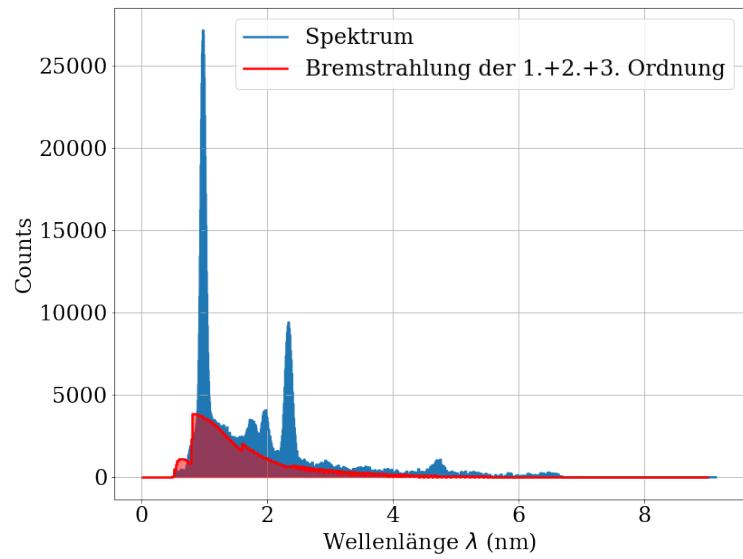


Abbildung 40: Projektion des Spektrums auf eine Dimension nach der Wellenlänge kalibriert. In Rot ist die Bremsstrahlung eingezeichnet.

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein MCP-Detektor charakterisiert, der in Verbindung mit einer Delay Line Anode die Position der einfallenden Strahlung detektieren kann. Eine energieaufgelöste Detektion wurde durch ein Beugungsgitter umgesetzt, welches die Strahlung nach ihrer Wellenlänge aufspaltet und damit eine Kalibration der Position zur Wellenlänge ermöglicht. Nachdem eine theoretische Einführung über die Komponenten des Detektor- systems und der geplanten Verwendung gegeben wurde, wurde der verwendete Aufbau von der Strahlungserzeugung bis zur Detektion und der elektronischen Verarbeitung der Signale dargelegt. Der erste Schritt, um die Positionsauflösung des Detektors zu erreichen, ist die Kalibration. Die Zeitinformationen aus den Delay Line Signalen wurden mit einem Skalierungsfaktor in Positionsinformationen umgewandelt. Dafür wurde der bekannte Abstand von Löchern in einer angebrachten Maske mit dem Abstand der Löcher auf dem detektierten Bild verglichen. Um den Abstand der Löcher auf dem Bild zu erhalten, wurde die Position von allen Löchern in zwei Dimensionen bestimmt und über deren Abstand gemittelt. Durch die daraus folgende Kalibration ist es möglich, den Auftreffpunkt von jedem detektierten Teilchen auf dem Detektor zu bestimmen.

Nach der Kalibration wurde die Positionsauflösung untersucht. Dafür wurde erneut die Position von allen Löchern auf dem vom Detektor aufgenommenen Bild ermittelt. Die Differenz dieser von den erwarteten Positionen wurde in einem Histogramm aufgetragen und aus dem quadratischen Mittel um den Nullpunkt die Positionsauflösung gewonnen. Dabei fiel auf, dass die Kalibration der Positionen ungenau war. Indem die erwarteten Positionen der Löcher mit einer linearen Funktion an die gemessenen Positionen gefit- tet wurden, wurde die Kalibration verbessert. Für die Ortsauflösung in X- und Y-Richtung ergab sich jeweils ein Wert von 0,11 mm, was eine leichte Verbesserung zu der Auflösung von 0,12 mm darstellt, die von Peter Friedag in seiner Doktorarbeit mit einem Detektor gleicher Bauart erreicht wurde [21]. Die vom Hersteller angegebene Positionsauflösung von  $\leq 0,1$  mm wurde knapp verfehlt [12]. Ein möglicher Grund sind die mit 40 cm relativ langen Signalkabel, mit denen die Delay Lines verbunden wurden. Diese Anschluss- kabel sollten laut Hersteller möglichst kurz sein, die genannte Länge wird aber für den finalen Aufbau benötigt.

