

Entwicklung eines Profilmonitors auf Szintillationsfaser-Basis  
für Ionenstrahlen niedriger Intensität  
am Heidelberger Ionenstrahl-Therapiezentrum

Dissertation  
Zur Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich 13  
der Johann Wolfgang Goethe-Universität  
in Frankfurt am Main

von  
Richard Leopold Hermann  
aus Stuttgart

Frankfurt 2024  
(D30)

Vom Fachbereich 13 der

Johann Wolfgang Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan                      Prof. Dr. Robert Erb

Gutachter                Prof. Dr. Ulrich Ratzinger  
                                  Hon.-Prof. Dr. Thomas Haberer

Betreuer                 Andreas Peters

Datum der Disputation    . 06. 2024

Für das Wertvollste in meinem Leben.

Für meine Familie.

Wer gar zu viel bedenkt,  
wird wenig leisten.

*Friedrich Schiller*

## Abstract

The Heidelberg Ion-Beam Therapy Center (HIT) provides proton, helium, and carbon-ion beams with different energies and intensities for cancer treatment and employs oxygen-ion beams for research purposes. The accelerator is able to produce ion beam intensities below the range used for therapy ( $< 10^5$  Ions/s) by manually degrading the beam. The beam monitoring system instrumentation that is currently in use is unable to measure the beam profile at these low intensities. A secondary system that could cover this intensity range is therefore of interest. One possible medical application for these low-intensity ion beams is helium-ion beam imaging for image-guided ion radiotherapy. The essential prerequisite for this is a system for monitoring low-intensity ion beams, which has been designed, built, tested and continues to be optimized as part of this work.

The new set-up relies on scintillating fibres, particularly those with enhanced radiation hardness. The fibres transform the deposited energy by traversing ions into photons, which are then converted into electrical pulses and amplified via silicon photomultipliers. These pulses are recorded and processed by novel and dedicated readout electronics. A prototype set-up consisting of all the mentioned parts was tested in beam and has successfully measured the transverse beam profile from intensities of  $10^7$  ions/s down to  $10^2$  ions/s. In addition, a proof of concept of single ion tracking was carried-out through successful single ion time-of-arrival measurements with intensities up to  $5 \cdot 10^4$  ions/s.

## Zusammenfassung

Das Heidelberger Ionenstrahl-Therapiezentrum (HIT) stellt Protonen-, Helium- und Kohlenstoff-Ionenstrahlen unterschiedlicher Energie und Intensität für die Krebsbehandlung und Sauerstoff-Ionenstrahlen für Experimente zur Verfügung. Der hierfür verwendete Beschleuniger ist darüber hinaus in der Lage auch Ionenstrahlintensitäten unterhalb der für Therapien verwendeten bereitzustellen. Allerdings ist das derzeit installierte Strahldiagnosesystem nicht in der Lage, das Strahlprofil bei solchen geringen Intensitäten ( $< 10^5$  Ionen/s) zu messen. Dabei existieren mögliche medizinische Anwendungen für diese niederintensiven Ionenstrahlen, wie beispielsweise eine neuartige und potentiell klinisch vorteilhafte Bildgebung: die Ionenradiographie. Eine essentielle Voraussetzung für diese und andere Anwendungen ist ein System zur Überwachung von Ionenstrahlen niedriger Intensität. Ein solches System wurde im Rahmen dieser Arbeit konzipiert, realisiert, getestet und optimiert.

Das Funktionsprinzip basiert auf szintillierenden Fasern, insbesondere solchen mit erhöhter Strahlungshärte für die Möglichkeit einer dauerhaften Platzierung im Therapiestahl. Ein diese Fasern durchlaufendes Ion regt den darin enthaltenen Szintillator durch Stoßprozesse kurzzeitig an. Die dabei deponierte Energie wird anschließend in Form von Photonen wieder emittiert. Silizium-Photomultiplier sind an den Enden der Fasern montiert und wandeln die Photonensignale in verstärkte elektrische Impulse um. Diese Impulse werden von einer neuartigen und dedizierten Ausleseelektronik aufgezeichnet und verarbeitet. Ein Prototypaufbau, bestehend aus den genannten Teilen, wurde im Strahl getestet und kann das transversale Strahlprofil erfolgreich im Intensitätsbereich von  $10^7$  Ionen/s bis hinunter zu  $10^2$  Ionen/s aufzeichnen. Darüber hinaus konnte, durch die erfolgreiche Ankunftszeitmessung von einzelnen Ionen bis zu Intensitäten von  $5 \cdot 10^4$  Ionen/s, ein Machbarkeitsnachweis für die Messung der Spur von einzelnen Teilchen erbracht werden.

Teile dieser Dissertation wurden bereits in folgenden Fachartikeln veröffentlicht:

**Konferenzbeiträge:**

R. Hermann, T. Haberer, A. Peters, T. Gehrke, B. Leverington and M. Galonska, *Development of a Scintillation Fibre Transverse Profile Monitor for Low-Intensity Ion Beams at HIT*, IBIC Proceedings (2022), DOI: 10.18429/JACoW-IBIC2022-MOP17

R. Hermann, T. Haberer, O. Jäkel, A. Peters, B. Leverington and T. Gehrke, *Advancements in the scintillation fibre beam monitor for low-intensity ion beams at HIT*, IPAC Proceedings (2023), DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2023-THPL101

**Paper (peer-reviewed), Coauthor:**

T. Gehrke, M. Martišíková, O. Jäkel, A. Peters, R. Hermann, S. Brons, S. Scheloske, C. Schömers, F. Kehrein, M. Metzner and C. Knobloch, *Experimental helium-beam radiography with a high-energy beam: Water-equivalent thickness calibration and first image-quality results*, Medical Physics (2022), DOI: 10.1002/mp.15795

<b>1</b>	<b>EINFÜHRUNG</b>	<b>10</b>
1.1	MOTIVATION	10
1.1.1	Anwendung eines Profilmonitors in der Ionenradiographie	12
1.1.2	Konzept	16
1.1.3	Weitere Anwendungen	18
1.2	PHYSIK DER IONENSTRAHL-THERAPIE	19
1.2.1	Ionenwechselwirkung mit Materie inkl. WET, Bragg-Peak	19
1.2.2	Photonenwechselwirkung mit Materie	22
1.3	PHYSIK DES HIT-BESCHLEUNIGERS	23
1.3.1	Aufbau	24
1.3.2	Strahlführung „Beam Delivery“	26
1.3.3	Strahl-Monitoring	27
1.3.4	Strahleigenschaften	28
1.4	IONENSTRAHLDETEKTOREN AM HIT	30
1.4.1	Gas-ionisationsbasierte Detektoren	31
1.4.2	Halbleiterbasierte Detektoren	33
1.4.3	Szintillationsbasierte Detektoren	35
<b>2</b>	<b>GRUNDLAGEN DER VERWENDETEN BAUTEILE</b>	<b>39</b>
2.1	ANFORDERUNGEN AN DIE STRAHLDIAGNOSTIK	39
2.1.1	Auswahl aus möglichen Technologien	42
2.2	SZINTILLATIONSFASERN	44
2.2.1	Organische Szintillationsfasern	44
2.2.2	Strahlenhärte bei Szintillationsfasern	50
2.3	SILIZIUM-PHOTOMULTIPLIER	52
2.3.1	Prinzip des Photonen-Sensors	52
2.3.2	Eigenschaften/Charakteristik	55
2.4	AUSLESEELEKTRONIK	57
2.4.1	CAEN FERS A5202	57
2.4.2	Aufnahme-Modi und Eigenschaften	59
<b>3</b>	<b>EXPERIMENTELLER AUFBAU</b>	<b>62</b>
3.1	VON DER IONENPASSAGE ZUM LICHTSIGNAL	62
3.1.1	Aufbereitung und Verarbeitung der Fasern	62
3.1.2	Lichtisolation	63
3.1.3	Setup 1: Fasertypen und Anschluss	65
3.1.4	Setup 2: Faserformen und optische Übergänge	66
3.2	WANDLUNG DER LICHTSIGNALLE IN ELEKTRISCHE PULSE	68
3.3	WANDLUNG DES ELEKTRISCHEN PULSES IN EINEN DIGITALEN WERT	70
3.4	MONTAGE	71
3.4.1	Setup 1: Grundeinheit	71

3.4.2	Setup 2: Vollständiger Prototyp	73
3.5	SCHWELLWERT-MESSUNG ZUR UNTERSUCHUNG DES SNR	74
3.6	LED TESTS	76
3.7	SPEKTROMETRIE DER FASERN	78
<b>4</b>	<b>MESSUNGEN MIT STRAHL</b>	<b>79</b>
4.1	MESSAUFBAU	79
4.2	FASERUNTERSUCHUNG	80
4.2.1	Optische Übergänge & Verluste	81
4.2.2	Korrektur durch Kalibrierung	84
4.3	DYNAMIK DES MONITORS IN DER INTENSITÄT	87
4.3.1	Untere Messgrenze	89
4.3.2	Obere Messgrenze	89
4.4	STRAHLPROFIL / STRAHLFLECK	91
4.4.1	Intensitätsvergleich mit Sollwerten	91
4.4.2	Strahlfleck-Vergleich mit Flatpanel	93
4.4.3	Energieabhängige Strahlverbreiterung durch Streuung	95
4.4.4	Reproduzierbarkeit	96
4.5	SPILLFORM: STRAHLSTRUKTUR AM SYNCHROTRONAUSGANG	98
4.6	TIME-OF-ARRIVAL MESSUNG	99
4.6.1	Strahl-Substruktur	100
4.7	MYON-SIGNALE	102
<b>5</b>	<b>ZUSAMMENFASSUNG UND DISKUSSION</b>	<b>104</b>
<b>6</b>	<b>AUSBLICK</b>	<b>109</b>
<b>7</b>	<b>LITERATURVERZEICHNIS</b>	<b>111</b>
<b>8</b>	<b>ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS</b>	<b>116</b>

# 1 EINFÜHRUNG

Diese Arbeit beschreibt den Entwurf, den Bau, die Analyse und die Optimierung eines Ionenstrahlmonitors für niedrige Intensitäten am Heidelberger Ionenstrahl-Therapiezentrum (HIT). Das HIT ist eine der ersten und wenigen Einrichtungen auf der Welt, die neben Protonen auch schwerere Ionen zur Tumor Therapie bereitstellen und nutzen können. Die schwereren Ionen sind Helium-, Kohlenstoff- und Sauerstoff-Ionen. Sauerstoff-Ionen werden nicht zur Therapie genutzt. Bisher wird neben Protonen nahezu ausschließlich mit Kohlenstoff-Ionen behandelt. Die erste Patientenbestrahlung mit Helium fand 2021 am HIT im Rahmen eines individuellen Heilversuchs statt; zum Zeitpunkt dieser Arbeit dauert das Zulassungsverfahren für die routinemäßige Helium-Bestrahlung noch an [1].

## 1.1 Motivation

Krebs ist nach Herz-Kreislaufkrankungen die weltweit häufigste krankheitsbedingte Todesursache und könnte noch dieses Jahrhundert an die erste Stelle vorrücken [2]. Forschung und Entwicklung in der Behandlung von bösartigen Tumoren ist folglich von hoher Relevanz. Behandelt werden Tumore meist mit einer Kombination unterschiedlicher Therapieformen, um die maximale Effizienz im Deaktivieren oder Zerstören des Tumorgewebes zu erreichen. Mit die bedeutendsten Therapiearten sind die Strahlentherapie, die Chemotherapie und die Operation. Die Strahlentherapie bietet dabei gegenüber der Chemotherapie den Vorteil einer präzisen, und gegenüber operativen Verfahren den Vorteil einer nicht-invasiven Behandlung. Eine besondere Form der Strahlentherapie ist die Ionenstrahltherapie. Verglichen mit der häufiger verwendeten Photonentherapie bietet sie den Vorteil von weniger Dosis für das gesunde Gewebe durch weniger Einstrahlrichtungen auf den Patienten. Außerdem fällt die Dosis geringer aus, da die Ionen am Ende der Eindringtiefe eine erhöhte biologische Wirksamkeit besitzen. Grund hierfür ist die besondere Energieabgabe von Ionen an Materie, bei der sich der Energieverlust kurz vor Stillstand des Ions maximiert. Bezeichnet wird dieses Maximum als Bragg-Peak. Darüber hinaus besitzen Ionen, die schwerer als sind Protonen, den Vorteil einer höheren Präzision durch die geringere Aufstreuung des Teilchenstrahls. Unter den möglichen Strahlenbehandlungen schützt die Ionenstrahlbehandlung folglich gesundes Gewebe um den Tumor herum bestmöglich.

Die Bestrahlung von Tumoren geschieht am HIT mit Hilfe von Protonen-, Helium- und Kohlenstoff-Ionenstrahlen in Form von Bleistiftstrahlen beziehungsweise „Pencil-beams“. Das sind stark gebündelten Ionenstrahlen, mit verschiedenen Energien, Strahlbreiten und Intensitäten. Um die geplante Dosis korrekt im Tumor zu applizieren nutzt das HIT die Methode des intensitätsgesteuerten Raster-scannings. Dabei wird in drei Dimensionen der Tumor hochpräzise mit dem Ionenstrahl abgerastert. Die Strahlposition und -breite wird in der horizontalen und vertikalen Ebene ständig von zwei Vieldrahtkammern (Multiwire-Chambers, MWs) und die Strahlintensität von drei Ionisationskammern (Ionization-Chambers, ICs) überwacht. Je eine MW und eine IC werden zur Rückkopplung und Positions- und Intensitätssteuerung verwendet. Davon unabhängig werden die anderen Kammern zur Überwachung

---

und Verifikation genutzt. Da diese eingebauten Strahlmonitore speziell für die Tumorbehandlung entwickelt und angepasst wurden, sind sie nicht empfindlich gegenüber Ionenstrahlen niedriger Intensität, was in diesem Fall  $10^6$  Ionen pro Sekunde entspricht. Niedrigintensitätsstrahlen sind allerdings für Experimente von Interesse. Ionenstrahlen niedriger Intensitäten mit hohen Teilchenenergien können auch eine bestimmte neue bildgebende Modalität mit Potenzial zur Behandlungsverifizierung ermöglichen – die Ionenstrahl-Radiographie [3].

Innerhalb des DFG Projekts „Ionenradiographie mit adaptiver Energieauswahl für eine präzise Strahlentherapie“ soll eine hohe Teilchenenergie für eine Bildgebung ausgenutzt werden. Bildgebung mit Hilfe von Ionen wird als Ionen-Radiographie bezeichnet und scheint insbesondere mit Helium-Ionen vielversprechend [3, 4]. Die Ionen werden für die Radiographie so stark beschleunigt, dass sie den Patienten vollständig passieren, anstatt im Zielvolumen gestoppt zu werden. Die Restenergie der Ionen gibt Aufschluss über die Gewebeabsorption auf ihrem Pfad durch den Patienten. Modernste Detektionssysteme nehmen diesen Pfad in ihrer Bildgebung mit auf (Einzelionen-Tracking), um die Ortsauflösung innerhalb der resultierenden Bilder zu optimieren [5–7]. Da der Bragg-Peak dabei erst hinter dem Patienten liegt, deponieren die Ionen trotz ihrer höheren Energie weniger davon im Patienten. Außerdem wird, um die Dosis für den Patienten weiterhin so gering wie möglich zu halten, die Anzahl der Ionen um viele Größenordnungen gegenüber der in der Therapie verwendeten reduziert. Dies erfordert Ionenstrahlen mit niedrigen Intensitäten.

Ziel dieser Arbeit ist es, einen Ionenstrahl-Profilmonitor für den Niederintensitätsbereich zu entwickeln, der idealerweise auch die Intensität misst. Dazu ist die Arbeit wie folgt strukturiert:

In Kapitel 1 werden die Motivation dieser Arbeit und die Relevanz in der Ionenradiographie aufgezeigt. Der Ionenstrahl des HIT-Beschleunigers wird eingeführt, sowie seine Einschränkungen bzgl. der Strahldiagnose bei geringen Intensitäten. Dieses Kapitel dient außerdem zur Einführung der Konzepte des geplanten Ionenstrahlmonitors.

Kapitel 2 führt die Detektorkomponenten ein und begründet ihre Auswahl. Die Funktionsweisen von Szintillationsfasern und Silizium-Photomultipliern werden detailliert erläutert.

Kapitel 3 beschreibt die Konstruktion und den Zusammenbau des Prototyps. Der experimentelle Aufbau wird ersten Tests unterzogen.

In Kapitel 4 stehen die Messungen des Prototyps im HIT-Ionenstrahl im Mittelpunkt. Die dabei erzeugten Daten werden zusammengetragen, dargestellt und analysiert.

In Kapitel 5 werden die wichtigsten Erkenntnisse zusammengefasst. Der entwickelte Ionenstrahl-Profilmonitor wird bewertet und eingeordnet.

Im Ausblick folgen mögliche Verbesserungen und zukünftige Anwendungsmöglichkeiten. Besonders hervorzuheben ist hierbei die Nutzung als Feedback-Monitor für kontrollierte

Ionenstrahlen geringer Intensität am HIT. Darüber hinaus ist eine Pfadbestimmung einzelner Ionen (Tracking) für die Helium-Ionenradiographie von Interesse.

### 1.1.1 Anwendung eines Profilmonitors in der Ionenradiographie

Eine notwendige Voraussetzung für die Helium-Ionenradiographie ist ein kontrollierter Helium-Ionenstrahl mit niedriger Intensität. Dazu benötigt das HIT einen Strahlmonitor, der Feedback über die aktuelle Strahlposition und Strahlbreite geben kann, insbesondere bei niedrigen Intensitäten. Die niedrigen Intensitäten sind bedingt durch die geringe Dosis, die bei einer Radiographie im Patienten appliziert werden darf, und durch die Notwendigkeit die Spur einzelner Ionen (Tracking) auflösen zu können.

Neben der Strahlsteuerung über ein Feedback wäre es möglich und von großem Vorteil, denselben Detektor gleichzeitig auch als Messgerät für die Ionentrajektorie vor dem Patienten, also als Front-Tracker, zu nutzen.

Das Projekt zur Helium-Ionenradiographie der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG), Kennzeichen JA 1687/11-1, ist damit Anlass und auch Hauptfinanzier dieser Arbeit.

Die Entwicklung eines neuen Strahlmonitors ist nur eine notwendige Voraussetzung für die Helium-Ionenradiographie am HIT. Im Kern dieses Projekts geht es um eine neuartige Bildgebung von Patienten zur Diagnose von Tumoren und zur Behandlungsplanung der darauf anzuwendenden Ionenstrahltherapie.

Eine gute Bildgebung ist bei jeder Diagnose und Behandlung von Vorteil. Bei der Strahlentherapie, die vollständig von der Bildgebung abhängt, ist deren Qualität allerdings von entscheidender Bedeutung. Das gilt insbesondere, wenn Risikoorgane in der Nähe des Tumors liegen und umliegendes gesundes Gewebe bestmöglich geschützt werden muss, wie es beispielsweise bei einem Hirntumor der Fall ist. In der klinischen Praxis existieren allerdings Unsicherheiten bei Diagnose und Behandlung, die dazu führen, dass aufgrund der Sicherheitsbereiche ein größeres Volumen als das Notwendige bestrahlt werden muss, um den Tumor vollständig abzudecken. Um gesunde Zellen zu schützen können stärkere Nebenwirkungen und eine gezwungenermaßen reduzierte Bestrahlungsdosis die Folge sein. Unsicherheiten ergeben sich (neben der technischen Unsicherheiten der eigentlichen Strahlapplikation) aus der Positionierung der Patienten, aus den anatomischen Veränderungen der Patienten zwischen den Bestrahlungssitzungen (interfraktionell) und aus der Bewegung der Patienten während der Bestrahlung (intrafraktionell), beispielsweise durch Muskelbewegung, Atmung oder Puls. Diesen Fehlerquellen lässt sich nur bedingt entgegenwirken. Behandlungsverfahren dazu benötigen oft eine angepasste Planung mit wiederholter Bildgebung. Eine Bildgebung direkt am Behandlungstisch mit einem geringem zusätzlichem zeitlichem Aufwand und einer geringer Strahlenbelastung wäre hier besonders hilfreich.

Bisher leistet die Bildgebung der Tumore vor allem die Computertomographie (CT) auf Grundlage von Röntgenstrahlung. Die Umwandlung in einen Bestrahlungsplan erfolgt über Hounsfield Units, die die Abschwächung des Röntgenstrahls in Gewebe beschreiben. Aufgrund der grundlegend unterschiedlichen Wechselwirkung von Röntgenstrahlen und Ionen

---

mit Materie kommt es bei dieser Konversion zu Abweichungen in der Bestimmung der radiologischen Dicke eines Objekts. Diese Umrechnung führt zu einer Abweichung von 2-3 % bei der Bestimmung der Reichweite [8]. Um diesen systematischen Fehler zu vermeiden, wird in der erwähnte Ionenradiographie das Bremsvermögen der Ionen durch das Gewebe direkt gemessen. Dieses Bremsvermögen des Gewebes, auch als Stopping Power bezeichnet, stellt die relevante Größe in der Ionenstrahltherapie dar.