Neben der Kalibration des Detektor ist es für die energieaufgelöste Aufnahme eines Spektrums wichtig, die optimale Position der beweglichen Bauteile im Strahlengang zu bestimmen. Nachdem diese Parameter ermittelt wurden, wurde das Röntgenspektrum einer Magnesiumanode aufgenommen. Die bekannten Spektrallinien des oxidierten Magnesiums wurden identifiziert und mit ihrer Wellenlänge eine Kalibration vorgenommen. Mit dieser Kalibration lassen sich die Wellenlängen der Spektrallinien von jedem aufgenommenen Spektrum analysieren.

Der Einsatz des in dieser Arbeit behandelten Detektors ist in dem Synchrotron SIS100 am FAIR geplant. Dort soll er als energieauflösender Fluoreszenzdetektor zur Überwachung der Laserkühlung dienen. Da die manuelle Einstellung der Komponenten, wie sie im Rahmen dieser Arbeit stattgefunden hat, während des Betreibens des Beschleunigers nicht möglich sein wird, muss vor dem Einsatz das automatische Einstellen der Komponenten ermöglicht werden. Diese Modifikationen werden in Zukunft in der Doktorarbeit von Ken Ueberholz behandelt.

## Literatur

- [1] GSI Website, <https://www.gsi.de/forschungbeschleuniger/fair>, Zuletzt Besucht: 18.08.2021
- [2] D. Winters et al., „Laser cooling of relativistic highly charged ions at FAIR“, 7th International Particle Accelerator Conference, 2016
- [3] SPARC Website, [https://www.gsi.de/work/forschung/appamml/atomphysik/ap\\_und\\_fair/sparc/einleitung](https://www.gsi.de/work/forschung/appamml/atomphysik/ap_und_fair/sparc/einleitung), Zuletzt Besucht: 18.08.2021
- [4] T.W. Hänsch & A.L. Schawlow, „Cooling of Gases by Laser Radiation“, Optics Communications Vol. 13, 1975
- [5] H. Poth, „Electron cooling: theory, experiment, application“, Physics reports, Vol. 196, 1990
- [6] C. Cohen-Tannoudji et al., „New Mechanisms for Laser Cooling“, Physics Today 43, 1990
- [7] J.S. Hangst et al., „Laser Cooling of a Bunched Beam in a Synchrotron Storage Ring“, Physical Review Letters Vol.74, 1995
- [8] L. Spieß et al., „Moderne Röntgenbeugung“, Springer Spektrum, 2019
- [9] S. Ahmed, „Physics and Engineering of Radiation Detection“, Elsevier, 2007
- [10] Hanno Krieger, „Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes“, Springer Spektrum, 2019
- [11] J. L. Wiza, „Microchannel plate detectors“, Nuclear Instruments and Methods, Volume 162, Issues 1–3, Pages 587-601, 1979
- [12] RoentDek Handels GmbH, „MCP Delay Line Detector Manuel“, 2021
- [13] B. Leskovar, „Microchannel plates“, Physics Today Vol. 30, 1977
- [14] E. Loewen & E. Popov, „Diffraction Gratings and Applications“, Marcel Dekker inc., 1997
- [15] Shimadzu Corporation, „Shimadzu Diffraction Gratings“, 17.08.2021
- [16] Shimadzu Corporation, „Laminar-type Replica Diffraction Gratings for VUV/Soft X-ray Region“, <https://www.shimadzu.com/opt/products/dif/o-k25cur0000006zd0.html>, Zuletzt besucht: 28.09.2021

- [17] McPherson, „Model 642 PDF Data Sheet“, <https://www.mcphersoninc.com/pdf/642-SXR-source.pdf>, Zuletzt besucht: 28.09.2021
- [18] iseg, „NHQ High Voltage Power Supplies“, [https://iseg-hv.com/download/SYSTEMS/NIM/NHQ/iseg\\_datasheet\\_NHQ\\_en.pdf](https://iseg-hv.com/download/SYSTEMS/NIM/NHQ/iseg_datasheet_NHQ_en.pdf), Zuletzt besucht: 28.09.2021
- [19] C. Palmer & E. Loewen, „Diffraction grating handbook“, 6th ed. Newport Corporation, 2005
- [20] L. Garrido, „Test setup for a fluorescence detector to be used in the laser cooling system at the new SIS100 accelerator at GSI“, Masterarbeit, WWU Münster, 2021
- [21] P. Friedag, „Setup and calibration of a position sensitive microchannel plate detector and analysis of a test run optimizing the WITCH experiment“, Doktorarbeit, WWU Münster, 2013
- [22] A. C. Thompson & D. Vaughan, „X-ray data booklet“, 3rd ed. Lawrence Berkeley National Laboratory, 2009
- [23] D. Laguitton & W. Parrish, „Experimental spectral distribution versus kramers' law for quantitative x-ray fluorescence by the fundamental parameters method“, X-Ray Spectrometry, Vol. 6, No. 4, 1977.

## A Anhang

### A.1 Technische Zeichnung

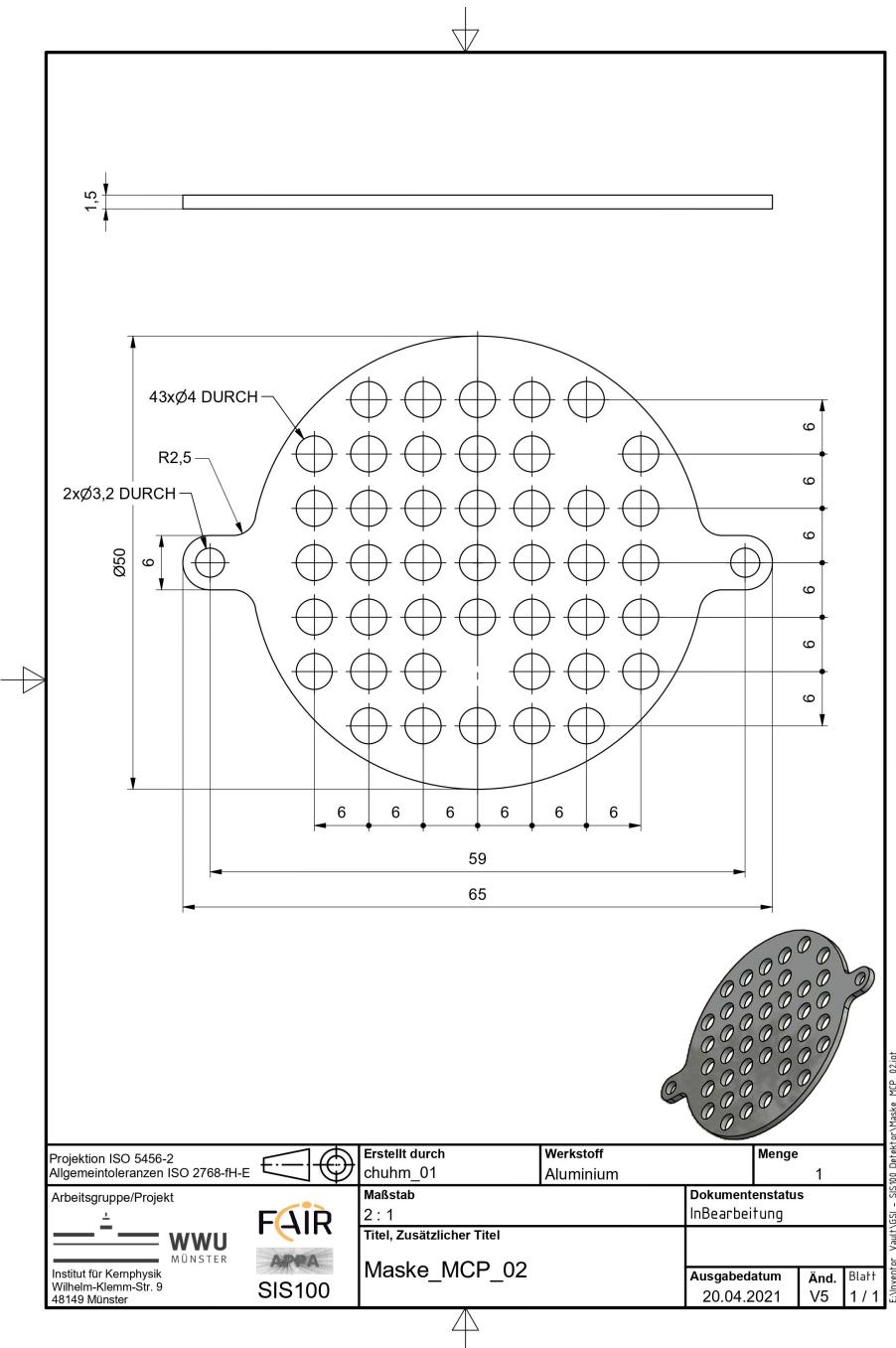


Abbildung 41: Technische Zeichnung der Maske, die zur Positionskalibrierung auf dem Detektor befestigt wurde.