Bilder aus der Ionenradiographie können außerdem einen Hinweis auf interfraktionelle anatomische Veränderungen liefern, an welche die Therapie dann mit einer Neuplanung angepasst werden kann. [4]

Weitere Ansätze zur Verbesserung der Behandlungsqualität in diesem Bereich sind u.a.:

- energetisch mehrstufige CT Bilder [9], welche das Bremsvermögen der Ionen potentiell besser bestimmen können als CTs mit einer Energiestufe, aber auch eine erhöhte Strahlenbelastung darstellen.
- Magnetresonanztomographie (MRT) überwachte und geführte Bestrahlung (Projekt ARTEMIS - adaptive radiotherapy with MR-guided ion beams – gefördert vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF))
- Prompt Gamma [10], Aufnahme der Gammastrahlung, welche als Sekundärstrahlung bei der Interaktion des therapeutischen Ions mit dem Gewebe ohnehin entsteht. Diese in-vivo-Aufnahmen können Hinweise auf interfraktionelle anatomische Veränderung liefern.

Mit der Ionenradiographie als Bildgebungsverfahren lässt sich weniger Dosis für den Patienten erreichen. Im Vergleich zu klassischen CT-Aufnahmen (Einzel-Energie CTs) ist die Dosis in der Ionenradiographie nach [11] rund ein Faktor 9 und im Vergleich zu den präziseren, aber seltener eingesetzten Mehrfach-Energie CTs (Dual-Energy CT, DECT) rund ein Faktor 13 geringer. Behandlungen können bei Ionenradiographien durch die geringere Dosis außerdem schneller aufeinander folgend durchgeführt werden, wodurch ein effizienterer Workflow ermöglicht wird. Das erhöht die Zugänglichkeit der Ionenstrahltherapie.

In Abbildung 1.1.1 ist das Funktionsprinzip der Helium-Ionenradiographie dargestellt. Dieses Projekt hat sich auf Helium-Ionen spezialisiert, weil diese ein großes Potential für zukünftige Behandlungen als auch für die Ionenbildgebung besitzen. Im Vergleich zu Protonen ist die Aufstreuung des Strahls geringer und damit die räumliche Präzision im Patienten besser. Außerdem ist zu erwarten, dass auch die Therapie-Wirkung bei gleichzeitig geringerer nötiger Dosis verbessert ist. Im Vergleich zu schwereren Ionen erzeugen Helium-Ionen weniger unerwünschte Sekundärteilchen, die ebenfalls zu einer erhöhten unerwünschten Dosis im gesunden Gewebe führen, denn grundsätzlich gilt: je schwerer das Strahlteilchen ist, desto mehr Sekundärteilchen entstehen [3].

Die Helium-Ionenradiographie erzeugt ein Bild des Ionen-Bremsvermögens, welches entlang der Strahlrichtung aufintegriert ist. Dieses Bild kann direkt zur Reichweitenverifikation innerhalb der Ionenstrahltherapie genutzt werden [12]. In der eingangs erwähnten Variante,

die am Deutschen Krebsforschungszentrum (DKFZ) entwickelt wird [3], wird dazu die Flugbahn einzelner Ionen getrackt und deren Restenergie gemessen. Für das Tracking werden vor und hinter dem Patienten je zwei dünne, unter 500  $\mu\text{m}$  dicke, ortsauflösende Siliziumpixel-detektoren positioniert. Die Technologie der Halbleiterdetektoren heißt TimePIX [13] (Abschnitt 1.4.2) und wurde am CERN entwickelt. Für eine Richtungsbestimmung müssen die verschiedenen Ebenen der Pixeldetektoren relativ zur Größe ihrer Pixel einen gewissen Abstand haben. Übertragen auf die 1 mm Szintillationsfasern benötigen diese einen Abstand von rund 8 cm. Die einzelnen Ebenen der Tracker messen den Ort einzelner Ionen mit Zeitstempel. Über die zeitliche Korrelation der Events kann daraus der Pfad dieser einzelnen Ionen bestimmt werden. Mit Eintrittsvektor in das und Austrittsvektor aus dem bildgebenden Objekt heraus wird der wahrscheinlichste Pfad durch dieses Objekt rekonstruiert. Wie bereits erläutert, dient dieses Vorgehen zur Optimierung der Ortsauflösung. Zwei weitere TimePIX sind hinter dem hinteren Tracker-Set verbaut (entgegen Abbildung 1.1.1 einer mehr und hinter dem rear-tracker positioniert) und messen die Energiedeposition der Teilchen innerhalb des dünnen Siliziumensors, aus der die Restenergie bestimmen werden kann. Idealerweise befindet sich der Detektor zur Messung der Energiedeposition knapp vor dem Bragg-Peak, da dort Unterschiede in der Deposition am größten sind, was zu einem besseren Kontrast führt.

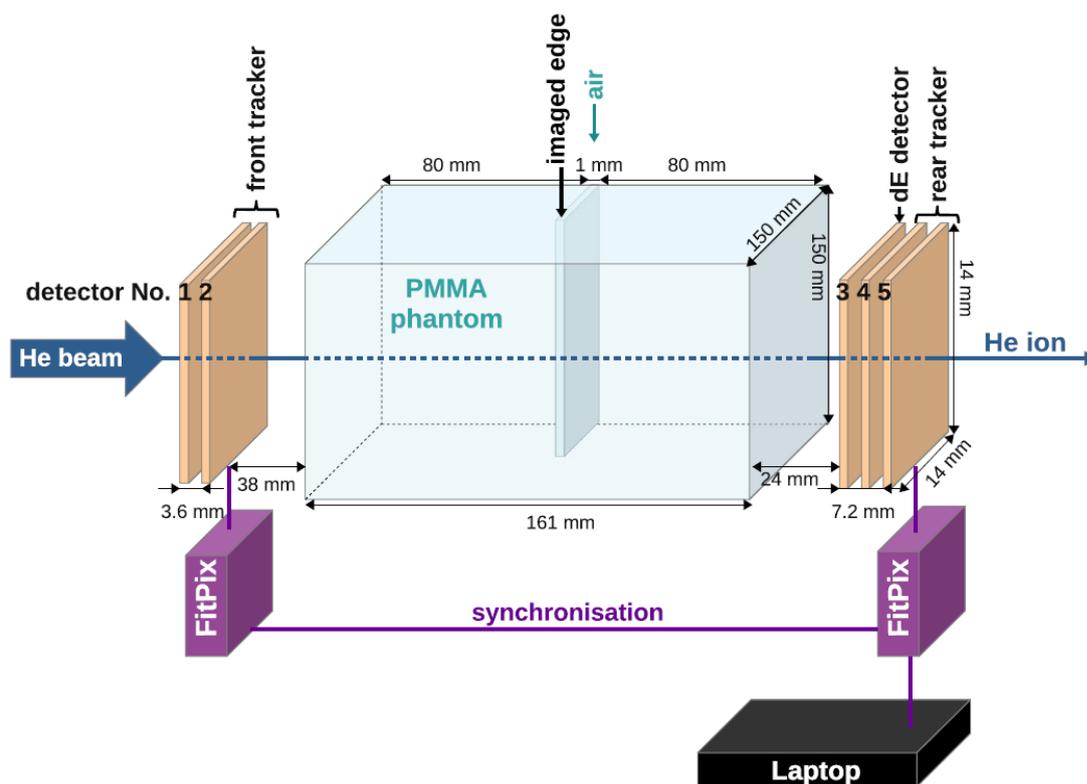


Abbildung 1.1.1: Die Helium Ionenradiographie, schematisch dargestellt. Die TimePIX Detektoren werden über die Ausleseschnittstelle „FitPix“ ausgelesen. Durch die Kombination aus Ionenpfad-tracking und Restenergiemessung kann eine Energieabsorptions-Abbildung der Materie erstellt werden. Entnommen aus [3].

Zur Durchführung der Ionenradiographie ist beschleunigerseitig ein sehr feiner Pencil-beam nötig, der das zu untersuchende Volumen abscannt. Die Ionenenergie muss dabei hoch genug sein, um den Patienten vollständig zu passieren, und erst dahinter zu stoppen. Für diese Anforderung ist der Beschleuniger des HIT bestens geeignet, da für die Therapie mit Kohlenstoff-Ionen bei den benötigten Eindringtiefen von bis zu 32 cm in Wasser eine Energie von bis zu 430 MeV/u nötig ist. Die gleiche Energie steht auch den leichteren Ionen zur Verfügung, wodurch höhere Eindringtiefen möglich sind. Für Helium-Ionen bedeutet eine Energie von 430 MeV/u um die 1 m Eindringtiefe in Wasser [14]. Die Eindringtiefe in Wasser ist ein geeigneter Richtwert, da der menschliche Körper zu einem Großteil aus Wasser besteht.

Aufgrund der maximal möglichen Rate beim Einzelteilchen-Tracking muss die Intensität gering gehalten werden. Niedrige Intensitätsbereiche ( $< 10^5$  Ionen/s) können am HIT bereitgestellt werden, allerdings muss die Bestrahlung bisher ohne Feedback eines Monitoring Systems durchgeführt werden.

Zusammengefasst gilt: Eine verbesserte Bildgebung auf dem Prinzip der Ionenbildung kann einen wichtigen Beitrag zu einer noch präziseren Ionentherapie bei geringeren Nebenwirkungen leisten. Dies basiert darauf, dass eine systematische Unsicherheit ständig überprüft, eliminiert und diese in der Bestrahlungssituation effizient realisiert werden kann. Um dem Patienten dabei nur eine vertretbare Strahlendosis durch die Bildgebung zuzuführen – maximal gleich, besser geringer als bei CTs – ist die kontrollierte Abtastung mit einem niederintensiven Ionenstrahl notwendig. Diese Kontrolle im Bereich der niederen Intensitäten zu ermöglichen ist Hauptzweck dieser Arbeit.

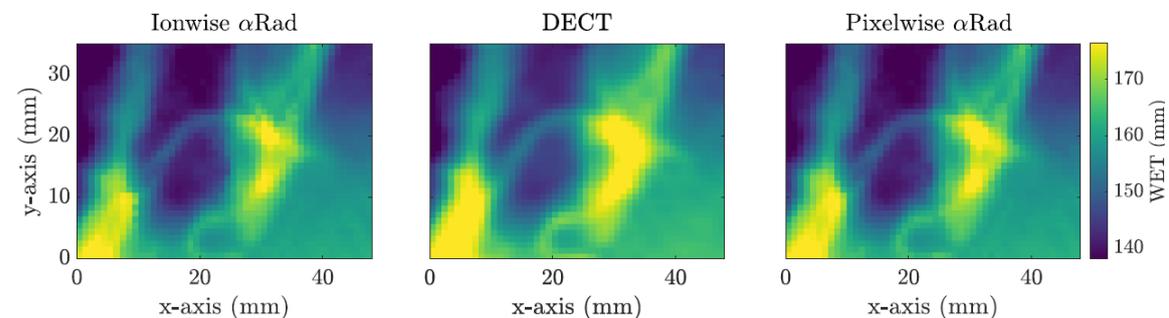


Abbildung 1.1.2: Vergleich von Helium-Radiographien mit Kalibrationen nach Ionen und nach Pixeln mit dem Goldstandard des Dual-Energy CT (DECT). Entnommen aus [15].

Abbildung 1.1.2 zeigt, dass Helium-Radiographie, neben der geringeren Unsicherheit und niedrigeren Dosis, außerdem eine verbesserte räumliche Auflösung ermöglicht, sogar gegenüber dem Gold-Standard DECT [16].

Darüber hinaus zeigt die Vielfalt der Projekte mit ähnlichen Ansätzen, dass das Ziel der Ionenradiographie lohnenswert ist (z.B. PRaVDA [17], Bergen pCT [18] oder US pCT [19]). Allerdings haben sich die meisten dieser Alternativen bisher auf Proton-Bildgebung spezialisiert, wofür auch das „pCT“, also Protonen Computertomographie, steht. Für Protonen existiert darüber hinaus auch schon ein kommerzielles Produkt, vertrieben von ProtonVDA [20]. Die Nutzung von Helium-Ionen anstelle von Protonen erreicht eine höhere räumliche Präzision [11].

## 1.1.2 Konzept

Das Grundkonzept basiert auf optischen Plastik-Szintillationsfasern. Szintillatoren sind im allgemeinen Materialien, welche die von traversierenden Ionen oder energiereichen Photonen deponierte Energie in Form von Licht wieder emittieren. Plastik-Szintillationsfasern basieren meist auf Polystyrol und besitzen die Form von Fasern, wie sie von Lichtleitern bekannt ist. Daraus folgt einer ihrer Hauptvorteile: die Transmission des Signals aus dem Detektionsbereich heraus, bevor das optische Signal dann in ein elektrisches umgewandelt wird. Die Fasern sind dünn, vornehmlich zum Zweck der Ortsauflösung, aber auch um möglichst wenig Material in den Pfad der Ionen einzubringen um diese nicht zu sehr zu streuen. Allerdings bedeutet wenig Material auch weniger deponierte Energie und damit weniger erzeugte Photonen. Deshalb sind im Falle von wenigen Teilchen (niedrigen Intensitäten) Sensoren nötig, die sehr schwache Lichtsignale messen und diese in nutzbare elektrische Impulse umwandeln können. Praktische sehr lichtempfindliche Sensoren sind silizium-basierte Photomultiplier (SiPMs). Detaillierte Funktionsbeschreibungen der Fasern und der SiPMs sind in Abschnitt 2 ausgeführt.

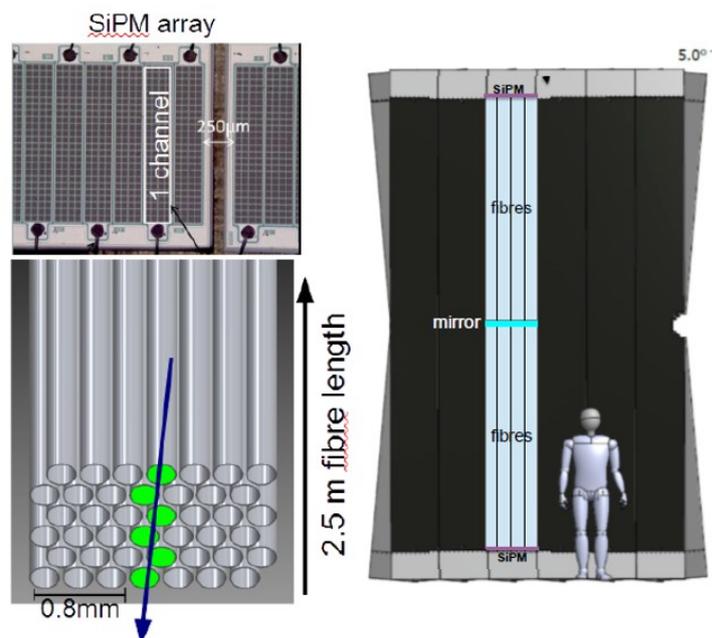


Abbildung 1.1.3: Der CERN SciFi Tracker des LHCb Experiments. Links: oben mehrere Silizium Photomultiplier Arrays, unten eine sechslagige Fasermatte aus 250  $\mu\text{m}$  Durchmesser Szintillationsfasern [21] Rechts: der LHCb SciFi Tracker in voller Größe in Relation zu einem durchschnittlichen Menschen. [22]

Ein großer und ebenfalls auf der Kombination aus Szintillationsfasern und Photomultiplern basierender Detektor ist der SciFi Tracker des LHCb Experiments am CERN [21], dargestellt in Abbildung 1.1.3. Die Szintillationsfasern sind hier in Matten in mehreren Schichten und in einem Winkel zueinander angeordnet, wobei die Enden der Fasern mit aufwändig gekühlten Photomultiplier-Arrays ausgelesen werden. Zueinander verschobene Matten in Verbindung mit der Messung des Auftreffzeitpunkts ermöglichen eine örtliche Zuordnung der

---

Ionentreffer. Durch die Verwendung mehrerer Matten hintereinander kann damit die Spur eines Teilchens nachvollzogen bzw. getrackt werden.

Für das HIT wurde in einem weiteren Projekt ([23]) eine kleinere, angepasste Variante entworfen, die eine Alternative für das vorhandene Gas-basierte Strahlmonitoring System (Beam Application and Monitoring System – BAMS) darstellt. Hierfür werden dieselben Szintillationsfasern des großen Gegenstücks genommen, diesmal aber nur in zwei Schichten angeordnet und außerdem mit Photodioden statt mit Photomultipliern ausgelesen. Dioden sind für die therapeutischen Ionenstrahl-Intensitäten besser geeignet, da hier durch die hohe Teilchenzahl auch ohne Verstärkung genug Licht erzeugt wird.

Die Ausleseelektronik des SciFi Trackers und des SciFi Profilmontors sind Eigenentwicklungen und damit nicht kommerziell. Eine Kommerzialisierung, bzw. die Möglichkeit auf verfügbare industrielle Komponenten zurückzugreifen, macht eine Umsetzung zukunftsfähig und im Falle des HITs auch erst möglich. Das HIT ist keine Großforschungsanlage und kann die nötige Entwicklungs- und Anpassungsarbeit der Ausleseelektronik nicht leisten. Außerdem verleiht ein Zukauf der Ausleseelektronik ganz allgemein den Vorteil eines größeren Fokus auf die Zielanwendung zugeschnittene Entwicklungsarbeit und Datenauswertung.

Zeitlich korrelierend mit Beginn dieser Arbeit wurde eine neuartige, spezialisierte kommerzielle Front-End-Auslese-Elektronikplatine im Dual-Readout-Kalorimeter [24] eingesetzt: das Front-End-Readout-System (FERS) A5202 von CAEN [25]. Bei diesem Kalorimeter wurden ebenfalls geringe Lichtsignale aus szintillierenden und Tscherenkow Fasern mit je einem SiPM pro Faser ausgewertet. Die SiPMs sind auf einem printed-circuit-board (PCB) aufgebracht, an das auf der Rückseite das FERS angeschlossen wird. Das FERS selbst ist wiederum per USB oder Ethernet mit einem Computer verbunden.

Das Auslese-Setup des Dual-Readout Kalorimeters (Abbildung 1.1.4) ist ideal für die Anwendung in dieser Arbeit geeignet und wird im Austausch mit der Forschungsgruppe des Kalorimeters übernommen und angepasst. Oben ist die Anordnung der Tscherenkow- und Szintillationsfasern dargestellt. Unten ist der für diese Arbeit relevantere Teil, das Auslesesystem, abgebildet. Links unten zu sehen ist ein PCB mit aufgelöteten SiPMs, die das Lichtsignal der Fasern umwandeln und verstärken. Rechts unten sind die mit den SiPM-PCBs verbundenen FERS Boards, die die SiPMs steuern und auslesen und die Daten für die Nutzung am PC aufbereiten. Wie zu erkennen ist das Auslesesystem modular und damit ein möglicher Monitor leicht skalierbar. Auf diese Art ist sowohl ein kleiner Prototyp auf Basis eines einzelnen FERS, als auch ein voller Detektor der gewünschten Größe von  $25 \times 25 \text{ cm}^2$  mit beispielsweise 8 FERS, realisierbar.

Die Idee und das Prinzip des SciFi Tracker des LHCb in Kombination mit der Auslese auf Basis des FERS-Moduls ergibt den Ansatz für den szintillationsfaserbasierten Ionenstrahlmonitor für niedrige Intensitäten am HIT. Die Fasern werden dabei wie am LHCb in einer Matte angeordnet, welche dann orthogonal im Strahl positioniert werden soll. Die einzelnen Fasern

sollen in ihren Enden passgenau auf die aktiven Flächen der SiPMs treffen. Diese sollen über das FERS gesteuert und ausgelesen werden. Die Verbindung zwischen SiPMs und FERS soll ein PCB herstellen.

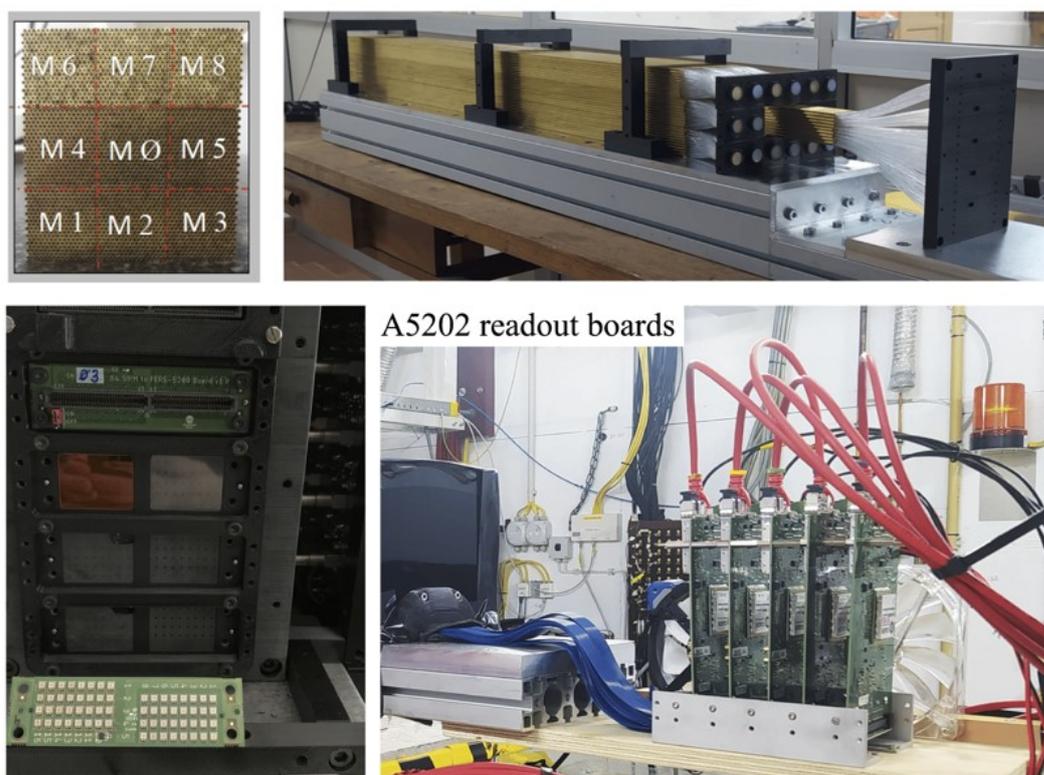


Abbildung 1.1.4: Dual-Readout Kalorimeter [26], bestehend aus abwechselnd Tscherenkov Fasern und Szintillationsfasern in einem Gitter eingeordnet (oben), und einer Auslese auf Basis von SiPM-PCBs (unten links) und der CAEN FERS A5202 (unten rechts).