## A.2 Bilder zur Positionskalibration

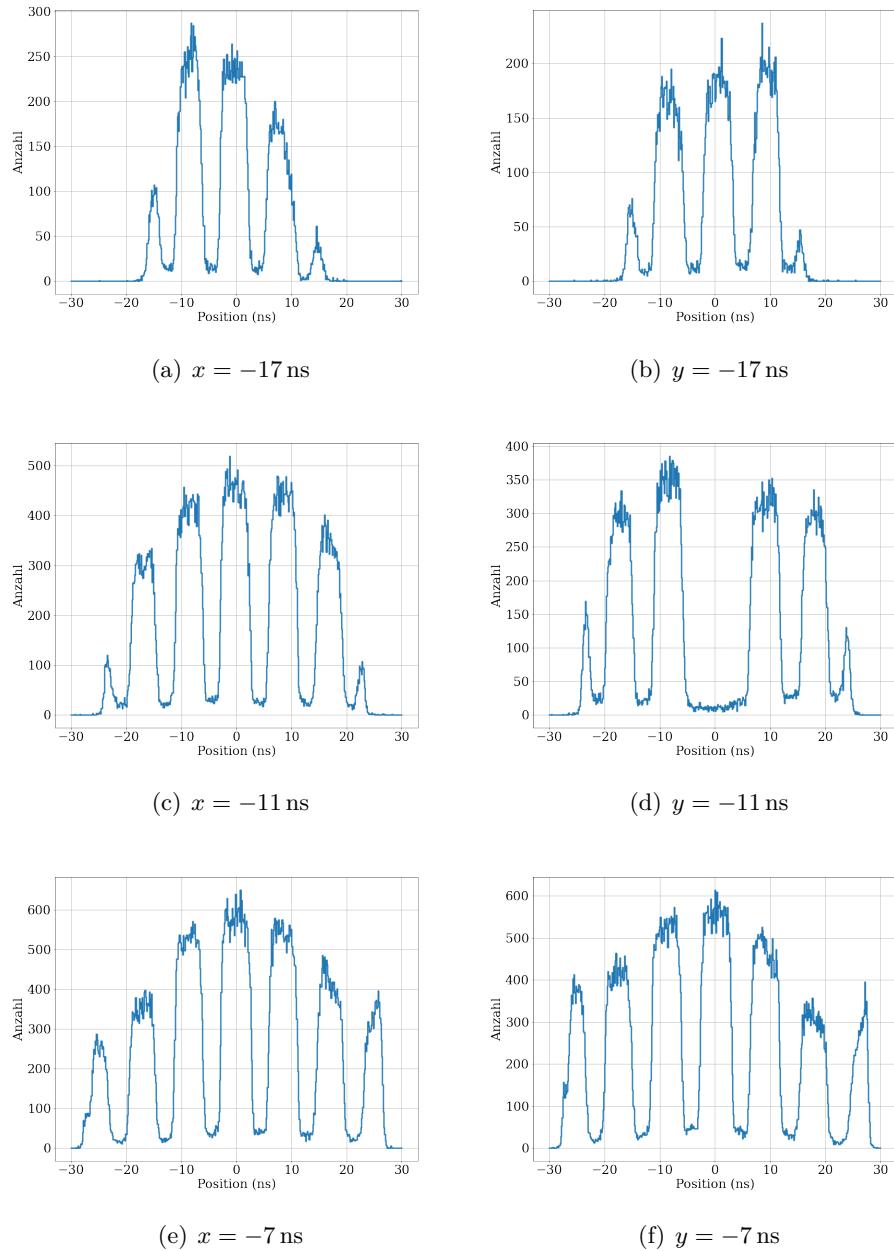


Abbildung 42: Die herausgeschnittenen Scheiben mit 3 ns Breite. Die Positionen bei denen die Scheiben ausgeschnitten wurden, ist unter den Bildern angegeben.

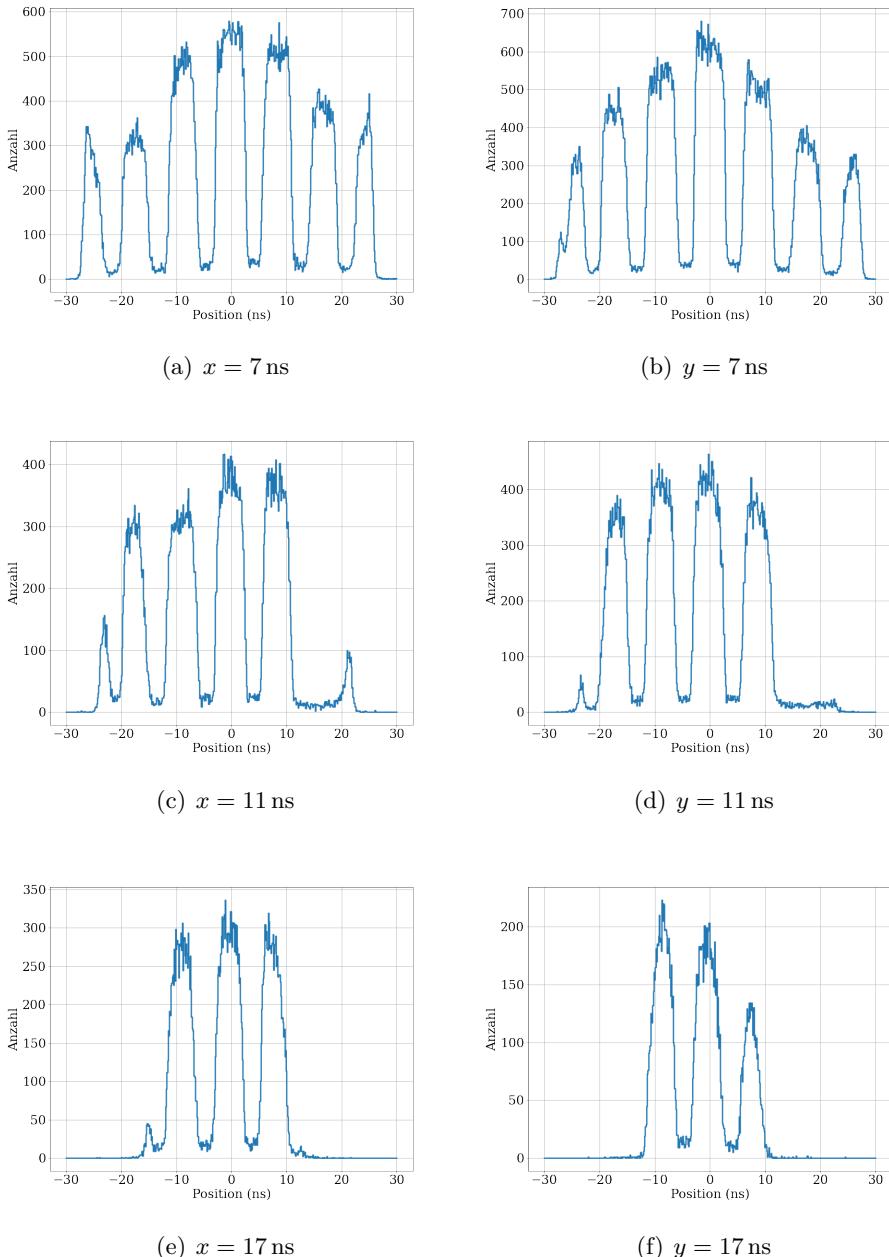
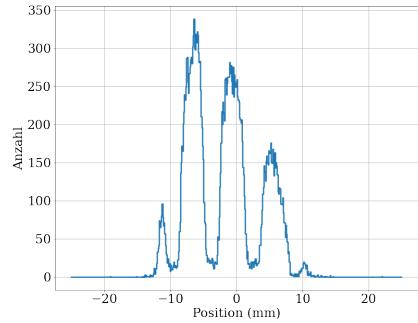
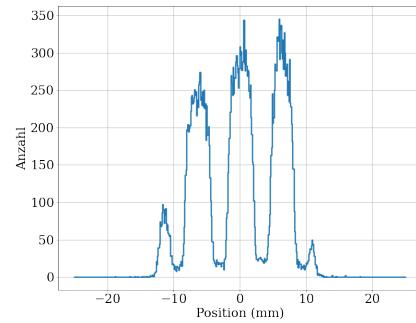


Abbildung 43: Die herausgeschnittenen Scheiben mit 3 ns Breite. Die Positionen bei denen die Scheiben ausgeschnitten wurden, ist unter den Bildern angegeben.