### 1.1.3 Weitere Anwendungen

Für die Helium-Ionenradiographie muss ein Ionenstrahlmonitor für niedrige Intensitäten mit einem Feedback-loop im Bestrahlungssystem existieren, denn nur dann wird die exakte Steuerung der hierfür gewünschten Strahleinstellungen (Position, Breite, Intensität) überhaupt erst ermöglicht. Im Besonderen mit Blick auf eine dynamischen Strahlform- bzw. Intensitäts-Regelung, wie sie schon im Standardintensitätsbereich implementiert ist [27].

Die Möglichkeit der präzisen Einstellung aller wichtigen Parameter der HIT-Ionenstrahlen im Bereich niedriger Intensitäten besitzt darüberhinausgehende weitere Anwendungsfelder:

- Fluoreszenz-Atomspurdetektoren (fluorescent nuclear track detectors - FNTDS), die in der passiven Dosimetrie eingesetzt werden [28]
- Fragmentation Detektion, Wirkungsquerschnitt [29]
- Prompt-Gamma-Spektroskopie [30]

Für diese kann der entwickelte Monitor dann auch als Vergleichs-, oder sogar als Referenz-detektor für diese und andere Detektoren im Niedrigfluenzbereich dienen.

## 1.2 Physik der Ionenstrahl-Therapie

In diesem Abschnitt seien nur die für diese Arbeit relevantesten physikalischen Prinzipien erwähnt. Für Weiterführendes bezüglich der allgemeinen Physik von Ionenstrahlen in der Therapie sei an ausführliche Sachbücher und Artikel verwiesen: Interaktionen in Teilchendetektoren [31–33]; Interaktionen und Physik der Ionenstrahltherapie [34–37].

### 1.2.1 Ionenwechselwirkung mit Materie inkl. WET, Bragg-Peak

Die Wechselwirkungen von Ionen mit Materie beziehen sich im Sinne der Ionenstrahlen-Therapie hauptsächlich auf schwere Teilchen mit relativistischen Geschwindigkeiten. Die am HIT zur Verfügung gestellten Energien liegen ungefähr im Bereich von 30 – 75 % der Lichtgeschwindigkeit. Schwere Teilchen bezeichnet Teilchen deutlich schwerer als Elektronen, worunter die am HIT verwendeten Ionen fallen. Die Materie, mit der diesen Ionen wechselwirken, kann als Absorber bezeichnet werden, da diese bei Wechselwirkung Energie von den Ionen aufnimmt. Das geschieht vorrangig bei eben jenen moderat relativistischen Ionen, indem die im Absorber gebundene Elektronen angeregt oder Atome ionisiert werden.

Die vorhandenen Absorber im Strahlverlauf sind Detektoren, das Strahlaustrittsfenster, die Luftstrecke und bei klinischen Bestrahlungen auch menschliches Gewebe. Der durchschnittliche Energieübertrag von Teilchen an die Materie wird als „Stopping Power“ bezeichnet. Je nach Betrachtung wird alternativ der Begriff des „Linear Energy Transfer“ genutzt, der die Energieaufnahme des Absorbers beschreibt, wodurch nicht unbedingt die gleiche Energiemenge beschrieben wird. Die gebräuchlichste Näherung der durchschnittlichen Energieabgabe eines schweren Teilchens pro Pfadlänge im Absorber ist die vereinfachte Bethe-Bloch-Formel. Eine Herleitung ist in [38] zu finden. Die hier verwendete Schreibweise der Formel wurde entnommen aus [31].

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2 m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 \right] \quad (1.1)$$

Dabei gilt:

- $\frac{dE}{dx}$  - der Energieverlust pro Weglänge
- $z$  - die Ladung des einfallenden Teilchens
- $Z, A$  - die Kernladungszahl, bzw. die Massezahl, des Absorbers
- $m_e$  - die Elektronenmasse
- $r_e$  - der Elektronenradius
- $N_A$  - die Avogadro Zahl ( $= 6.022 * 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ )
- $I$  - die Ionisationskonstante bzw. das Anregungspotential des Absorbers
- $\beta$  - die relativistische Geschwindigkeit des Teilchens ( $= v/c$ )
- $\gamma$  - der Lorentzfaktor ( $= 1/\sqrt{1 - (v/c)^2} \geq 1$ )

Es existieren zusätzliche Korrekturterme zur Bethe-Bloch-Formel [31], die die  $dE/dx$ -Kurven exakter beschreiben. Für diese Arbeit und das Verständnis reicht die verkürzte Form allerdings aus. Aus ihr lässt sich zunächst ableiten, dass die Energieübertragung vom Material des Absorbers abhängt ( $Z, A$ ). Insbesondere eine hohe Elektronendichte im Absorber hat eine stärkere Bremswirkung. Die unterschiedliche Stopping Power ist auch die Ursache für den Kontrast in der Ionenradiografie erzeugt.

Von Bedeutung ist auch die Geschwindigkeitsabhängigkeit ( $\beta, \gamma$ ). Aus ihr folgt, dass bei Geschwindigkeiten unterhalb relevanter Anteile der Lichtgeschwindigkeit die Energieabgabe bei immer niedrigeren Geschwindigkeiten erst auf ein Minimum sinkt und dann stark ansteigt. Kurz vor Stillstand erreicht die Energieabgabe pro Strecke ( $dE/dx$ ) von Ionen ihr Maximum. Wird die deponierte Energiedosis über die Eindringtiefe im Medium aufgetragen, stellt sich ein Peak dar: der Bragg-Peak (wie in Abbildung 1.2.1 dargestellt). Die Energien, und damit die Lage der Peaks, wird systematisch erhöht oder verringert und die Gewichte der einzelnen Bragg-Peaks im Rahmen der Bestrahlungsplanung so optimiert, dass sich aus dem Überlapp z.B. ein Plateau ausbildet, in dem die Wirkung der Ionen auf das Gewebe maximiert ist. Für die Ionenstrahltherapie ist der Bragg-Peak deshalb die entscheidende Eigenschaft. Durch ihn kann die Energie der Strahlung gezielt in das Tumorgewebe eingebracht werden, wo sie die Tumorzellen zerstört oder soweit schädigt, dass diese sich nicht weiter vermehren. Das geschieht hier bei gleichzeitig minimaler Strahlenbelastung im umliegenden gesunden Gewebe. Dies ist der große Vorteil gegenüber der konventionellen Strahlentherapie mit Photonen, da diese statistisch betrachtet ihre Energie im Gewebe, bezogen auf die Eindringtiefe, anfangs vermehrt und dann flach fallend abgeben, wodurch umliegendes gesundes Gewebe stärker belastet wird, vgl. [36].

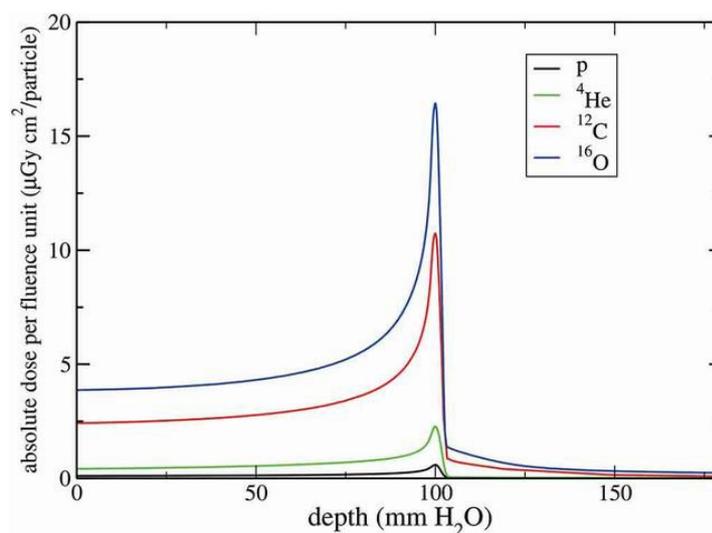


Abbildung 1.2.1: Der Bragg Peak, dargestellt in der Energieabgabe bezogen auf die Eindringtiefe für die vier am HIT verfügbaren Ionensorten. [39]

In Abbildung 1.2.1 und in der quadratischen Abhängigkeit der Energieabgabe von der Ladung des einfallenden Teilchens ( $z^2$ ) lässt sich erkennen, dass schwerere Teilchen einen

---

stärkeren Bremsvorgang erfahren, einen größeren Wirkungsquerschnitt im Gewebe besitzen und dort auch mehr Energie pro Teilchen deponieren. Die deponierte Menge an Energie wird als physikalische Dosis bezeichnet (angegeben in Gray, bzw. Joule pro Kilogramm,  $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$ ). Da schwerere Teilchen mehr Dosis pro Teilchen im Zielvolum deponieren sind weniger Teilchen nötig, wodurch das umliegende gesunde Gewebe weniger Dosis erfährt [36]. Schwerere Ionen erfahren außerdem bei Stößen im Material kleinere Winkel, streuen also weniger stark, womit eine präzisere Behandlung ermöglicht wird. Beide physikalischen Effekte zusammen beschränken die Dosis präzise auf das Zielvolumen, worin der besondere Vorteil der Schwerionen-Therapie liegt. [40]

Allerdings kann nicht festgehalten werden, dass schwere Ionen eine höhere Präzision ermöglichen und daher besser für die Therapie geeignet sind. In Abbildung 1.2.1 ist auch zu erkennen, dass die Peaks insbesondere der schweren Ionen hinter ihrem Maximum noch einen sogenannten „Tail“ besitzen. Dieser entsteht durch Fragmentierung der ursprünglichen Ionen und der getroffenen Kerne des Absorbers. Für Protonen mit niedrigerer Energie ist dieser Effekt nahezu irrelevant ( $< 0,1 \%$  bei 250 MeV Protonen [41]). Bei schwereren Ionen hingegen ist der Effekt deutlich zu sehen. Die Fragmente sind leichter, bzw. haben eine geringere Ladung, aber noch einen sehr hohen Impuls. Dadurch bewegen sie sich weiter in umliegendes Gewebe hinter dem Zielvolumen und deponieren dort unerwünscht Dosis, welche als Tail-Dosis bezeichnet wird [42]. Die Fragmente können aber auch komplett aus dem Patienten austreten. Dort können sie für ein Monitoring des Tumors während der Behandlung genutzt werden. Aus der Sekundärteilchenposition kann die Spur zurückverfolgt werden, womit eine nicht-invasive Methode zur Verfolgung der lateralen Position des Ionenstrahls im Patienten entsteht. [43]

Helium-Ionen besitzen die geringste Fragmentierung unter den leichten Ionen bei gleichzeitig geringerer lateraler Streuung gegenüber den Protonen, weshalb sie vielversprechende neue Bestrahlungskandidaten sind. Die räumliche Auflösung ist in der Radiographie bei Helium-Ionen besser als bei Protonen, bei minimalen Nachteilen in der Dosis in gesundem Gewebe durch Fragmentierung, weshalb sich auch das Projekt der Ionenstrahlradiographie dieser Arbeit für Helium entschieden hat [4, 44]. Untersuchungen und Experimente mit Helium hinsichtlich der Ionenradiographie wurden schon umgesetzt [45].

Eine für die Therapie wichtige Größe ist die Dicke in Wasseräquivalenten (Water Equivalent Thickness, WET) des Absorbers. In Abbildung 1.2.1 ist das die Größe auf der x-Achse. Dass Wasser als Vergleichswert gesetzt wurde, ergibt sich aus der Ähnlichkeit von Gewebe zu Wasser, insbesondere im Sinne der Dichte, der Stopping Power und der Streuung. Das Grundmaterial der Szintillationsfasern, Polystyrol, ist der Absorption von Wasser ebenfalls ähnlich (Dichte von Wasser bei  $1 \text{ g/cm}^3$  und Polystyrol bei  $1.06 \text{ g/cm}^3$  [46]. 1 mm Dicke Fasern (vgl. Abbildung 3.1.1), also 1 mm WET des Detektors, steht in Relation zu 300 mm WET Eindringtiefe bei der maximalen Energie der jeweiligen Ionenart. Die zusätzliche Absorption lässt sich rausrechnen und kompensieren. Problematisch ist aber die Aufstreuung des Strahls durch das Material in Verbindung mit der relativ langen Strecke zum Isozentrum,

insbesondere bei den niederenergetischen Protonen, die durch ihre kleine Masse und damit stärkere Streuung nochmals deutlich vergrößerte Strahlflecken bekommen. Folglich wäre jede mögliche Verringerung des Detektormaterials von Vorteil.

## 1.2.2 Photonenwechselwirkung mit Materie

Da die in dieser Arbeit genutzte Detektionsmethode auf Lichterzeugung und -messung beruht, sind auch die verschiedenen Interaktionsprinzipien von Photonen mit Materie relevant. Für einzelne Atome sind dies die Rayleigh Streuung, der photoelektrische Effekt, die Compton Streuung und die Paarproduktion.

In Abbildung 1.2.2 sind drei der Effekte in etwa den Energiebereichen zugeordnet in denen sie (hier bezogen auf Kohlenstoff) stattfinden. Kurz zusammengefasst gilt folgendes (nach [37]):

Bei der Rayleigh Streuung streuen Photonen an gebunden Elektronen, wobei kürzere Wellenlängen stärker gestreut werden. Dabei wird weder das Ion ionisiert, noch verliert das Photon stark an Energie. Die Rayleigh Streuung ist der dominante Effekt im Verlust der die Szintillationsfasern entlanglaufenden Photonen.

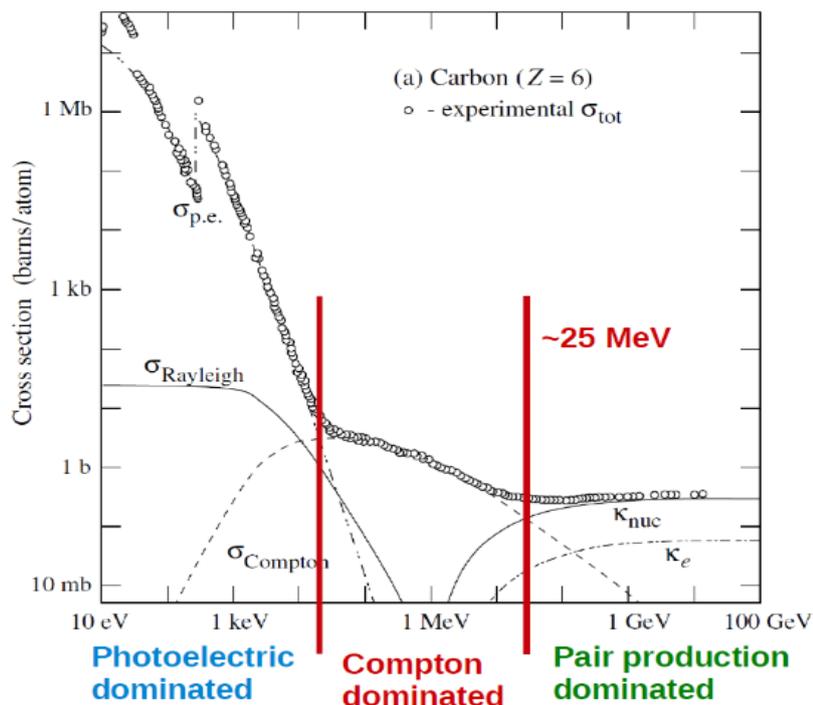


Abbildung 1.2.2 : Gesamtquerschnitte (Kreise) und Teilquerschnitte (Linien) von Photonen in Kohlenstoff. Die Teilquerschnitte entsprechen den folgenden Prozessen: photoelektrischer Effekt ( $\sigma_{\text{p.e.}}$ ), Kohärente Streuung ( $\sigma_{\text{Rayleigh}}$ ), Compton Streuung ( $\sigma_{\text{Compton}}$ ) und Paarproduktion ( $\sigma_{\text{nucleus}} + \sigma_{\text{electrons}} + \sigma_{\text{giant dipole resonance}}$ ). [37]

---

Beim photoelektrischen Effekt gibt das Photon seine Energie an ein gebundenes Elektron ab. Dabei kann ein Atom ionisiert werden, indem ein Elektron aus dem Atomverband freigesetzt wird, was bei photoelektrischen Detektoren relevant ist. Alternativ bildet sich ein Elektron-Loch-Paar, wodurch die Leitfähigkeit erhöht wird, was wiederum in der Photovoltaik ausgenutzt wird.

Bei der Compton Streuung gibt das Photon nur einen Teil seiner Energie an das Atom ab auf das es trifft, wird dabei von seiner Bahn abgelenkt und bewegt sich anschließend unter einem anderen Winkel weiter. Dieser Effekt ist bei den Energien der Photonen in Szintillationsfasern kaum relevant.

Bei der Paarproduktion wird im Feld eines Atomkerns ein Elektron-Positron-Paar erzeugt. Dabei wird mindestens eine Energie von 1.022 MeV benötigt, der Rekombinationsenergie von Elektron und Positron. Auch dieser Effekt ist irrelevant im Kontext der Szintillationsfasern.

Neben den Photon-Atom-Wechselwirkungen können Photonen auch Moleküle anregen. Hierbei gibt es entweder ebenfalls die Anregung von einzelnen Elektronen, oder es folgen Schwingungs- und Rotationsanregungen im Molekül. Beim Relaxieren, also der Rückkehr in den Grundzustand, kann die freiwerdende Energie in Form von Schwingungsübergängen intern und in Form von Abgabe weniger energiereichen, langwelligeren, Photonen extern abgegeben werden. Dies fällt je nach Art des Übergangs unter die Fluoreszenz (schnell, meist kürzer als  $10^{-6}$  Sekunden) oder die Phosphoreszenz (langsam, mindestens  $10^{-3}$  Sekunden) [47]. Die Phosphoreszenz ist typischerweise ein Drehimpuls-verbotener Übergang und deshalb langsam. In Szintillatoren kann dieser Übergang ebenfalls auftauchen und führt zu einer Verlängerung der Lichterzeugungsverteilung über die Zeit.

Ein für die Szintillationsfasern wichtiger Effekt ist der Stokes-Shift. Er beschreibt, wenn ein Photon einer bestimmten Wellenlänge absorbiert wird, und kurz darauf ein langwelligeres Photon emittiert wird (Fluoreszenz, typischerweise unter  $1 \mu\text{s}$ ). Hiermit kommt es zu einer Wellenlängenverschiebung. Die chemischen Komponenten werden so justiert, dass die Verschiebung die gewünschte Wellenlänge erzeugt. Manchmal sind dafür mehrere schrittweise Verschiebungen notwendig. Die gewünschte Wellenlänge ist eine, die nicht oder wenig vom Szintillator absorbiert wird, und damit eine große freie Weglänge hat. Die Sensitivität des Photodetektor wird daran ausgerichtet. Ausführlicher wird der Stokes-Shift in den hier verwendeten Fasern in Abschnitt 2.2.1 erklärt.

### 1.3 Physik des HIT-Beschleunigers

Eine generelle Übersicht über Beschleuniger-Physik, Beschleunigerarten, Konzept und Anwendungen findet sich u.a. in [48–51]. Hier soll eingeschränkt auf die am HIT relevante Beschleuniger-Physik eingegangen werden. Das sind spezifische Ionenquellen, eine Linac-Synchrotron Kombination (Linac - linear accelerator) und die Elemente, die das Raser-Scan Verfahren ermöglichen. [52]

### 1.3.1 Aufbau

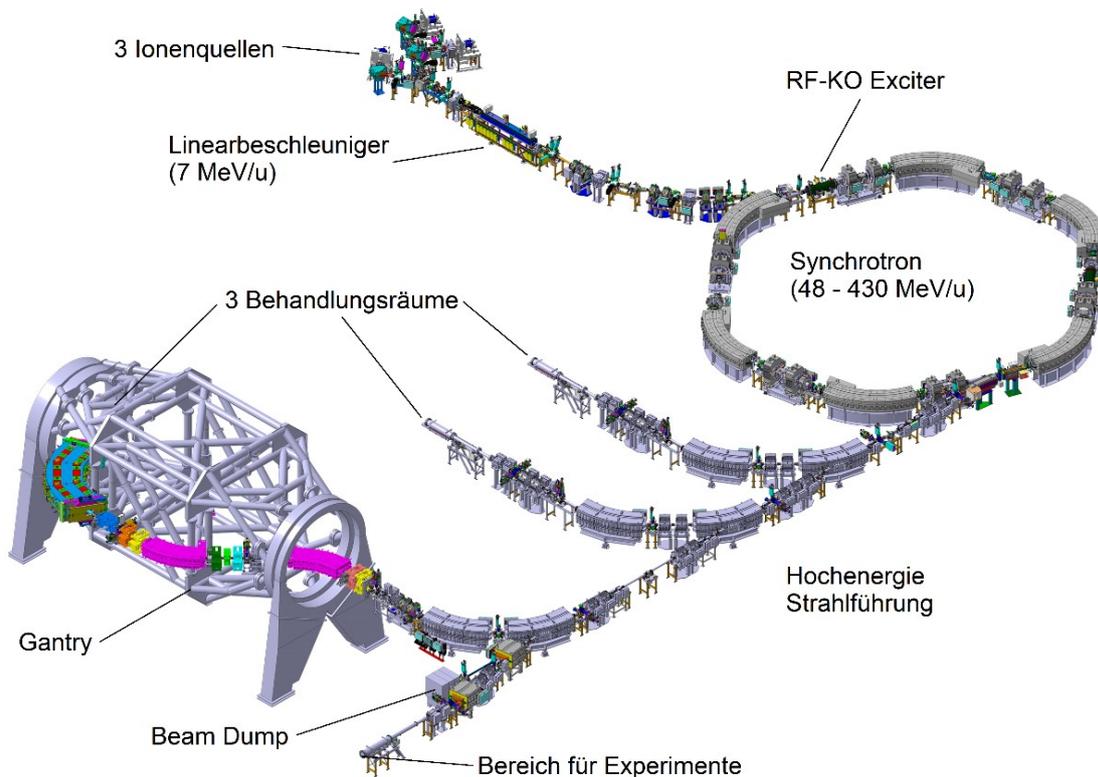


Abbildung 1.3.1: Der HIT Beschleuniger, bestehend aus Ionenquellen, Linearbeschleuniger, Synchrotron, Hochenergie-Strahltransport und drei Bestrahlungsräumen, zwei horizontalen und einem mit der Gantry, und einem Raum für Bestrahlungen zu Forschungszwecken. Nach [53, 54].

#### ***Ionenquellen***

Am HIT werden drei Elektron-Zyklotron-Resonanz Quellen eingesetzt. In diesen wird ein Gas des gewünschten Ions (Wasserstoff, Helium, Kohlenstoffdioxid) mit niedrigem Druck in einem Magnetfeld mit Mikrowellen bestrahlt. Diese haben die gleiche Frequenz wie die Kreisfrequenz der Elektronen im angelegten Magnetfeld. Die freien energiereichen Elektronen stoßen mit den Gasteilchen und ionisieren diese, teilweise mehrfach. Per Lochelektrode werden die jetzt positiv geladenen Ionen in Richtung der Strahlführung beschleunigt. Die Extraktionsenergie liegt bei 8 keV/u [55]. Der extrahierte kontinuierliche Ionenstrahl wird durch ein vertikales Magnetfeld um  $90^\circ$  in die Strahlführung des Linac hinein gelenkt. Da sich nur ein bestimmtes Masse-zu-Ladungsverhältnis bei dieser Geschwindigkeit um genau diesen Winkel ablenken lässt, wirkt der Magnet wie ein Massenspektrometer und bringt nur die gewünschten Ionen in die Strahlführung. Leichte Veränderungen am Magnetfeld dieses Umlenkens werden später genutzt, um die Strahlintensität unter die Standardeinstellungen zu verringern, indem hierdurch ein Teil der extrahierten Ionen in die Wand des Strahlrohrs gelenkt werden. Durch die Quadrupol-Triplets, in denen der Strahl aufgefächert und wieder zusammengeführt wird, und mit der Eintrittsblende zum Radiofrequenz-Quadrupol (RFQ) wird die Intensität des Strahls vor dem Synchrotron eingestellt, um unnötige Aktivierungen zu vermeiden.

---

### ***RFQ & Linac & Injektor***

Der so vorbereitete Ionenstrahl wird im RFQ transversal fokussiert, beschleunigt und zu Paketen geformt, die man als Bunche bezeichnet. Weiterführendes hierzu ist in [56] zu finden. Nur in gebunchter Form können die Ionen im anschließenden Driftröhren-Linearbeschleuniger (ein Driftröhrenbeschleuniger vom IH-Typ, H210-Mode [57]) durch ein oszillierendes elektrisches Feld beschleunigt werden. Dazu besitzt dieser Linac-Typ Driftröhren zunehmender Länge so angepasst, dass die Ionen innerhalb derer vom angelegten Feld abgeschirmt driften, und zwischen denen diese durch das angelegte Hochfrequenzfeld immer weiter beschleunigt werden. Am Ende des Linearbeschleunigers erreichen die Ionen 7 MeV/u [58] und werden damit in das Synchrotron injiziert.

### ***Synchrotron und Extraktion***

Das Herzstück des HIT Therapiebeschleunigers ist das Synchrotron. Sechs Dipolmagnete lenken die Ionen um jeweils  $60^\circ$  ab und erzeugen so eine pseudo-Kreisbahn. In den Abschnitten zwischen diesen Magneten steuern den Strahl die Steerer-Magnete in der Position, die Quadrupole in der Fokussierung (geometrische Orbitkorrektur) und die Sextupole im impulsabhängigen Orbit. In jedem Abschnitt sind außerdem Strahldiagnoseelemente verbaut. Dazu kommen das Injektions- und das Extraktionsseptum, der Radio-Frequenz-Knock-Out-Exciter (RF-KO-Exciter, kurz KO-Exciter) und die Beschleunigungskavität.

Ähnlich zum Linearbeschleuniger bedingt die angelegte Hochfrequenz an der Beschleunigerkavität die Ausbildung von Bunchen. In diesem Fall sind das zwei auf der pseudo-Kreisbahn gegenüber umlaufende Bunche. In dieser Form werden die Ionen dann auf 48 – 430 MeV/u beschleunigt, was bis zu drei Viertel der Lichtgeschwindigkeit entspricht. Bei der Beschleunigung werden mit der Beschleunigungs-Frequenz auch die Felder der Magnete zur Strahlführung hochgefahren, um die Teilchen auf der gewünschten Bahn mit konstantem Radius zu halten.

Die Teilchen werden über mehrere Sekunden hinweg aus den umlaufenden Bunchen extrahiert und Richtung Patient geschickt. Dieser als Spill bezeichnete Strahl ist in der Therapie typischerweise 5 Sekunden lang. Bei der langsamen Extraktion werden die im Synchrotron umlaufenden Ionen durch den KO-Exciter horizontal in ihrer Schwingung angeregt werden, so weit, dass sie am Extraktionsseptum aus der Synchrotron-Umlaufbahn heraus gelenkt werden. Betrachtet man die Gesamtheit der umlaufenden Ionen als ein runder Strahl, so kann sich dieser als durch den KO-Exciter im Durchmesser anwachsend vorgestellt werden („beam blow-up“). Die Stärke der Aufweitung bedingt die Anzahl der Teilchen, die pro Umlauf am Septum abgeschnitten wird und bestimmt auch die extrahierte Strahl-Intensität. Ausführlicher wird die langsame Extraktion in [59, 54] behandelt.

### ***Hochenergie-Strahlführung & Nozzle & Gantry***

Der Weg vom Extraktionsseptum bis zum Patienten wird Hochenergie-Strahlführung genannt. Hier wird der Strahl transportiert, fokussiert und kurz vor Austritt auf die gewünschten Rasterpunkte gelenkt. Außerdem ist hier der Spill Abbruch Magnet (SPAM), der den Bestrahlungsvorgang sehr schnell abbrechen kann. Das Magnetfeld in rund 250  $\mu$ s auf null fahren und den Teilchenstrahl schnell unterbrechen zu können ist zum Patientenschutz

gedacht. Im Synchrotron verbleibende Ionen werden in einem wassergekühlten Kupferblock (Scraper) vernichtet.

Die Strahlführung endet in der Nozzle. Sie ist in allen drei Behandlungsräumen und dem Experimentierraum verbaut. In ihr befindet sich jeweils ein Set an Detektoren des Strahl-Monitoring-System BAMS (Beam Application and Monitoring System), mehr dazu in Abschnitt 1.3.3. Außerdem befinden sich hier die den Strahl auf die Rasterpunkte lenkende Magnete und das Austrittsfenster. Einer der drei Patientenräume wird über eine Gantry [60] angesteuert. Sie ermöglicht eine drehbare Strahlführung und damit in einigen Fällen eine präzisere Behandlung durch eine Bestrahlung aus unterschiedlichen Winkeln. [61]

Das Ziel der beschleunigten Ionen ist der Patient, der auf einem präzisen beweglichen Tisch liegt, welcher durch das Patientenpositionierungssystem gesteuert wird.

### 1.3.2 Strahlführung „Beam Delivery“

Grundlagen zur Strahldynamik und -optik und eine Beschreibung der hierfür notwendigen Bauteile finden sich unter anderem in [48].

Mit Hilfe von elektrischen und magnetischen Feldern, also der Lorentzkraft, wird der Teilchenstrahl fokussiert, defokussiert, umgelenkt oder beschleunigt. Erreichen die Teilchen die gewünschte kinetische Energie sind das meist relevante Anteile der Lichtgeschwindigkeit. Hier wird zum Fokussieren und Ablenken mit Magnetfeldern gearbeitet, da sich ihre Wirkung im Vergleich zu elektrischen Feldern mit der Teilchengeschwindigkeit erhöht, wie in der Lorentzkraft-Gleichung am Kreuzprodukt zu sehen. Deshalb stellen am Ende der Strahlführung Magnete die Ablenkung auf den zu bestrahlenden Punkt im Tumor des Patienten ein. Die zwei Magnetpaare (engl. Scanner) führen den Strahl präzise in einem (z.B. hexagonalen) Raster über das Zielvolumen. Dieser wird dazu in Energieflächen (Isoenergieschnitte) unterteilt, die nacheinander abgerastert werden. Dabei wird die Teilchenbelegung pro Spot so angepasst, dass für jede Punkt geringerer Energie die Zusatzbestrahlung durch Punkte hoher Energie berücksichtigt wird. Die Intensität des Strahls wird so gewählt, dass die Scanner genügend Zeit haben. In Summe soll das gesamte Tumolvolumen einen homogenen biologischen Effekt erhalten. Dieses Verfahren heißt Raster-Scan-Verfahren, ist in Abbildung 1.3.2 dargestellt und in [62] genauer ausgeführt. Das Abrastern dauert je Energieschicht einige Sekunden. Der Prozess der langsamen Extraktion wird per dynamischer Intensitätskontrolle gesteuert: engl. „dynamic intensity controll“ – DIC [27].

Für die Planung der Abrasterung wird mit Strahlbreiten gerechnet, die vorher auf das sogenannte Isozentrum eingestellt waren. Für eine verteilte Strahlenbelastung des vor dem Tumor liegenden gesunden Gewebes ist der Fokuspunkt im oder hinter dem Isozentrum. Das Isozentrum ist auf der Strahllinie, rund 1 m von der Nozzle entfernt, dort wo für die Therapie der Patient positioniert wird. Der Ionenstrahl wird durch die Detektoren in der Nozzle und durch das Vakuumfenster, sowie die Luft aufgestreut. Über die Distanz von einem Meter wird die initiale Aufstreuung durch die Detektoren und das Vakuumfenster vergrößert, weshalb

die leichteren Protonen nicht so klein fokussiert werden können wie die schwereren Ionen, da diese mehr aufstreu.

Die schärfere Fokussierung gilt nicht nur transversal, sondern auch longitudinal. Deshalb wird bei Kohlenstoff und schwereren Ionen ein Ripple-Filter in den Strahl eingeführt. Dieser Filter verschmiert die Eindringtiefe, damit die Isoenergieschnitte überlappen und kein unbestrahltes Gewebe zwischen zwei Energieschichten übrigbleibt.

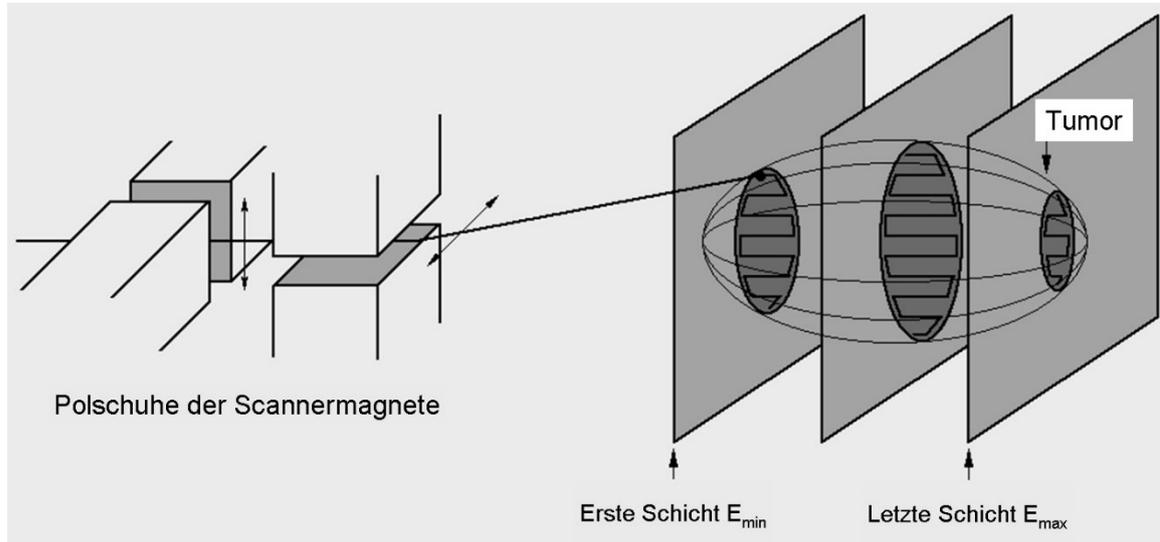


Abbildung 1.3.2: Das Rasterscan-System [62].

### 1.3.3 Strahl-Monitoring

Das Strahl-Monitoring-System ist dafür zuständig, den Strahl in seiner Position, Breite und Intensität in Echtzeit zu überwachen. Am HIT heißt das Überwachungssystem Beam Application and Monitoring System (BAMS) [63], hergestellt von Siemens Healthcare. Dargestellt ist es schematisch in Abbildung 1.3.3. Es besteht aus zwei Vieldrahtkammern (Multiwire chamber, MW) für die Position und Breite und drei Ionisationskammern (Ionization Chamber, IC) für die Intensität. Die Funktionsprinzipien der einzelnen Detektoren werden in Kapitel 1.4 genauer ausgeführt.

Das Therapiekontrollsystem (therapy control system – TCS, von Siemens Healthcare) [64] wird von den BAMS-Kammern mit aktuellen Messungen zur Position, Breite und Intensität des Strahls versorgt. Das gilt für jeden Behandlungsraum und den Qualitätsanalyse-Raum unabhängig. Dieses System gibt die Messwerte auch an das DIC weiter, welcher dadurch die Intensität regeln kann, sodass die Strahlintensität durch Echtzeitanpassungen konstant auf der gewünschten Intensität bleibt. Die Werte werden im EtherCAT System im 50  $\mu\text{s}$ , bzw. 20 kHz, Takt geupdatet, während die Dosiswerte im FastLink an die Therapiekontroll-Einheit (therapy control unit – TCU) im Bereich von 1 MHz gesendet werden. Dabei sind die IC-Messdaten auf die Extraktion rückgekoppelt, was für die niedrigen Intensitäten analog gewünscht ist.

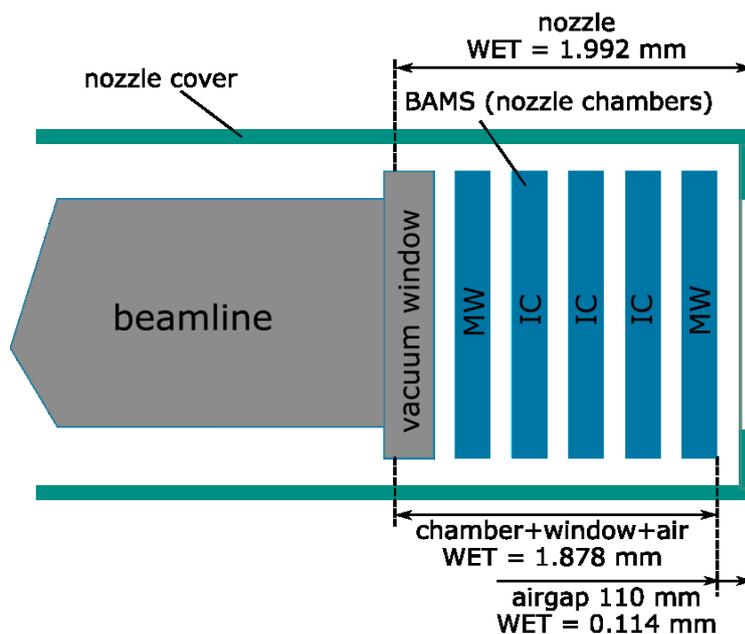


Abbildung 1.3.3: Beam Application and Monitoring System (BAMS) aus zwei Vieldrahtkammern (MWs) und drei Ionisationskammern (ICs).

### 1.3.4 Strahleigenschaften

In Tabelle 1.3-1 sind die am HIT therapeutisch nutzbaren Ionensorten mit ihrem jeweiligen Energie- und Intensitätsbereichen aufgelistet. Für Protonen und Helium existieren Einstellungen für höhere Energien, welche für die Ionenradiographie notwendig sind, damit die Ionen den Patienten vollständig passieren können. Kohlenstoff und Sauerstoff können dabei nicht weiter erhöht werden, da die Anlage auf Kohlenstoff als Referenz ausgelegt wurde. Die technische Limitierung ist gegeben durch die maximale magnetische Steifigkeit von 6,7 Tm. Für Helium und Protonen limitiert weniger die Technik als vielmehr der Strahlenschutz.

Tabelle 1.3-1: Am HIT genutzte und verfügbare Energien und Intensitäten, nach [65]

Ion	therapeutische Energie (MeV/u)	Maximal mögliche Energie (MeV/u)	Therapeutische Intensitäten (Ionen/s)
Protonen	48.12 – 221.06	480	$8 \cdot 10^7$ – $3.2 \cdot 10^9$
$^4\text{Helium}^{2+}$	50.57 – 220.51	430	$2 \cdot 10^7$ – $8 \cdot 10^8$
$^{12}\text{Kohlenstoff}^{6+}$	88.83 – 430.10	430.10	$2 \cdot 10^6$ – $8 \cdot 10^7$
$^{16}\text{Sauerstoff}^{8+}$	103.77 – 430.32	430.32	$1 \cdot 10^6$ – $4 \cdot 10^7$

Die Breite des Strahls in Tabelle 1.3-1 liegt im Bereich 3 – 33 mm Halbwertsbreite (full width half maximum, FWHM). Für die Energiebibliothek gibt es zwei Reichweitenschrittabstände: für niedrige Energien (meist proximal) 1,0 mm und höhere (meist distal) 1,5 mm [52]. Dabei ergeben die therapeutischen Energien Eindringtiefen von 20 – 300 mm.

Ein Beispiel für einen bei ausgeschalteter Intensitätskontrolle (DIC) aus dem Synchrotron extrahierten Spill ist in Abbildung 1.3.4 dargestellt. Dabei sind die tatsächlich genutzten Spills durch das DIC und weitere Optimierungsmechanismen, vgl. [66], deutlich rechteckiger und weniger verrauscht, wie in Abbildung 1.3.5 gezeigt. Bei dem noch nicht durch den DIC nachgeregelten Spill lassen sich dafür deutlich zwei Strahleigenschaften erkennen: Die gewünschte Intensität steigt zu Beginn linear und nicht instantan an, was an einer linearen Rampe des KO-Exciters, und damit einem linearen beam-blow-up, liegt. Und zweitens ist das Ende des Spills im Verhältnis scharf, da der der Spill-Abbruch-Magnet (SPAM) sehr schnell agiert ( $< 250 \mu\text{s}$ ). Mit dem Prototypen soll dann auch eine, wie hier präsentierte, dynamische Bildgebung für die niedrigen Intensitäten geschaffen werden.

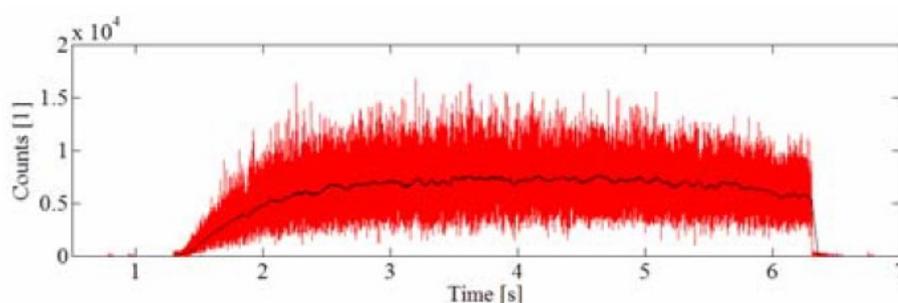


Abbildung 1.3.4: typischer Spill am HIT ohne Intensitätskontrolle. Entnommen aus [67].

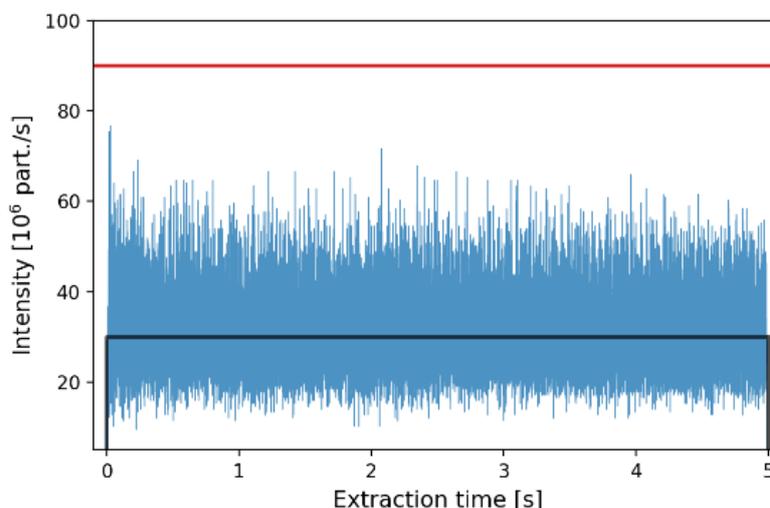


Abbildung 1.3.5: Verbesserter Spill am HIT. Entnommen aus [66].