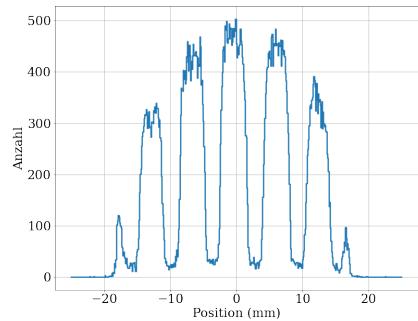
### A.3 Bilder zur Berechnung der Positionsauflösung mit der Alphaquelle



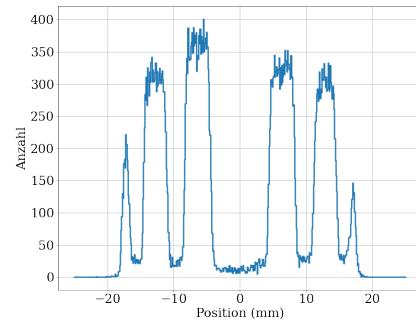
(a)  $x = -17 \text{ mm}$



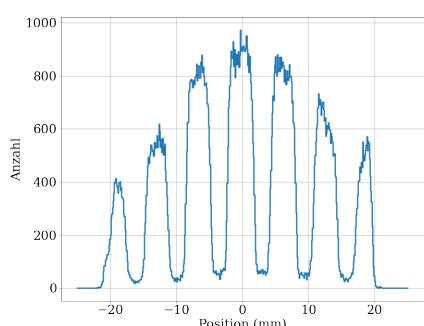
(b)  $y = -17 \text{ mm}$



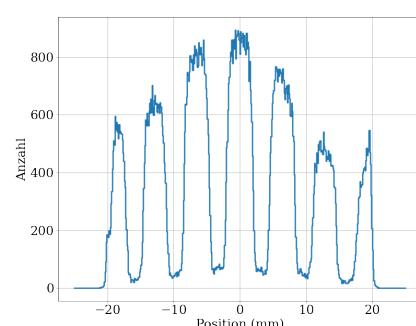
(c)  $x = -11 \text{ mm}$



(d)  $y = -11 \text{ mm}$

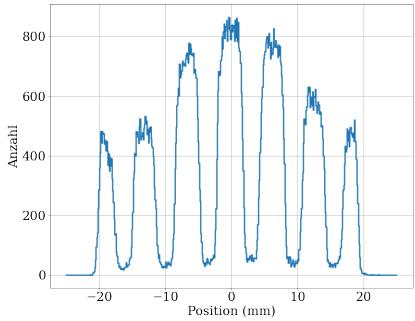


(e)  $x = -7 \text{ mm}$

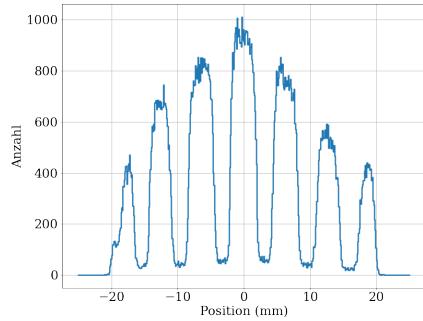


(f)  $y = -7 \text{ mm}$

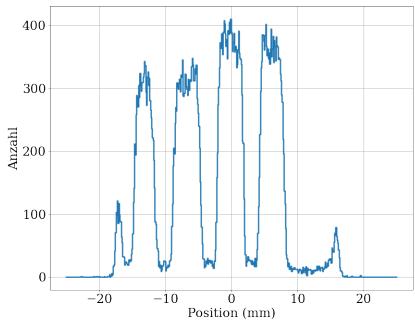
Abbildung 44: Die herausgeschnittenen Scheiben mit 3 mm Breite. Die Positionen bei denen die Scheiben ausgeschnitten wurden, ist unter den Bildern angegeben.