Mit ionenoptischen Elementen (u.a. Quadrupolen) wird versucht im Isozentrum, dem Zielort, einen Strahlfleck mit einem Gaußprofil definierter Breite herzustellen. Durch die statistische Aufstreuung an unvermeidbarer Materie (z.B. Nozzle) trägt diese ebenfalls zur Erzeugung der Gaußform bei, was vor allem bei Protonen deutlich ist. Idealerweise ist der Strahl im Isozentrum symmetrisch rund. Dafür ist ein in horizontaler und vertikaler Richtung gleich breiter Strahl ein Hinweis, aber kein hinreichendes Kriterium, weshalb bei der Qualitätskontrolle Strahlfleckaufnahmen nötig sind.

Eine für diese Arbeit nützliche Schreibweise einer Gauß-Verteilung ist die Folgende [68]:

$$y = y_0 + \frac{A}{\omega \sqrt{\pi/2}} e^{-2\frac{(x-x_c)^2}{\omega^2}} \quad (1.2)$$

Dabei gilt:

- $y_0$  - Offset, hier Grundrauschen (engl. Noise)
- $A$  - die Fläche, bzw. das Integral der Gauß-Form (linear zur Intensität)
- $\omega$  - Breite:  $\text{FWHM}/\sqrt{\ln(4)}$
- $x_c$  - Position (Center)

Die Strahlposition ergibt sich aus dem Fitwert von  $x_c$  und die Strahlbreite aus der Halbwertsbreite  $\text{FWHM} = \omega \sqrt{2 \ln(2)}$ , und damit dem Fitwert von  $\omega$ . Die Fläche  $A$  entspricht der Intensität.

Als Feedback reichen die Information der Position und der Breite als FWHM Wert aus. Ausschließlich diese Werte im System anstatt aller Messpunkte zu verschicken verringert die notwendige Datenmenge und deren Verarbeitungsdauer auf ein Minimum. Dieser Werte werden im BAMS-System bestimmt über das erste Moment als Mittelwert (Erwartungswert) und das zweite Moment als quadratisches Mittel (root mean square, RMS)). Eingestellt werden kann nur oberhalb einer seitens Siemens eingestellten Schwellwerts. Der FPGA des Projekts [23] führt an den Messwerten des Strahlflecks sowohl RMS als auch eine lineare Regression eines Gaußschen Peaks durch, womit dieser viel schneller ist, als bei ein klassischer Fit mit der Gauß-Verteilung.

An den äußeren Rändern des Strahlprofils, insbesondere bei hohen Energien und bei weiten Foki schwerer Ionen, weicht der Strahl von der Gaußschen Idealform ab, was bei der RMS zu Verzerrungen führt. Die in diesen Fällen verstärkte Breite an der Basis des Strahlprofils stammt von Coulomb-, Streu- und Sekundärteilcheneffekten. Bei hohen Energien und weiten Foki reichen die Fokussierelemente nach der Extraktion des Strahls aus dem Synchrotron nicht aus, um die Gauß-Form wiederherzustellen. Eine bessere Näherung kann durch einen doppelten oder mehrfach-Gauß-Fit erreicht werden [69]. Alternativ kann diesen Effekten durch Gewichtung und Einschränkung der Messpunkte so entgegengewirkt werden, dass ein einzelnes Gaußprofil immer noch eine ausreichend genaue Beschreibung ist, um damit die Therapie zu planen.

## 1.4 Ionenstrahldetektoren am HIT

Für die zugrundeliegenden Funktionen der Teilchen-Detektion und eine ausführlichere Behandlung der meisten Detektorarten sei auf die Bücher [31, 33, 32, 70] verwiesen. Die vorliegende Arbeit konzentriert sich spezifisch nur auf die in dieser Arbeit relevante Detektionskonzepte und Detektortypen.

---

### 1.4.1 Gas-ionisationsbasierte Detektoren

Das zu detektierende Teilchen passiert das im Detektor eingeschlossene Gasvolumen. Dort ionisiert es ein spezifisches Gas (z.B. Argon-Kohlendioxid oder Helium) und freie Ladungsträger werden erzeugt. Dabei bewegen sich durch die angelegte Spannung die negativen zur Anode und die positiven zur Kathode, wodurch ein elektrischer Puls gemessen werden kann. Die langsameren Ionen (positive Ladungsträger) definieren die Driftzeit ( $\sim 100 \mu\text{s}$ ) und damit, bezogen auf das HIT, die Sockelzeit pro Bestahlungspunkt. Dieser Faktor macht die Gas-basierten Detektoren systematisch langsamer als Photonen-basierte.

Das am HIT in dem BAMSen verwendete Strahlmonitoring-System besteht aus einer Kombination aus zwei verschiedenen Gas-Detektoren. Den Vieldrahtkammern (Multi-Wire-Chamber – MW), die für die Strahlpositions- und Strahlbreitenbestimmung eingesetzt werden, und den Ionisationskammern (Ionization-Chamber – IC), die die Strahlintensität überwachen.

#### ***Ionisationskammern (ICs)***

Eine Ionisationskammer ist ein mit Gas gefüllter Plattenkondensator. Passiert ein energiereiches Teilchen das Gas und löst freie Ladungsträger aus, werden diese je nach Ladung zu den unter Spannung stehenden Platten gesaugt und entladen damit den Kondensator teilweise. Die Veränderung der Spannung wird zwischen Vorder- und Rückwand wird gemessen. Die Entladung ist dabei abhängig von der abgegebenen Energie des zu detektierenden Teilchens. Dadurch können ICs die an sie abgegebene Dosis bestimmen. Aufgrund der Bauart bieten Ionisationskammern im klassischen Aufbau keine Ortsauflösung. [31]

Am HIT besitzen die ICs zwei Kammern hintereinander, und damit drei Platten, wobei die mittlere die Anode darstellt und die äußeren beiden die Kathoden. Durch die Verdopplung sind diese Kammern sensitiver und können auch noch Dosen von  $10^5$  pps messen.

Neben den IC Kammern für die Dosismessung wird am HIT noch eine für Strahlqualitätsanalysen spezialisierte Art der IC unter dem Namen Octavius [71] eingesetzt. Das ist ein IC-Kammer-Array, das sich aus vielen kleinen ICs zusammensetzt, wodurch eine Ortsauflösung doch wieder ermöglicht wird. Dafür sind die kleinen ICs wie „Pixel“ als Array angeordnet, mit Dimensionen von 2 mm x 2.5 mm x 2.5 mm (Höhe x Breite x Tiefe). Die Voxel sind in der Mitte enger angeordnet als am Rand. Damit eignet sich dieser Detektor zwar nicht für das Ionenstrahl-Scanning, ist aber gut geeignet für die Qualitätssicherung (QA), die wiederum für die Therapie unerlässlich ist.

#### ***Violdrahtkammern (Multi-Wire Chambers, MWs)***

Eine MW ähnelt einer IC, nur dass zwischen die beiden Platten noch ein Drahtgitter aus parallelen Drähten einmal in horizontaler und einmal in vertikaler Richtung eingebaut wird. Hier kann die Spannung zwischen den Drähten und den Platten oder direkt zwischen benachbarten Drähten angelegt werden. Am HIT werden MWs mit einer Spannung betrieben, die unterhalb derer für einen Gasverstärkungs- bzw. Proportionalitätseffekt liegt. Es wird folglich nur die tatsächlich erzeugte Ladung eingesammelt und gemessen. Die Spannung wird bei den am HIT verbauten MWs zwischen den parallel angeordneten Drähten angelegt, sodass es abwechselnd Hochspannungs- und Signal-Drähte gibt.

Eine MWPC (die Vieldraht-Proportionalitätskammer) ist eine oft genutzte Variante der MW bei der eine höhere Spannung an die Drähte angelegt wird. Hier wird die Spannung meist zwischen den Drähten und den das Gasvolumen einschließenden Kathoden-Platten angelegt. Die angelegte Spannung ist dabei so hoch, dass die freien Ladungsträger so stark beschleunigt werden, dass sie eine Elektronenkaskade auslösen. In einem gewissen Spannungsbereich ist der daraus folgende Puls proportional zur Energie des gemessenen Teilchens. Die Position der signalgebenden Drähte und die Häufigkeit und Signalstärke dieser stellt eine Projektion des Teilchenstrahl-profils dar. Ein Funktionsschema ist in Abbildung 1.4.1 dargestellt.

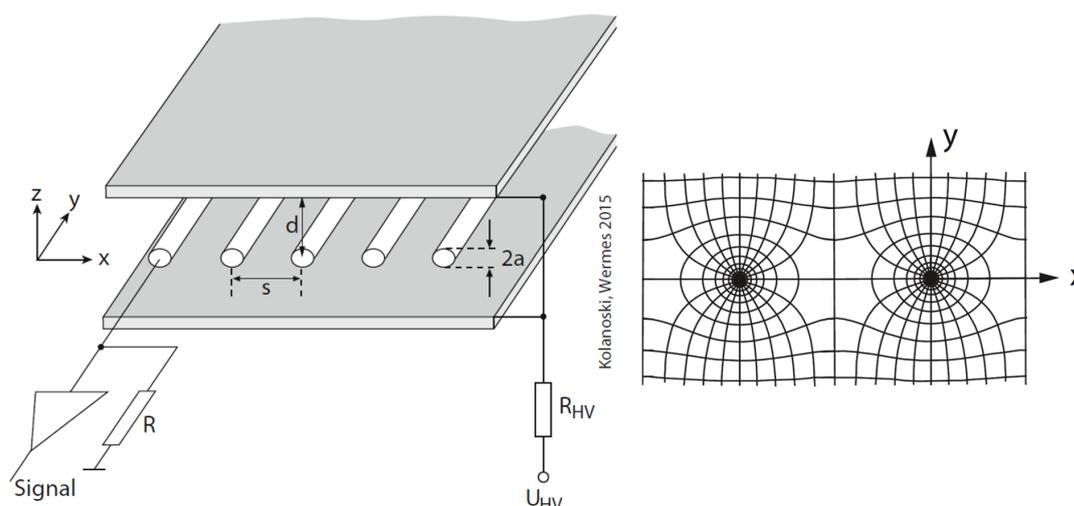


Abbildung 1.4.1: Schematische Darstellung einer MWPC inklusive des typischen Feldlinienverlaufs. Die Platten stellen die Kathoden dar, die mittig zwischen den Platten angeordneten Drähte die Anoden. Typische Größenordnungen:  $a = 0,01 \text{ mm}$ ,  $s = 2 \text{ mm}$ ,  $d = 8 \text{ mm}$ . Entnommen aus [32].

Im Proportionalitätsbereich kommt es durch die Verstärkung zu einer Totzeit, die allerdings kurz genug ist (Nanosekundenbereich) [31], dass MWPCs dennoch für hohe Teilchenraten geeignet sind. Der ständige Austausch des freien Ionen erzeugenden Materials, des Gases, macht sie insbesondere für hohe Teilchenraten langlebig und geeignet.

Auf der anderen Seite wird aber auch schon eine Grundrate an Ionisationsevents benötigt, um einen messbaren Strom zu erzeugen. Einzelteilchendetektion ist hiermit nicht möglich, wodurch MWs oder MWPCs für die Anwendung im Bereich dieser Arbeit ungeeignet sind.

Des Weiteren seien zwei Bautypen erwähnt, die bisher nicht am HIT eingesetzt, aber die neueren Varianten der Gas-basierten Detektion darstellen und in anderen Instituten medizinische Anwendung finden.

### **GEM**

Gas-Elektron-Multiplier sind eine neuere Entwicklung der Gasdetektoren, ebenso wie die Mikro-strukturierten Gas Detektoren (MicroMegs), und sind damit die potentiellen zukünftigen Konkurrenten zu der in dieser Arbeit vorgestellten Szintillationsfaser-Technologie.

Die GEMs funktionieren auf Grundlage einer Folie, die zwischen zwei Kupferplatten geklemmt ist und dieses Sandwich mit mikroskopisch kleinen Löchern versehen ist. Wird eine

Spannung an die Kupferplatten angelegt entsteht durch die geringe Distanz der Platten ein starkes Feld in diesen Löchern, wie in Abbildung 1.4.2 zu sehen. Erzeugt ein Teilchendurchgang freie Ladungsträger in diesem Gas, werden diese zu den Folienlöchern driften, um anschließend in dem dort starken elektrischen Feld eine Elektronenkaskade auslösen. Deren Signal wird durch dahinter angebrachte Leiterbahnen ortsaufgelöst ausgelesen. Für stärkere Signalverstärkung können mehrere GEMs, insbesondere deren Lochfolien, hintereinander gebaut werden. [72]

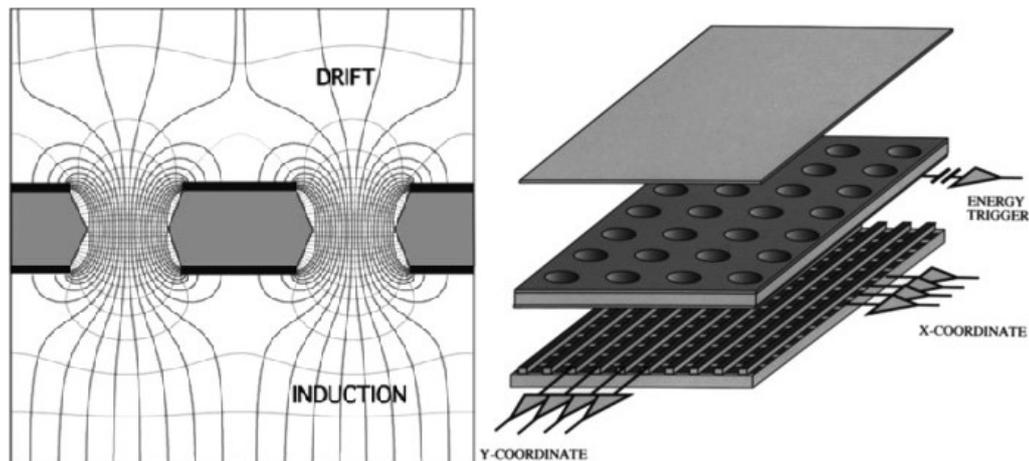


Abbildung 1.4.2: Schematische Darstellung des Funktionsprinzips von Gas-Elektron-Multipliern (GEMs). Entnommen aus [73].

### ***MicroMegas***

Micro-Mesh Gaseous Structure Detektoren basieren, wie auch die GEMs, auf der Trennung von einem Elektronendrift-Bereich und einem Verstärkerbereich. Dabei trennt hier ein mikrostrukturiertes Gitter die beiden Bereiche und ist in geringem Abstand (typisch  $\sim 100\mu\text{m}$ ) zu den Ausleseleiterbahnen angebracht [31]. Dieser Detektortyp besitzt eine hohe Ratenverträglichkeit, da kleinere Abstände kürzere Driftwege und damit höhere mögliche Messraten (bis  $1\text{ MHz/mm}^2$ ) [74] bedeuten. Er verstärkt um rund  $10^4$  und hat eine Ortsauflösung von  $< 100\mu\text{m}$  [75]. Für stärkere Signale kann ein Micro-Mesh durch einen GEM vorverstärkt werden. Allerdings reichen schon wenige Mikrocoulomb Strahlung unter nicht optimalen Bedingungen, dass die Messleistung sich verändert („aging“) [74], während eine typische Jahresleistung am HIT eher im Millicoulomb Bereich liegt.

## **1.4.2 Halbleiterbasierte Detektoren**

Unter den Halbleitern ist Silizium der mit Abstand günstigste und siliziumbasierten Pixel-detektoren können hier eingesetzt werden. Auch bei Si-Detektoren setzt ein traversierendes Ion im Detektormaterial Ladungsträger frei. Dabei setzt das Ion Elektronen aus dem Gitterverbund frei und diese können sich dann frei im Gitter bewegen bis sie auf eine Leerstelle treffen und rekombinieren. Auch hier wird eine Spannung angelegt um diese freien Ladungsträger abzusaugen und als elektrisches Signal zu messen.

Mit ihrem Aufkommen haben Halbleiter im Detektorbereich die Energie- und Ortsauflösung direkt um mehrere Größenordnungen verbessert. Außerdem sind dafür keine Gasüberwachung und Versorgungsinfrastruktur mehr nötig. [32]

Andererseits sind Halbleiter schon für Flächen in der Größenordnung von wenigen Quadratcentimetern aufwändig zu entwickeln und zu fertigen und damit mit höheren Kostenaufwendungen verbunden. Das trifft damit auch insbesondere auf die in dieser Arbeit relevanten Fläche von rund  $25 \times 25 \text{ cm}^2$  zu, wobei zusätzlich bei der Entwicklung mehrere Iterationen auf kostspieligen Wafern notwendig sind.

Ein weiterer Nachteil für die Anwendung ist, dass Halbleiterdetektoren nur bei guter Kühlung eine hohe Strahlenresistenz zeigen. Diese Eigenschaft beruht auf der Nutzung des Annealing-Effekts [32]. Aber auch mit dem Annealing-Effekt entstehen durch Strahlungsschäden auf Dauer Leckströme. Diese bedeuten eine Rauscherhöhung und folglich eine geringere Sensitivität [32]. Wie bei allen Detektoren ist auch hier durch Strahlenschäden nach einer bestimmten Zeit ein Austausch oder eine Reparatur des Detektors unumgänglich. Das ist allerdings, wie erwähnt, bei Halbleiterdetektoren mit erheblichen finanziellen Aufwendungen verbunden.

### ***TimePIX***

Der TimePIX ist ein solcher Detektor auf Halbleiter-Basis. In der Helium-Ionenradiographie wird dieser Detektortyp eingesetzt. Spezifischer ist dieser Detektor ein hybrider Pixeldetektor mit einer Matrix aus  $256 \times 256$  Pixeln von je  $55 \times 55 \mu\text{m}^2$ . Hybrid bedeutet, dass die Pixel und die Ausleseelektronik getrennt voneinander sind. Die Ausleseelektronik ist dabei für jedes Pixel separat und besteht aus einem Vorverstärker, einem Diskriminator, einem 4bit Digital-Analog-Konverter (DAC) für die SchwellwertEinstellung, einer Synchronisationslogik und einem 14-bit Zähler.

Der TimePIX kann in vier verschiedenen Modi ausgelesen werden:

- Maskenmodus: die Pixelierung, bzw. die Ortsauflösung, ist ausgeschaltet
- Zählmodus: ein Zähler für jedes Signal über dem eingestellten Schwellwert
- Time over Threshold (ToT)-Modus: der Zähler erhöht sich solange wie das Signal über dem Schwellwert ist
- Time of Arrival (ToA)-Modus: der Zähler wird erhöht vom Eintreffen des Teilchens bis zum End-Signal (Shutter).

Damit ermöglicht der TimePIX eine präzise, rauschfreie Einzelteilchenmessung, wobei nicht nur Ort und Zeit sondern auch Energie der Teilchen gemessen werden. [13]

Da dieser Detektor keine hohen Strahlendosen verträgt, es sich demnach schnell Strahlenschäden ansammeln, kann er nur bei geringen Intensitäten eingesetzt werden. Das gilt zum einen für die in Abschnitt 1.1.1 beschriebene Ionenradiographie auf Basis des TimePIX, als auch für eine Anwendung mit Sekundärteilchen in Abschnitt 1.2.1 .

---

### ***High Voltage CMOS***

CMOS (Complementary metal-oxide-semiconductor) basierte Pixeldetektoren vereinen monolithisch den Pixel direkt mit einem Teil der Ausleseelektronik auf einem Chip. Die High-Voltage (HV) Technologie führt hier zu einer schnelleren Drift der Ladungsträger als bei der konventionellen Variante, wodurch ein stärkeres Signal und damit auch eine höhere Strahlungsresistenz erzeugt werden soll. Das beruht darauf, dass die HV die Ladungsträger trotz Fehlstellen im Kristallgitter, z.B. durch Strahlungsschäden, ankommen lässt.

Eine Variante des HV-CMOS Detektors wird am Karlsruher Institut für Technologie (KIT) speziell für die Anwendung am HIT entwickelt [76, 77] und stellt damit die direkt zu dieser Arbeit konkurrierende Technologie dar. Sie kann im Prinzip alle notwendigen funktionellen Kriterien erfüllen. Die Strahlenhärte wurde mit Bestrahlung entsprechend einer Fluenz von  $10^{15}$  Neutronen/cm<sup>2</sup> getestet, was einer Jahresleistung im Strahlzentrum am HIT entspricht. Dabei verringerte sich die Teilchen-Detektionseffizienz deutlich auf rund die Hälfte, aber die grundlegende Funktionalität blieb erhalten [78]. Für eine tatsächliche Anwendung notwendig wäre allerdings zunächst ein umfänglich funktionierender Prototyp und später eine Skalierung auf die volle Fläche. Die wichtigste Herausforderung für den medizinischen Einsatz stellt dennoch weiterhin die Strahlenresistenz dar. Sie ist die Grundlage für die Verlässlichkeit und die Lebensdauer und damit verbunden auch für den Kostenfaktor durch die Austausch-Häufigkeit.

### ***Flatpanel***

Ein zur Analyse der Strahlqualität eingesetzter Detektor am HIT ist das Flatpanel. Dieses basiert auf einem einzelnen Substrat aus amorphem Silizium mit einem Dünnschichtdioden-Array. Dieser Monitor kann mobil, einfach und schnell aufgebaut und angeschlossen werden. Der Strahlfleck kann schnell, digital und mit 200 µm Pixelgröße aufgenommen werden, was für die Überprüfung der Strahleigenschaften im Isozentrum im Rahmen der medizinphysikalischen Qualitätssicherung unerlässlich ist. Allerdings ist diese Variante ungeeignet für den dauerhaften Einsatz im Primärstrahl, da die Dioden durch Strahlenschäden ihre Funktion verlieren [79]. Dafür ist das Flatpanel ideal geeignet als Strahlfleck-Vergleichsmonitor zum Prototyp dieser Arbeit, vgl. Abschnitt 4.4.2.

## **1.4.3 Szintillationsbasierte Detektoren**

Das dritte Detektionsprinzip ist das der Szintillation. Passiert ein schnelles geladenes Teilchen ein Szintillationsmaterial, so überträgt es dort Energie nach der Beschreibung von Bethe-Bloch, siehe Gleichung (1.1). Abschnitt 1.2.1 beschreibt die Prozesse nach denen die durch das geladene Teilchen angeregten Elektronen ihre Energie beim Rückfall in den Grundzustand in Form von Photonen wieder abgeben. Diese Photonen können aufgenommen, in einen elektrischen Puls umgewandelt und gegebenenfalls verstärkt werden. [80]

Abbildung 1.4.3 ordnet die am Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI) verbauten Detektorsysteme hinsichtlich der verwendeten Teilchen und ihrer Rate ein. Dort werden,

wie am HIT auch, die Teilchen per langsamer Extraktion aus dem Synchrotron entnommen. Das Schaubild zeigt, dass in diesem Fall und diesem Vergleich die Szintillation das einzig passende Prinzip für die in dieser Arbeit gewünschte Anwendung ist. [59]

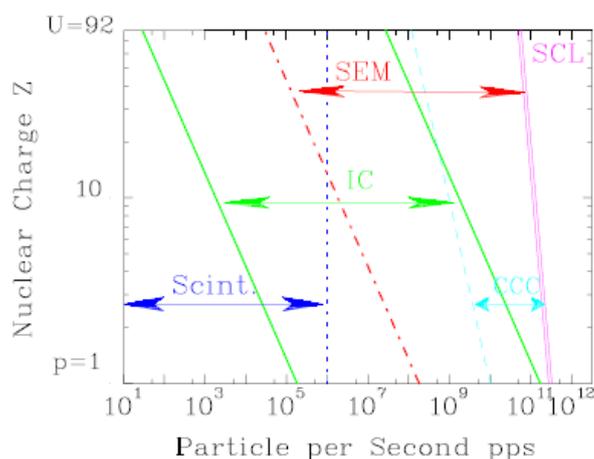


Abbildung 1.4.3: Darstellung der zu den Detektortechnologien passenden Teilchenrate, insbesondere mit Szintillatoren und Ionisationskammern (IC). Entnommen aus [59] mit den nicht weiter relevanten SEM (Sekundäremission Monitor), CCC (cryogenic current comparator) und dem SCL (space charge limit eines Synchrotron).

### Anorganische Szintillatoren

Es gibt prinzipiell zwei Arten von Szintillatoren, anorganische und organische. Zu den anorganischen zählen die kristallinen und die auf flüssigen Edelgasen beruhenden Szintillatoren. Die kristallinen werden häufiger eingesetzt, insbesondere wegen ihrer höheren Lichtausbeute. Sie sind dichter, haben dadurch eine höhere „stopping power“.

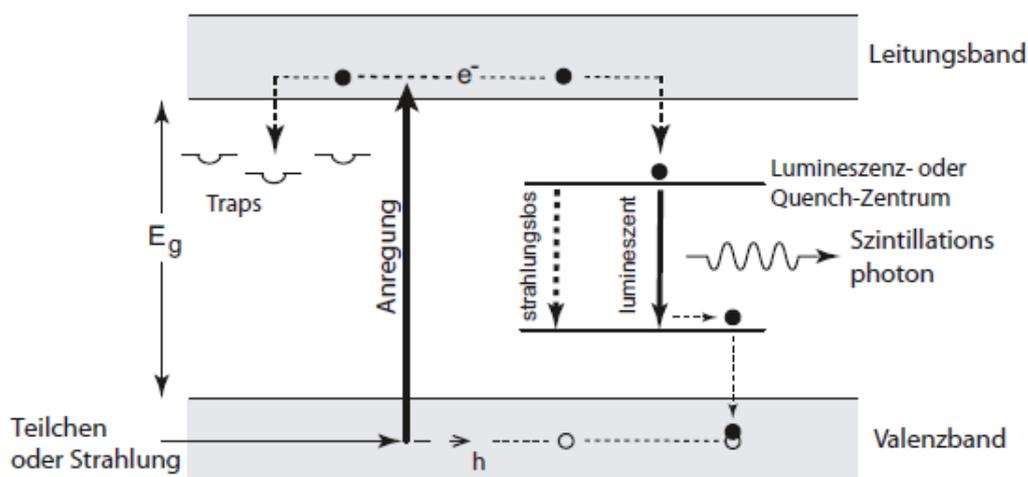


Abbildung 1.4.4: Schematische Darstellung einer Anregung von Ladungsträgern in einem Kristallgitter. Aus [32].

Anorganische Szintillatoren werden z.B. bei Positronen-Emissions-Tomographen (PET-Scanner) oder auch in Beamlines eingesetzt. Ein anorganischer Szintillator funktioniert durch

---

Anregung eines aus dem Kristallgitter freigesetzten Elektrons ins Valenz- oder Exzitonband (vgl. Abbildung 1.4.4). Eine Dotierung mit Fremdatomen kann Aktivatorzentren erzeugen und bei der Szintillation unterstützen. [32]

Anorganische Szintillatoren sind für den geplanten Detektor allerdings unpraktischer trotz der eigentlich höheren Strahlenhärte und der besseren Lichtausbeute. Das liegt daran, dass sie langsamer in der Lichterzeugung und damit im Signal senden sind, und weil sie nicht formbar, vor allem aber nicht über die nötige Länge von 25 cm, gezüchtet werden können

### ***Organische Szintillatoren***

Auch hier gibt ein traversierendes Ion im Szintillationsmaterial Energie an das Trägermedium ab. Durch strahlungslose Energieübertragung nach Förster [81] werden Moleküle, meist Benzolringe, angeregt. Die Anregungszustände führen zu elektronischen Übergängen, gefolgt von Relaxation und Energieabgabe in Form von Fluoreszenz. Die molekularen Prozesse sind sehr schnell, bis in den einstelligen Nanosekundenbereich, weshalb die Erzeugung von Fluoreszenz-Photonen für die Ionendetektion geeignet sind. Die Fluoreszenzwellenlänge kann durch chemische Komponenten auf die gewünschte Ausgabewellenlänge verschoben werden (vgl. Stokes Shift, [32]). Langwelligeres Licht wird durch Strahlenschäden im Szintillator weniger beeinträchtigt, weshalb Szintillatoren mit langwelligerer Ausgabewellenlänge eine erhöhte Strahlenhärte aufweisen.

Organische Szintillatoren können, wie Kunststoffe im Allgemeinen, in verschiedenen physischen Formen gebracht werden. Diese Anpassbarkeit ist von großem Vorteil. Organische Szintillatoren besitzen dafür allerdings auch eine geringere Dichte und deshalb eine verringerte Photonenausbeute.

Tiefgehender wird der Szintillationsmechanismus in Abschnitt 2.2.1 ausgeführt.

Es folgt eine kurze Übersicht über typische Vertreter der szintillationsbasierten Detektoren.

### ***Szintillationsschirm + einzelner Photomultiplier***

Die Detektionsfläche ist eine einzelne dünne Platte aus Szintillationsmaterial, die orthogonal in den Primärstrahl gestellt wird. Auf einer Seitenfläche der Platte ist ein einzelner schneller rauscharmer Photomultiplier (photomultiplier tube, PMT) angeschlossen, der die Lichtpulse in elektrische umwandelt. Dieses Setup besitzt intrinsisch keine Ortsauflösung, ist dafür aber geeignet zur Intensitätsmessung. Das HIT hat an verschiedenen Stellen der Strahlführung solche Detektoren eingebaut, die bei Bedarf zur Überprüfung eingefahren werden. Standardmäßig sind diese nicht im Strahl eingebaut, da jedes Material im Strahl zu unerwünschter Streuung führt. Da Szintillationsschirme in Verbindung mit Photomultipliern sehr schnelle Signalgeber sind, werden sie auch gerne als Trigger für andere Detektoren eingesetzt. [82]

### ***Szintillationsschirm + CCD-Sensor***

Der besondere Vorteil dieses Setups ist, dass die Strahllage und die Strahlform messbar bzw. sichtbar gemacht werden. Hierfür wird auch eine einzelne dünne Platte aus Szintillationsmaterial in den Strahl gestellt, diesmal allerdings zur Strahlachse verkippt (im einfachsten

Fall  $45^\circ$ ) und von einer Kamera aufgenommen. Im angesprochenen einfachsten Fall würde eine Kamera  $90^\circ$  zur Strahlachse auf den Schirm gerichtet sein, sodass der erzeugte Strahlfleck auf dem Schirm unverzerrt dargestellt wird. Dieses Setup kann prinzipiell ähnliches leisten, wie das in dieser Arbeit vorgestellte Setup. So ermöglicht es auch eine Echtzeitdarstellung des Strahlprofils und ist für das Strahl tuning ein einfacher und dadurch robuster Aufbau.

Die Nachteile dieser Technologie liegen zum einen im Platzverbrauch durch die schräg im Strahl stehende Fläche und zum anderen in der Streuung der Photonen innerhalb der Platte bis diese an der Oberfläche austreten. Diese Lichtstreuung ist stark abhängig vom genutzten Szintillator, seiner Temperatur und Dicke, wodurch Strahlfleck-Messwerte bis zu einem Faktor 2 daneben liegen können. [83]

Auch ein in einer anderen Arbeit am HIT untersuchter Leuchtschirm für Schwerionentherapie stellt die Strahlflecken verbreitert dar. Dieser zeigt sich als unabhängig von der Intensität, der Anzahl an Teilchen pro Sekunde, aber abhängig von der Fluenz, der Anzahl an Teilchen pro Fläche. Bei diesem Szintillator-Aufbau ist demnach die Strahlform absolut messbar, jedoch nicht die Strahlintensität. [84]

### ***Szintillationsfasern + SiPM***

Plastikbasierte Fasern haben den Vorteil, wie Lichtleiter leicht formbar, in beliebiger Länge erstellbar und leicht handhabbar zu sein. Bei dieser Kombination werden Fasern aus Szintillationsmaterial mit Silizium-Photomultipliern (SiPM) vereint. Durch die Einzelauslese der Faser und der Information ihrer Lage im Raum, wird eine Ortsauflösung erreicht bei gleicher Funktion wie die eines Szintillationsschirms. Sind die Fasern zueinander optisch isoliert, wird auch eine Streuung bzw. Verschmierung der gemessenen Position minimiert.

Die beim Teilchendurchgang freigesetzten Photonen bleiben nur zu einem kleinen Teil (wenige Prozent) in der Faser gefangen. Der Teil, der in der Faser verbleibt, wird durch Totalreflexion in der Faser gefangen (trapped) und tritt, falls nicht absorbiert, erst am Faserende wieder aus. Dort ist ein SiPM angebracht, der aus den ankommenden Photonen ein verstärktes elektrisches Signal erzeugt. Dieser Puls kann aufgenommen werden. Ausgeführt wird das unter anderem in Abschnitt 3.

Anwendung findet diese Anordnung in Detektoren, die auch diese Arbeit inspiriert haben: Zum einen sei das Dual Readout Kalorimeter am INFN erwähnt [85], bei dem insbesondere die elektronische Auslese ähnlich ist. Zum anderen der Tracker des LHCb Experiments am CERN [86], der ebenfalls Szintillationsfasern mit SiPMs verbindet, und dessen Funktionsprinzip dasselbe ist. Aus diesem hat sich auch ein Ansatz und Prototyp für eine Alternative zu den Gas-basierten MWs am HIT entwickelt, welche diese zukünftig ersetzen könnte [23]. Mehr hierzu in Abschnitt 1.1.2. Weitere erwähnenswerte Anwendungen dieses Prinzips sind das Monitoring von nieder-intensiven Sekundärteilchenstrahlen am CERN [87] oder die Anwendung als Reichweiten-Teleskop [88].

---

## 2 GRUNDLAGEN DER VERWENDETEN BAUTEILE

In diesem Kapitel werden die einzelnen Bauteile beschrieben, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet werden. Am Ende des Kapitels wird auf das Komplett-Setup aus diesen Einzelteilen eingegangen.

### 2.1 Anforderungen an die Strahldiagnostik

Die Zielsetzung dieser Arbeit orientiert sich an den Anforderungen an die Strahldiagnostik anhand der vorhandenen Detektoren: den MWPCs und ICs des bisherigen Überwachungssystems (BAMS). Diese messen Strahlort, Strahlbreite und Intensität und besitzen eine aktive Messfläche von  $22,4 \times 22,4 \text{ cm}^2$  (112 Drähte je Koordinate).

Gleiches soll der geplante Ionenstrahlmonitor für niedrige Intensitäten leisten können. Dazu sei zunächst der Bereich niedriger Intensitäten definiert: Die Intensitäten unterhalb der niedrigsten Standardeinstellungen, die für Therapie genutzt werden. Das unterscheidet sich je nach Ionensorte, liegt aber typischerweise unter  $10^6$  pps.

Diese niedrigste Therapie-Intensität definiert auch gleichzeitig die erwünschte Intensität, bei der der Prototyp noch Strahl-Position, -Breite und -Intensität messen kann. Wird diese Schwelle erreicht, wäre eine Überlappung der Funktionsbereiche mit den BAMSen sichergestellt und damit auch eine Möglichkeit gegeben an qualitativ abgesicherten, heißt mit Feedback korrigierten Ionenstrahlen, zu messen und zu testen.

Im Intensitätsmessbereich wäre damit eine Mindestobergrenze bestimmt, nach unten hin wäre mit einer Einzelteilchen-Messung das absolute Minimum erreicht. Für die Aufnahme eines Strahlprofils hingegen reichen einige Einzelteilchen nicht aus, es müssen genug Messpunkte vorhanden sein um eine statistische Verteilung abbilden zu können, an die dann eine Gauß-Verteilung mit entsprechender Genauigkeit gefittet werden kann. Sollte rein durch fehlende Statistik beim Fitten die Strahlposition oder Strahlbreite sich um 1 mm verschieben, so wäre das für eine Strahldiagnose zu unsicher. In Abbildung 2.1.1 wurde mit Hilfe von Python ein Strahl mit Gauß-förmigem Profil in 2D auf einem  $64 \times 64$  Detektor simuliert. Dieser liest die Summe der Treffer Zeilen- und Spaltenweise aus. An diese Verteilung, dargestellt als Balkendiagramme, wurde wiederum ein Gauß-Profil gefittet. Eine Zeile, respektive eine Spalte, entspricht einer Faser und damit auch einem Millimeter im späteren Prototyp.

Es zeigt sich, dass bei 1000 Durchführungen und 1000 Teilchen die Position und die Breite der beiden Gauß Fits im schlechtesten Fall noch immer über 1 mm (Position um 1,3 mm und Breite um 1,2 mm) voneinander abweichen. Bei 2000 Teilchen liegen beide Werte nach ebenfalls 1000 Durchgängen unter 1 mm. Da ein ideale Gaußverteilung vorgegeben wurde sind diese Fälle rein durch Statistik entstandene. Deshalb wird für eine verlässliche Strahlpositions- oder Breitenbestimmung des Strahls ein Mindestwert von 1000 gemessenen Ionen als untere Grenze festgelegt.

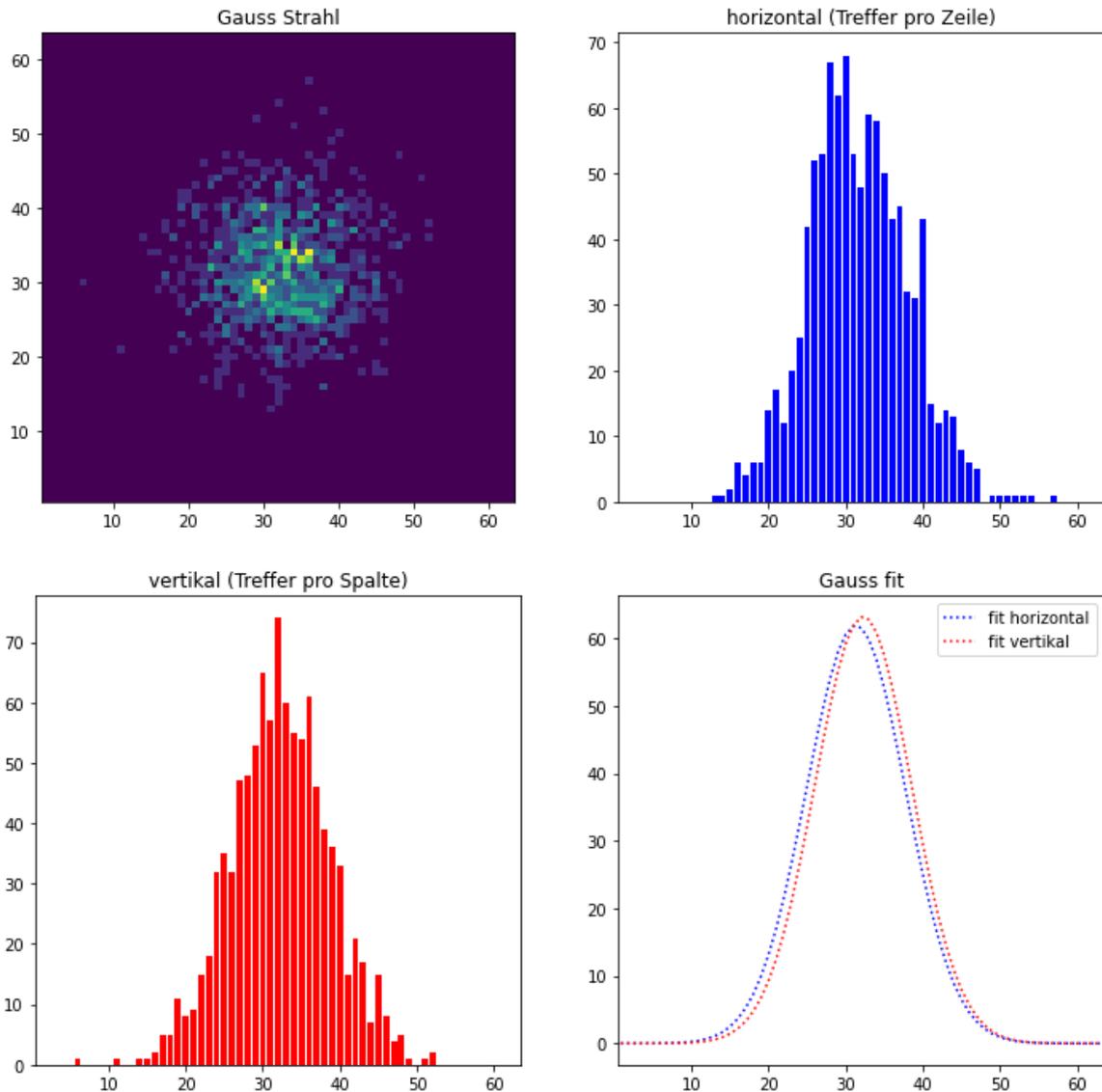


Abbildung 2.1.1: Untere Grenze der Positions- und Breitenbestimmung durch zu geringe Statistik. Gauß-Fits um einen Kanal, im Prototyp 1 mm, zueinander verschoben.

Die Anforderungen an den neuen Detektor für niedrige Ionenstrahlintensitäten beziehen sich auf die drei Variablen: Strahlort, Strahlbreite und Intensität. Die festgelegten Anforderungen sind mit den für die Therapie relevanten Anforderungen vergleichbar, aber weniger streng, da hier die Intensitäten geringer sind und das Ziel zunächst Experimente und kein diagnostischer Einsatz ist. [89, 3]:

- Strahlort: Auflösung  $\leq 0,5$  mm
- Strahlbreite (FWHM): Genauigkeit  $\leq 1,5$  mm
- Intensität:  $10^2 - 10^7$  Ionen pro Sekunde

Weitere Anforderungen:

- Massenbelegung (führt zu Abbremsung bzw. Streuung der Ionen):  
WET  $\leq 1$  mm / Koordinate für Isozentrumsdetektor  
WET  $\leq 0,3$  mm / Koordinate für BAMS-Ersatz.