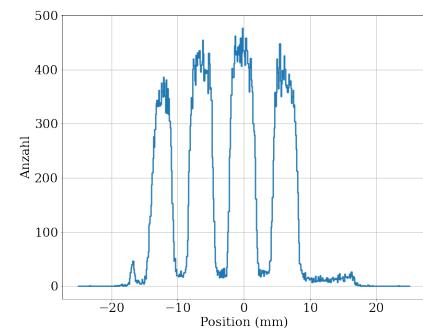
(a)  $x = 7 \text{ mm}$



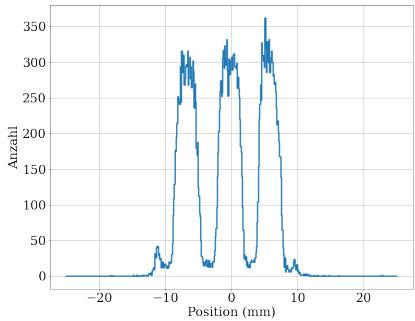
(b)  $y = 7 \text{ mm}$



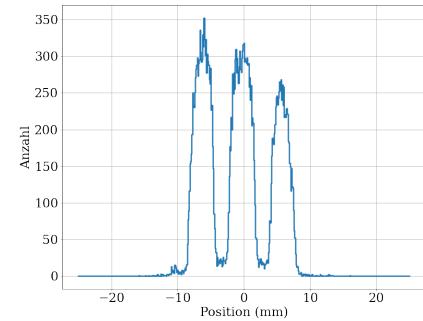
(c)  $x = 11 \text{ mm}$



(d)  $y = 11 \text{ mm}$



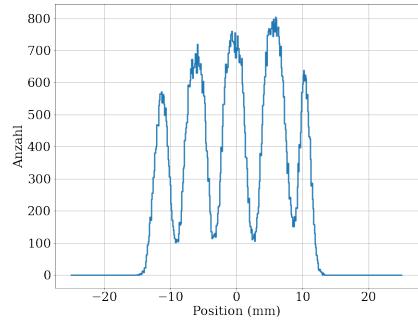
(e)  $x = 17 \text{ mm}$



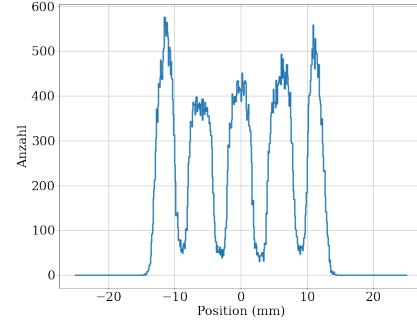
(f)  $y = 17 \text{ mm}$

Abbildung 45: Die herausgeschnittenen Scheiben mit 3 mm Breite. Die Positionen bei denen die Scheiben ausgeschnitten wurden, ist unter den Bildern angegeben.

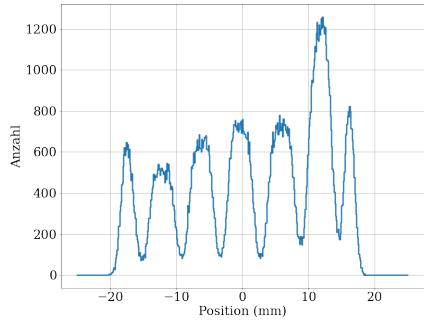
#### A.4 Bilder zur Berechnung der Positionsauflösung mit der UV-Quelle



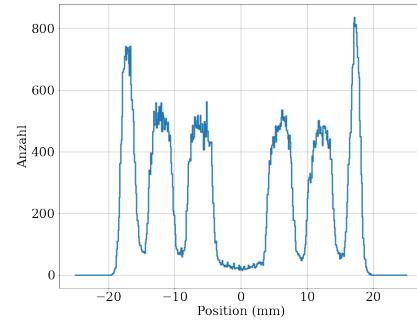
(a)  $x = -17 \text{ mm}$



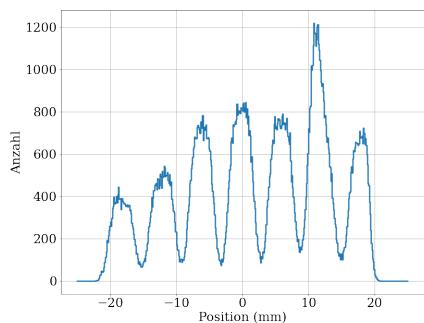
(b)  $y = -17 \text{ mm}$



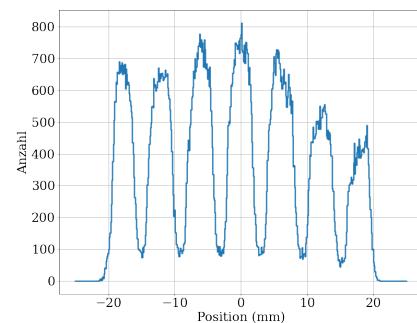
(c)  $x = -11 \text{ mm}$



(d)  $y = -11 \text{ mm}$

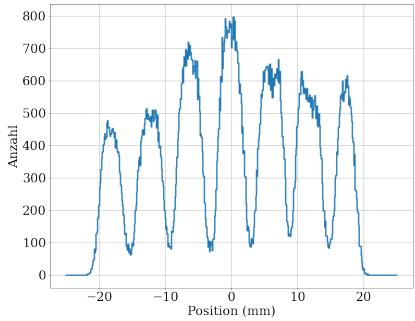


(e)  $x = -7 \text{ mm}$

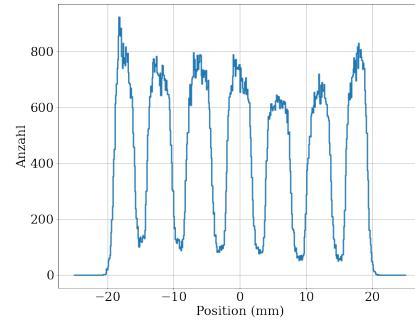


(f)  $y = -7 \text{ mm}$

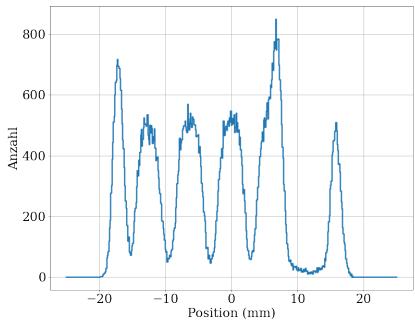
Abbildung 46: Die herausgeschnittenen Scheiben mit 2 mm Breite. Die Positionen bei denen die Scheiben ausgeschnitten wurden, ist unter den Bildern angegeben.



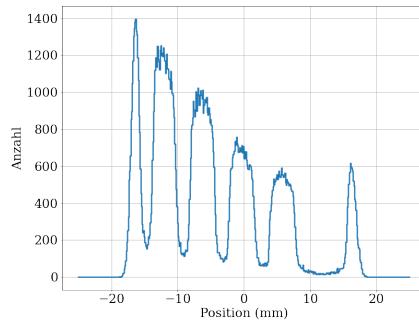
(a)  $x = 7 \text{ mm}$



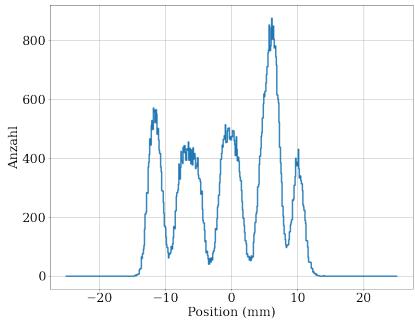
(b)  $y = 7 \text{ mm}$



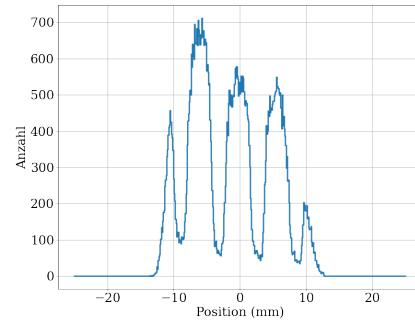
(c)  $x = 11 \text{ mm}$



(d)  $y = 11 \text{ mm}$



(e)  $x = 17 \text{ mm}$



(f)  $y = 17 \text{ mm}$

Abbildung 47: Die herausgeschnittenen Scheiben mit 2 mm Breite. Die Positionen bei denen die Scheiben ausgeschnitten wurden, ist unter den Bildern angegeben.