- Ausleseintervalle:  $\leq 1\text{kHz}$  (= 1 ms)
- Totzeit: idealerweise keine
- Detektionseffizienz: idealerweise 100%

Wirtschaftliche und mechanische Anforderungen:

- Strahlenhärte: praktisch und wirtschaftlich, falls einer Jahresfluenz ( $1,3 \cdot 10^{13}$  Teilchen/ $\text{mm}^2$ ) widerstanden werden kann.
- Einfache, günstige und schnelle Wiederherstellung des Detektors nach Strahlenschäden. (z.B. Auswechslung und Neukalibrierung der aktiven Fläche innerhalb eines Tages)
- Aktive Fläche von mindestens  $66 \times 66 \text{ mm}^2$  um einen bewegten Strahl (Scanning) und den breitesten Strahlfleck am HIT (Protonen niedriger Energie: 33 mm FWHM) vollständig aufnehmen zu können.
- Aufbau soll später eine aktive Fläche von  $25 \times 25 \text{ cm}^2$  prinzipiell ermöglichen um das volle Strahlungsfeld abzudecken.
- Magnetfeld-insensitiv, um bei einem zukünftigen kombinierten Einsatz von Ionentherapie und MRT-Bildgebung, funktional zu sein (vgl. Artemis-Projekt Abbildung 2.1.2).

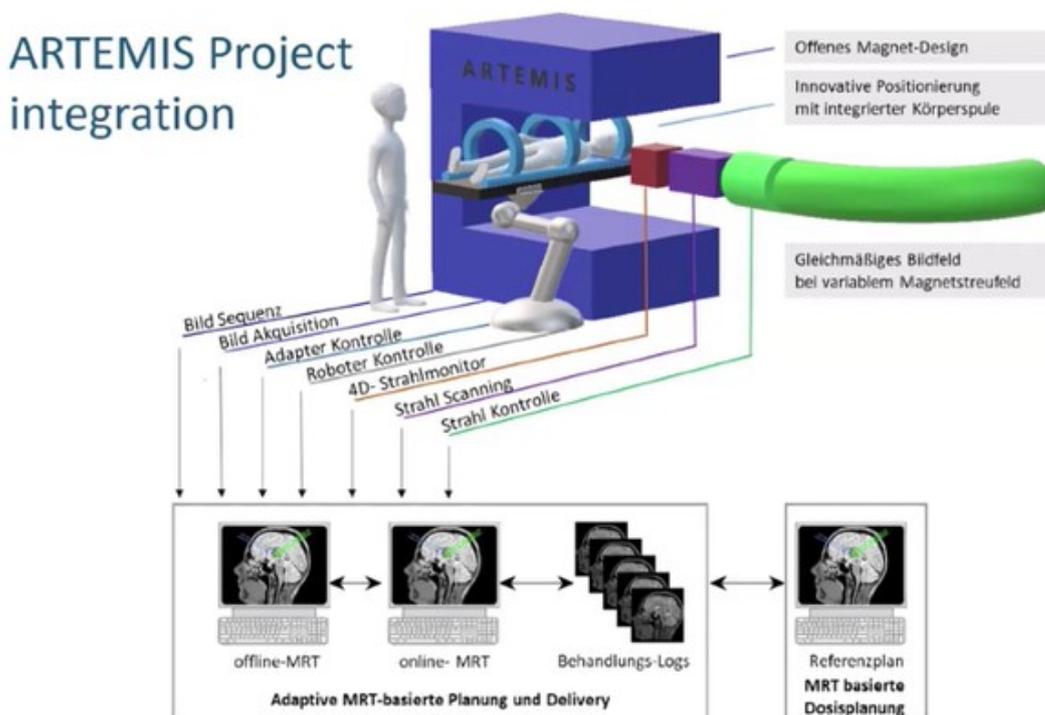


Abbildung 2.1.2: Das ARTEMIS-Projekt (Adaptive RadioTherapie Mit IonenStrahlen) untersucht u.A. die Möglichkeit der Online-MRT Bildgebung des bestrahlten Volumens während der Bestrahlung. Je nach MR-Scanner kann das auch zu starken Magnetfeldern am Ort der Ionenstrahlmonitore führen.

Neben der Erfüllung der Mindestanforderungen, dem Proof of Concept, sind auch die Eigenschaften des Strahls im bisher nicht sichtbaren Niederintensitätsbereich und auch das Potential des Detektors von Interesse. Die wichtigste Frage hinsichtlich des Potentials wäre, ob der

Detektor neben der Strahldiagnose auch zur Strahlsteuerung eingesetzt werden kann und ob dieser als Front-Tracker für die Ionenradiographie tauglich ist.

### 2.1.1 Auswahl aus möglichen Technologien

Die betrachteten Kandidaten für einen Ionenstrahlmonitor, die die Bedingungen in Abschnitt 2.1 erfüllen können, teilen sich auf drei grundlegende physikalische Prinzipien auf: gas-, halbleiter- und szintillationsbasierte Ionendetektion. Bei allen wird aus der abgegebenen Energie eines den Detektor passierenden Ions am Ende ein elektrischer Puls, der dann mit passender Auslese-Elektronik ausgewertet und aufgezeichnet wird. Interessant ist ein Vergleich insbesondere hinsichtlich des Detektionsprinzips, hier den Prozessen zwischen Ionenpassage und elektrischen Puls.

Schon 1988 wurden von White [90] die Vorteile eines Szintillationsfaser-Detektors erkannt: „Zusammenfassend lässt sich sagen, dass für positionsempfindliche Detektoren die Szintillationsfasern die [folgenden] Vorteile [sprechen :] einer hohen Trefferdichte pro Längeneinheit, einer feinen räumlichen Auflösung, schnelle Zeitmessung, Beständigkeit gegen Strahlenschäden, Unempfindlichkeit gegenüber Magnetfeldern und mechanische Flexibilität.“

Halbleiter haben sich seitdem in vielen Bereichen verbessert und hervorgetan, insbesondere im Bereich der räumlichen Auflösung und der Sensitivität. Diesen Vorteilen stehen allerdings im Vergleich zu den anderen Technologien besonders hohe Kosten gegenüber, gerade bei großen aktiven Flächen. Gasdetektoren und Szintillatoren unterscheiden sich in ihren Eigenschaften nicht so klar und besitzen beide eine ausreichende Auflösung und Effizienz. Der Auswahl fällt im Kontext dieser Arbeit dennoch auf die Szintillatoren aufgrund der geringen Komplexität, der leichten Handhabbarkeit, und der Insensitivität gegenüber Magnetfeldern. Ein übersichtlicher Vergleich der drei Detektionsprinzipien, auf die hier relevantesten Eigenschaften herunter gebrochen, ist in Tabelle 2.1-1 zu sehen.

Tabelle 2.1-1: Vergleich der drei Detektionsprinzipien für die hier gewünschte Anwendung

	<b>Effizienz &amp; Auflösung</b>	<b>Aktive Fläche</b>	<b>Kosten (inkl. Unterhalt)</b>	<b>Strahlenhärte</b>	<b>Komplexität</b>
<b>Gas-basiert</b>	Gut	Sehr gut	Gut	Sehr gut	Gering
<b>Halbleiter</b>	Sehr gut	Schlecht	Schlecht	Schlecht	Hoch
<b>Szintillator</b>	Gut	Sehr gut	Sehr gut	Gut	Sehr gering

Eine Ortsauflösung erreichen szintillationsbasierte Detektoren durch Unterteilung der aktiven Fläche (z.B. in Fasern) oder durch ortsaufgelöstes Abscannen der Szintillationsfläche (z.B. durch eine CCD-Kamera). Die Unterteilung der Szintillationsfläche wird verwendet, weil das ortsaufgelöste Scannen rein prinzipiell durch Streuung innerhalb der Szintillationsfläche schlechter ist.

---

Die Szintillations-Faser-basierten Detektoren bieten in der Anwendung am HIT als Ionenstrahl-Monitor folgende Vorteile:

- Kosten (insbesondere im Vergleich zu Halbleiter-Detektoren):
  - Geringe Materialkosten für volle Fläche
  - Ersatz/Wiederaufbereitung der Materialien im Strahl nach Strahlenschäden günstig (hier ja nur die Plastikfasern)
  - Teure Elektronik in sicherer Distanz zum Strahl und damit ohne Strahlenschäden
  
- Sensitivität (insbesondere im Vergleich zu MWPC/ICs):
  - Besonders geeignet im Bereich niedriger Intensitäten
  - Einzelteilchen getrennt detektierbar
  
- Unempfindlichkeit gegenüber Magnetfeldern:
  - Ermöglicht ARTEMIS
  - Fasermatten, Lichtleiter und SiPMs unempfindlich gegenüber Magnetfeldern und Elektronik in sichere Distanz gestellt werden
  
- Einfacher Aufbau:
  - modular und damit einfach skalierbar
  - keine notwendigen Subsysteme für Gas oder Vakuum
  - keine Kühlung, funktioniert alles bei Raumtemperatur
  - Einsatz von kommerzieller Ausleseelektronik

Im Hinblick auf die nötige Orts- und Zeitauflösung sind, wie erwähnt, alle genannten Technologien geeignet. Wird allerdings ein Einsatz in der Stahllinie betrachtet, wird die Streuung des Ionenstrahls ein weiterer wichtiger Faktor, somit ist eine geringe Massenbelegung des im Strahl befindlichen Materials unabdingbar. Gasgefüllte MWs oder ICs, dünne Szintillationsfasermatten und sehr dünne Halbleiterdetektoren bleiben auch hinsichtlich der Strahlaufstreuung einsetzbar. Dieser Faktor spricht gegen den Einsatz von den neueren Gasdetektoren, den GEM und  $\mu$ Megas Detektoren, denn diese beeinflussen den Strahl durch ihr Material zu stark [87]. Dazu benötigen auch neuere Gasdetektoren noch Gas als Sekundärsystem und sind weiterhin anfällig für Magnetfelder und mechanische Vibrationen, wie beispielsweise akustischem Lärm.

Zusammenfassend kann aufgrund der betrachteten Anwendung und Zielsetzung und den gegebenen Vorteilen das Detektionsprinzip der Szintillationsfasern als das für diese Arbeit geeignetste festgehalten werden.

### ***Auswahl des Photonen-Sensors***

In der Auslese einzelner Szintillationsfasern kann zwischen SiPMs und PMTs gewählt werden. SiPMs sind platzsparender und dichter packbar, womit die Ausleseelektronik kompakter gebaut werden kann. SiPMs funktionieren auch in Magnetfeldern und sind deutlich kostengünstiger als PMTs. Letzteres ist insbesondere mit Hinblick auf die hohe Anzahl der Kanäle und damit nötigen Anzahl an Photomultiplier relevant. Die PMTs sind im Vergleich rauschärmer und schneller. Diese beiden Vorteile sind allerdings im Hinblick auf das Messziel dieser Arbeit irrelevant, da auch die SiPMs in ihrer Geschwindigkeit und ihrem Rauschverhalten ausreichend sind. Für die Zielsetzung dieser Arbeit vereinen die SiPMs alle gewünschten Eigenschaften.

## **2.2 Szintillationsfasern**

Die Szintillationsfasern sind das mit dem Ionenstrahl wechselwirkende Element und damit die primäre Einheit des Detektors. Sie wandeln einen Ionentreffer in ein Photonen-Signal, welches alle nachfolgenden Bauteile bedingt. Deshalb wurde beim Design des Prototyps hier begonnen.

Getestet und genutzt wurden die organischen Szintillationsfasern SCSF-78MJ und SCSF-3HF der Firma Kuraray [91]. Diese sind in den Formaten rund mit 1 mm Durchmesser und zwei Beschichtungen und quadratisch  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  mit einer Beschichtung erhältlich. Die 78MJ Fasern sind die „klassischen“ Fasern, die auch in anderen Projekten wie dem LHCb Tracker [86] genutzt werden. Die 3HF sind noch nicht so lange auf dem Markt und stellen eine strahlenhärtere Alternative dar. Die beiden Fasern unterscheiden sich dabei in den meisten Eigenschaften marginal (z.B. Abklingzeit 2,8 ns und 7 ns), dafür aber deutlich in der Wellenlänge: 450 nm (78MJ, blau) und 530 nm (3HF, grün).

### **2.2.1 Organische Szintillationsfasern**

Szintillationsfasern bestehen typischerweise aus einem mit Farbstoffen dotierten Plastikern und einer oder mehrerer Beschichtungen. Die genauen Farbstoffe fallen unter das Betriebsgeheimnis von Kuraray, aber aufgrund von Spektralmessungen und Abklingzeiten wird für die SCSF-78MJ vermutet, dass das Trägermedium Polystyrol (PS) mit p-Terphenyl (PT) als primärem Szintillator und mit Tetrphenyl-Butadiene (TPB) als Wellenlängenschieber dotiert ist [22].

#### ***Prinzip der Szintillation***

Der Effekt der Szintillation basiert auf Fluoreszenz, wie schon kurz erwähnt in Abschnitt 1.4.3. Ein das Szintillationsmaterial traversierendes Ion gibt Energie durch Stöße an Molekülen an das Trägermedium ab, quantitativ bestimmt in der Bethe-Bloch-Formel (1.2). Per strahlungslosem Förster-Energieübertrag [81] wird diese Energie von den Molekülen des Trägermediums, in organischen Kohlenwasserstoffverbindungen meist Benzolringe, an die des Szintillators weitergegeben. Hier wird typischerweise das  $\pi$ -Molekülorbital angeregt, vgl.

Abbildung 2.2.1, respektive die im Benzolring umlaufenden Elektronen. Die Anregungszustände sind in Abbildung 2.2.3 als mögliche elektronische Übergänge dargestellt. Anschließend an die Absorption relaxiert das Molekül über Schwingungszustände in den niedrigsten elektronischen angeregten Zustand und geht dann wieder über in den Grundzustand. Ersterer ist dabei der gewünschte Übergang, auf den die Materialien angepasst werden, da nur die Fluoreszenz als Prozess schnell genug (im Bereich von Nanosekunden) für eine Ionendetektionsanwendung ist. Phosphoreszenz läuft über metastabile Zustände und ist deshalb langsam (Sekunden – Stunden). [32]

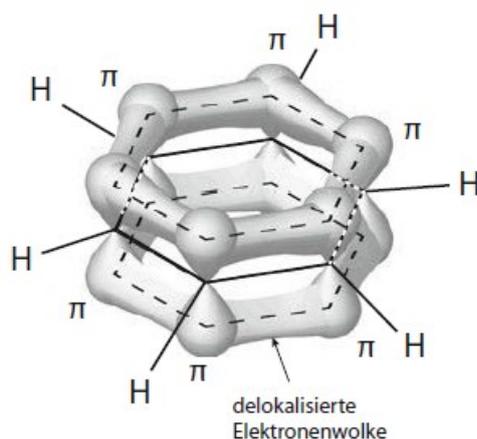


Abbildung 2.2.1: Benzol, Darstellung der delokalisierten  $\pi$ -Hybridorbitale. Entnommen aus [32].

Die Fluoreszenz-Photonen der genutzten organischen Plastiksintillatoren, hier vermutlich PT, liegen im ultravioletten Wellenlängenbereich und würden nach wenigen Millimetern Pfadlänge wieder absorbiert werden. Um das zu umgehen wird die Wellenlänge durch die zusätzlichen chemischen Komponenten in Richtung rot (größere freie Weglänge) verschoben. Das wird als Stokes-Shift bezeichnet. Je nach Zusammensetzung der Faser, sprich je nach gewünschter Wellenlänge, wird das Szintillationslicht ein bis drei Mal (primärer bis tertiärer Leuchtstoff) per Stokes-Shift verschoben. Vergleiche dazu Abbildung 2.2.2.

Mechanisch sind Szintillatoren auf Plastikbasis in der Detektor-Konstruktionen besonders zugänglich, da sie leicht in vielfältiger physischer Form hergestellt werden können. Genutzt werden neben den erwähnten SCSF-78MJ noch die SCSF-3HF Fasern. Bei ersteren emittiert der sekundäre Szintillator (= Wellenlängenschieber) wie erwähnt bei 450 nm (blau), während die Emission der 3HF Fasern bei 530 nm (grün) liegt. Die 78MJ entsprechen denen, die im LHCb Tracker Experiment [92] eingesetzt werden und sind damit ausgiebig getestet. Die 3HF sind für diese Arbeit allerdings die interessanteren Fasern, da sie eine höhere Strahlenshärte versprechen. Bei Strahlenschäden werden kürzere Wellenlängen (z.B. blau) eher absorbiert oder gestreut als langwelligeres (z.B. grünes) Licht. Ist der Output langwelliger können folglich mehr Strahlenschäden toleriert werden.

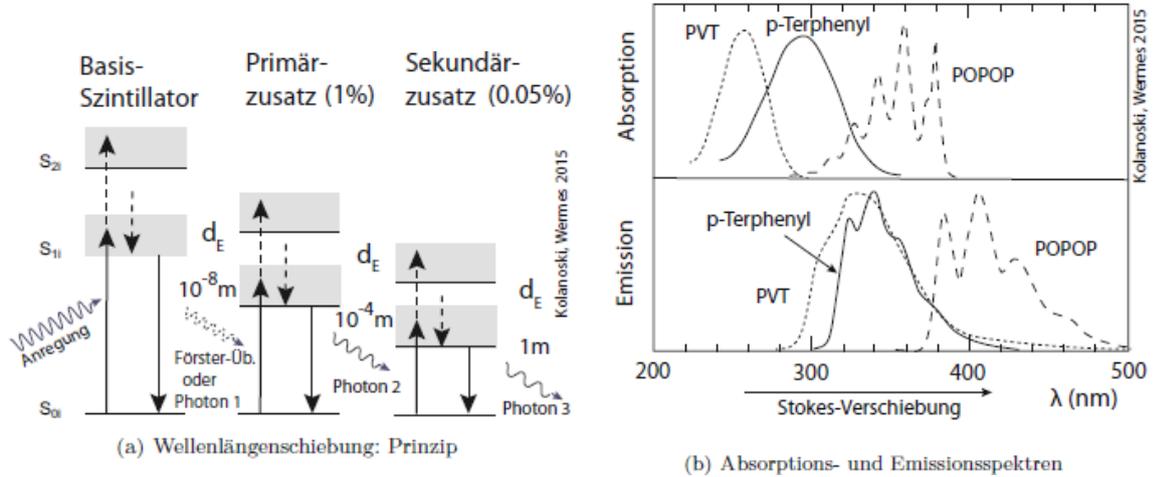


Abbildung 2.2.2: Schematische Darstellung der Absorption und Emission der Ionenenergie von Szintillator (Basis), Primär- und Sekundärzusatz, inklusive der mittleren Photonenerwegelänge. Entnommen aus [32].

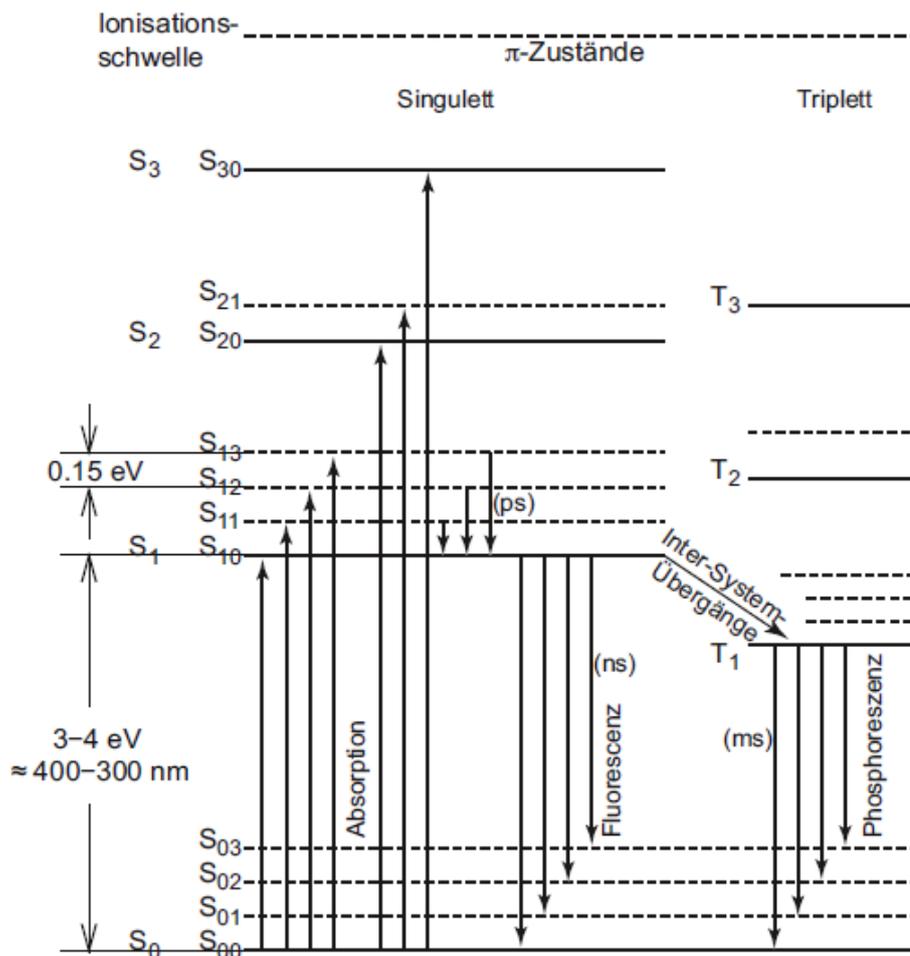


Abbildung 2.2.3: Termschema der Moleküle organischer Szintillatoren inklusive der Anregung und Abregungsprozesse der verschiedenen Molekülzustände. Entnommen aus [32] (weiterführende Informationen in [93])

### **Beschichtungen**

Würden zwei Fasern ohne Beschichtung aneinander angelegt, können Photonen im Kontaktbereich ungehindert von einer Faser in die anliegende übergehen. Damit verringert sich die Ortsauflösung. Um das zu verhindern, werden die Fasern mit einer oder mehreren Beschichtungen mit geringerem Brechungsindex als der des Faserkerns ummantelt. Das hat den Zweck, die Photonen per Totalreflexion innerhalb der Faser zu halten. Für den Winkel der Totalreflexion gilt  $\theta_c = \arcsin(n_2/n_1)$ . Die Lichterzeugung im Szintillationsprozess ist isotrop [94, 95], aber nur die Photonen, die eine Trajektorie innerhalb des durch den Totalreflexionswinkel definierten Kegel besitzen, erreichen das Faserende. In Abbildung 2.2.4 ist neben der schematischen Darstellung hiervon auch die „trapping“ Effizienz, bzw. der in der Faser eingeschlossene Anteil der erzeugten Photonen, angegeben.

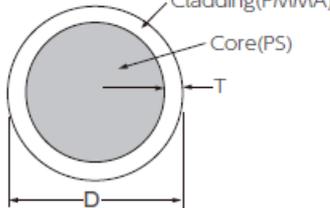
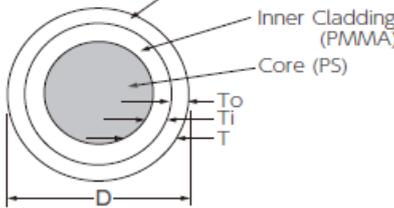
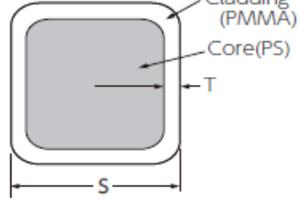
Die „trapping“ Effizienz bezieht sich auf den Fall, in dem Faser an Faser anliegt. Ist um die Faser Luft (Brechungsindex  $n_0 \cong 1$ ), ist der Totalreflexionswinkel größer und die trapping Rate erhöht. Da die Fasern in dieser Arbeit nur in einer Ebene aneinander anliegen und ansonsten von Luft umgeben sind, bedeutet das, dass die angegebenen „trapping“ Anteile eine Mindestangabe sind.

Die von Kuraray dazu genutzten Materialien für die Beschichtungen sind in Tabelle 2.2-1 angegeben. Für runde Fasern existiert die Option zwei Beschichtungen auf die Faser aufzubringen, während bei quadratischen nur eine Beschichtung erhältlich ist.

Tabelle 2.2-1: Aus [91]

	<b>Material</b>	<b>Brechungsindex <math>n_0</math></b>	<b>Dichte (g/cm<sup>2</sup>)</b>
<b>Kern</b>	Polystyrol (PS)	1.59	1.05
<b>1. Beschichtung</b>	Polymethylmethacrylat (PMMA)	1.49	1.19
<b>2. Beschichtung</b>	Flourinated Polymer (FP)	1.42	1.43

Die Beschichtung zur optischen Trennung benachbarter Fasern ist 2 % des Durchmessers für einfach und 4 % für doppelt beschichtete Fasern dick und nicht szintillierend. Sind die Fasern in einer Lage aneinander positioniert bedeutet das, dass sich ein Ion um den Berührungspunkt der Fasern unbemerkt durch diese Beschichtungen bewegen könnte ohne eine Spur zu hinterlassen. Für die doppelt beschichteten runden Fasern, die zusätzlich im Randbereich nicht genug Materialdicke besitzen, sodass genug Photonen erzeugt werden, ergeben sich damit in Summe rund 5 % blinde Fläche. Bei den quadratischen Fasern entspricht die einfache nicht-szintillierende Beschichtung der blinden Fläche und kann mit 2 % angegeben werden.

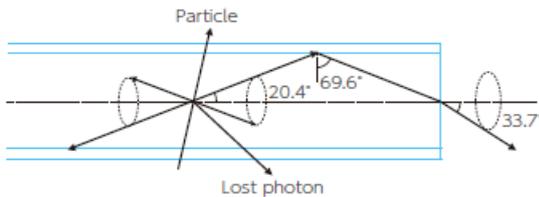
	Single Cladding	Multi-Cladding (M)
Round Fiber (D)	 <p>Cladding Thickness<sup>1)</sup>: <math>T=2\%</math> of D                      Numerical Aperture: <math>NA=0.55</math>                      Trapping Efficiency : 3.1%</p>	 <p>Cladding Thickness<sup>2)</sup>: <math>T=2\%(T_o)+2\%(T_i)</math>  <math>=4\%</math> of D                      Numerical Aperture : <math>NA=0.72</math>                      Trapping Efficiency : 5.4%</p>
Square Fiber (SQ)	 <p>Cladding Thickness : <math>T=2\%</math> of S                      Numerical Aperture: <math>NA=0.55</math>                      Trapping Efficiency : 4.2%</p>	Not available

1) In some cases, cladding thickness T is 3% of D. 2) In some cases, cladding thickness T is 6% of D,  $T_o$  and  $T_i$  are both 3% of D.

### Cladding and Transmission Mechanism

#### Single cladding

Single cladding fiber is standard type of cladding.



#### Multi-cladding

Multi-cladding fiber(M) has higher light yield than single cladding fiber because of large trapping efficiency. Clear-PS fiber of this cladding has extremely higher NA than conventional PMMA or PS fiber, and very useful as light guide fiber. Multi-cladding fiber has long attenuation length equal to single cladding fiber.

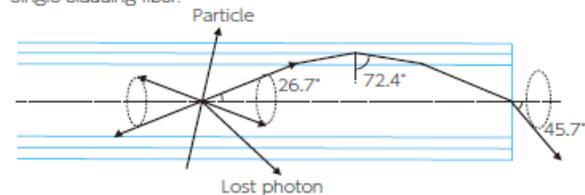


Abbildung 2.2.4: Angaben und schematische Darstellung zu den runden und quadratischen Szintillationsfasern der Firma Kuraray. [91]

### Abschätzung Photonenzahl

Für die Effizienz des Detektors ist vor allem die Anzahl der getrappten Photonen relevant, die überhaupt das Ende der Faser erreichen. Hier spielt dann die Absorptionslänge (engl. attenuation length) eine Rolle. Die Wahrscheinlichkeit der Re-absorption von Photonen innerhalb des Szintillators erhöht sich mit der Pfadlänge, also der Distanz, die ein Photon im Szintillator entlang läuft. Photonen, die aufgrund ihres großen Winkels zu Faserachse nur gerade so getrappt sind, haben einen längeren Pfad bis zum Ende der Faser und werden deshalb auch mit höherer Wahrscheinlichkeit wieder absorbiert. Das bedeutet, dass am Faserende austretende Photonen eher einen kleinen Winkel als einen großen besitzen. Die Absorption erhöht sich außerdem je höher die Photonenenergie, bzw. je kürzer die Wellenlänge, ist, und je mehr Defekte im Material sind.

---

Nach [22] und der dort angegebenen mittleren Absorptionslänge von 3 m kommen bei einer Faserlänge von knapp 50 cm noch rund  $I(z) = I_0 * e^{(-z/\Lambda_{att})} = 85\%$  der Photonen an. Dieser Wert gilt für die verwendeten blauen (78MJ) Fasern, bei den grünen Fasern wird aufgrund der längeren Wellenlänge weniger Verluste erwartet. Laut Herstellerangaben ist dem auch so: die Absorptionslänge bei 78MJ liegt her bei größer 4 m, und bei 3HF bei größer 4,5 m. [91]

Für eine Abschätzung der Anzahl an Photonen, die tatsächlich in ein messbares elektrisches Signal umgewandelt werden, wurden initial die Anzahl erzeugter Photonen nach deponierter Energie aus [96] entnommen: rund 8000 Photonen pro Megaelektronenvolt (MeV). Angenommen werden 1 mm Szintillationsmaterial, welches vom Ion durchquert wird und für die quadratischen Fasern korrekt ist. Für die runden Fasern stellt 1 mm Material noch immer eine gute Näherung dar. Deponiert werden von einem minimal ionisierenden Teilchen (minimal ionizing particle – MIP) über einen Millimeter in PS 0,2 MeV. Dies ist eine Abschätzung nach unten. Weiterhin wird angenommen: Die trapping effizienz aus Abbildung 2.2.4 (4,2% bei quadratischen), die Re-absorption in der Faser nach [22] (15 %), der schlechteste bzw. größte Winkel (33,7 °) ebenfalls nach Abbildung 2.2.4 und darauf basierend die Reflexionsverluste an den Grenzflächen nach den Fresnel-Gleichungen (13 %) und die Peak-Effizienz der genutzten SiPMs zur Ausgabewellenlänge der 78MJ Szintillationsfasern (Peak-PDE = 35 %).

In einfach beschichteten quadratischen Fasern werden von den erzeugten 1600 Photonen (= 8000 Photonen/MeV \* 0,2 MeV) nur 4,2 % getrappt, 85 % davon erreichen das Faserende, am Übergang Faser zu Luft zu SiPM gehen weitere 13% verloren (vgl. Fresnel-Gleichungen; [97]) und die genutzten SiPMs besitzen eine Effizienz von 35 %. Das resultiert darin, dass rund 17 Photoelektronen pro traversierendem, minimal ionisierendem Teilchen im SiPM erzeugt und damit detektiert werden.

Die Variabilität der Photonenzahl durch die genannten Reflexions-, Absorptions- und Sättigungseffekte bedeutet außerdem, dass Messungen von Teilchenenergien in einem Szintillationsfasermonitor ungeeignet sind.

Für die verschiedenen Ionen gilt, dass sie im Falle der höchsten Energiestufe der Therapieeinstellungen am HIT (E255) nach Tabelle 1.3-1, die Energie wie folgt deponieren: Protonen 0,4 MeV/mm bei 221 MeV/u, Helium 1,7 MeV/mm bei 220 MeV/u, Kohlenstoff 11 MeV/mm bei 430 MeV/u und Sauerstoff 19,5 MeV/mm bei 430 MeV/u. [14] Die nach obiger Rechnung abgeschätzte Photonenzahl liegt folglich im Spektrum von mindestens 34 (Protonen maximaler Energie = 0,4 MeV/mm) bis hin zu 4.130 (Sauerstoff minimaler Energie = 47,5 MeV/u). In letzterem Fall tritt Saturierung auf, sowohl in der Szintillationsfaser selbst, als auch in der Auflösung der Photonenzahl auf dem SiPM. Je schwerer die Ionen und je höherer die dE/dx, desto weniger Photonen werden im Verhältnis zur deponierten Energie erzeugt. Diese Abhängigkeit beschreibt Birk in seiner empirischen Formel, siehe [98].

Relevant ist, dass bei der Photonenerzeugung in der Faser ein großer Teil der Photonen nicht in der Faser verbleibt. Aufgrund ihres Austrittswinkels aus der einen Faser werden sie auch nicht in der Nachbarfaser eingefangen. Allerdings werden bei der Photonenerzeugung zunächst UV-Photonen erzeugt – und diese können egal in welchem Winkel in der benachbarten Faser den Leuchtstoff aktivieren und dort ebenfalls Photonen auslösen. Das ist dann ein sogenannter Crosstalk benachbarter Fasern. UV-Photonen besitzen eine sehr kurze durchschnittliche Weglänge und treten daher nur selten aus der Faser aus in der sie erzeugt wurden, dennoch passiert das bei einem kleinen Teil [99]. Je mehr Photonen erzeugt werden, insbesondere also bei Sauerstoff-Ionen, umso wahrscheinlicher ist dieser Crosstalk zu erwarten.

### 2.2.2 Strahlenhärte bei Szintillationsfasern

Strahlenhärte beschreibt die Widerstandsfähigkeit eines Materials gegen Schäden in der Struktur durch energiereiche Strahlung. Strahlenhärte ist somit ein entscheidender Faktor für die wirtschaftliche Einsetzbarkeit eines Ionenstrahlmonitors. Im Patientenbetrieb bedeutet jeder Austausch oder eine Wiederaufbereitung eines Detektors einen zeitlichen und finanziellen Aufwand, der so gut wie möglich vermieden werden soll. Je besser die Strahlenhärte umso seltener ist ein Austausch oder eine Wiederaufbereitung nötig.

Strahlenschäden zeigen sich in Szintillatoren in der Verringerung der Lichtausbeute und der Transmission. Grund dafür sind die durch Strahlung induzierten Defekte im Szintillationsmaterial. Defekte sind hinzugefügte, ausgetauschte, veränderte oder entfernte Atome.

Die wichtigsten davon sind in anorganischen Szintillatoren Leerstellen und Farbzentren. Leerstellen entstehen, wenn Ionen Atome aus ihrer Position herausschlagen und somit weniger Lichterzeugungszentren zur Verfügung stehen. Farbzentren sind ungewollte Absorptionspunkte, die meist im optischen Bereich liegen. Deshalb kommt es zur typischen Gelbfärbung des Szintillators, die dann visuell erkennbar auf die erhöhte Absorption und damit geringere Lichtausbeute hinweist. [100]

Die wichtigsten strahlungsinduzierten Schäden in organischen Szintillatoren sind aufgebrochene Polymerbindungen und freie Radikale. Sie stehen im Bezug zu zerstörten Farbzentren und damit weniger Fluoreszenzlicht und können optische Absorptions-Zentren bilden, die ähnlich zu den anorganischen Szintillatoren zu Transmissionsverlusten führen. Mit zunehmender Wellenlänge des Lichts im Szintillator verringert sich der Einfluss durch zerstörte Farbzentren. [101]

Das Thema Strahlenhärte ist komplex und es gibt widersprüchliche Quellen. So existieren Messungen, nach denen die gleiche deponierte Energiemenge (1 Mrad = 10 kGy) Bestrahlung entweder keine Schäden [102], oder aber 50% Verlust der Lichtausbeute haben sollen [103]. Auch herrscht Uneinigkeit über den Einfluss des umgebenden Materials, der Strahlungsart und der Dämpfungslänge [104]. Ein Vergleich unter den verschiedenen Detektorarten ist folglich kaum möglich, da die jeweiligen Schäden durch die Strahlung grundlegend unterschiedlich sind. So verlieren im Allgemeinen Szintillatoren an Lichtausbeute, Gaskammerdetektoren verlieren an gemessener Ladung und Halbleiter entwickeln erhöhtes Rauschen. Zusätzlich

---

beeinflusst die Art der Strahlung ebenfalls stark die schädigende Wirkung, z.B. schädigen langsame schwere Teilchen stärker als schnelle leichte bei gleicher Dosis. [32]

Alle Detektortypen haben allerdings gemeinsam, dass sich über die Dauer der Zeit im ionisierenden Strahl die von ihnen ausgegebenen Signale verändern. Es stellt sich folglich die Frage, wie gut eine Neukalibrierung/Wiederaufbereitung/Materialersatz möglich ist und wie sich das in laufenden Kosten niederschlägt. Das ist ein wichtiges Argument der Auswahlbegründung in Abschnitt 2.1.1 und wurde dort ausgeführt. Szintillatoren sind finanziell günstiger im Austausch als Halbleiter und weniger aufwändig als Gas-basierte Systeme.

Insbesondere bei den Plastikszintillatoren gilt, dass modernere Szintillatormaterialien im Vergleich zu früher eine deutlich verbesserte Strahlenhärte aufweisen [105]. Historisch waren die Szintillatormaterialien wegen mangelnder Strahlenhärte für den Dauereinsatz ungeeignet und wurden daher als Option ausgeschlossen.

Szintillatoren, und Polystyrol-basierte im Besonderen, heilen über die Zeit (bis zu Monaten) die Strahlenschäden thermisch aus (engl. Annealing). Dabei bleibt immer ein gewisser Prozentsatz nicht-wiederherstellbar (5-15% bei <1MGy - auch für SCSF-78M). Der Annealing Effekt könnte dennoch eine Wiederverwendung schon genutzter Matten nach beispielsweise einigen Monaten denkbar machen und damit zu einer weiteren finanziellen Vergünstigung führen. [105, 106]

Im Rahmen dieser Arbeit kann bei den Szintillationsfasern auf Erfahrungen mit einer Dosis von 35 kGy auf die 78MJ Fasern zurückgegriffen werden [22]. Es zeigt sich, dass sich die 78MJ bei einem dauerhaften Einsatz in der Beamline, > 1 MGy, in einem Bereich von einigen Millimetern Durchmesser verdunkeln [23].

Für die Anwendung im niedrigen Intensitätsbereich, und auch nur bei tatsächlicher Verwendung und nicht dauerhaft im Strahl, ist aufgrund der sehr viel geringen Dosis (wenige kGy) eine hohe, jahrelange, Lebensdauer zu erwarten. Die Strahlenhärte ist demnach absehbar für keine geplante Anwendung ein Hindernis [92]. Von den 3HF Fasern wird erwartet, dass diese auch für den dauerhaften Einsatz geeignet sind und demnach, dass diese eine noch um einiges höhere Lebensdauer besitzen. Diese Erwartung ist begründet, da in den Bestrahlungstests mit den 78MJ Fasern dieselben auch mit den 3HF Fasern durchgeführt wurden. Die Transmission der blauen 78MJ Fasern verringerte sich um rund 60 %, während die grünen 3HF Fasern nur eine Verringerung von 20 % aufwiesen (private Kommunikation mit Blake Leverington, Autor von [23]).

In der Anwendung ist vornehmlich aufgrund der Strahlenschäden eine regelmäßige Kontrolle, respektive Qualitätsanalyse (QA), nötig, wie es auch schon für die bisherigen Detektoren üblich ist. Dabei wäre eine Dokumentation und Überwachung der Verringerung der Lichtintensität interessant.

## 2.3 Silizium-Photomultiplier

Silizium-Photomultiplier (SiPMs) nehmen einzelne Photonen auf und wandeln diese in einen messbaren elektrischen Puls um. Die gewählten SiPMs sind die S13360-1350PE von Hamamatsu [107]. Wie schon in Abschnitt 2.1.1 ausgeführt, besitzen SiPMs die folgenden Vorteile: sie sind kompakt, mechanisch stabil, magnetfeld-insensitiv, haben einen großen Sensitivitätsbereich und können in großer Stückzahl und dadurch kosteneffizient produziert werden. [108] Die meisten Vorteile gelten vor allem gegenüber der alternativen Technologie der Photomultiplier-Röhren (photomultiplier tubes, PMT). [109]

Für die Kombination mit Szintillationsfasern sollte der optische Übergang von Faser zu SiPM idealerweise ohne optische Verluste geschehen. Das ist dann gegeben, wenn Faser und Fenster des SiPMs den gleichen Brechungsindex besitzen und zwischen ihnen kein Luftspalt oder sich ein brechungsindex-angepasstes Medium (Gel, Paste) befindet. Für die verwendeten Fasern und die verwendeten SiPMs ist dies der Fall:  $n_{\text{Faser}} = 1.59 \cong n_{\text{Fenster}} = 1.55$  [91, 107].

Des Weiteren ist die Übereinstimmung der Output Wellenlänge der Faser und der wellenlängenabhängigen Effizienz der SiPMs (photon detection efficiency, PDE) ein wichtiges Auswahlkriterium. In Abbildung 2.3.1 ist die PDE der SiPMs nach Wellenlänge aufgetragen. Mit blau und grün sind die Output-Wellenlängen der 78MJ und der 3HF Fasern markiert. Es ist erkennbar, dass die SiPMs besser zu den 78MJ Fasern passen – für die 3HF ist die Peak-Effizienz im Verhältnis um rund 12% geringer.

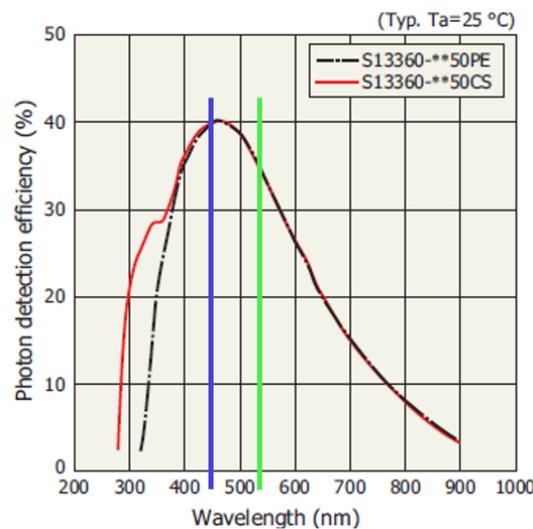


Abbildung 2.3.1 Effizienz der SiPMs nach Wellenlänge (PDE). In blau und grün markiert die Ausgabewellenlänge der beiden Fasertypen 78MJ und 3HF. Entnommen aus [107].

### 2.3.1 Prinzip des Photonen-Sensors

SiPMs bestehen aus hunderten Avalanche-Photodioden (APD). Eine APD ist ein Halbleiterbauelement das bei Photonen-Treffern diese absorbiert und in ein elektrisches Signal

---

umwandelt. SiPMs können einzelne Photonen detektieren und sind damit für sehr schwache Lichtsignale geeignet. Dementsprechend müssen die SiPMs aber auch sorgfältig von allen außer der zu messenden Lichtquelle isoliert werden.

Das Photonen-Detektionsprinzip ist in Abbildung 2.3.2 dargestellt. Ein Photon der richtigen Energie (Wellenlänge) dringt in die Absorptionszone der APD ein. Das Photon setzt mit seiner Energie Elektronen aus dem Halbleitergitter frei. Dieses ist so dotiert, dass es besonders effizient für Photonen einer bestimmten Wellenlänge geschieht, sprich die Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband auf eine bestimmte Energie justiert. In einem perfekten schmalbandigen Halbleiter würden Photonen längerer Wellenlänge als der gewünschten nicht absorbiert werden, da sie kein Elektron freigesetzt bekommen. Und Photonen kürzerer Wellenlänge würden zu Erwärmung durch die überschüssige Energie in den freigesetzten Elektronen führen. SiPMs sind allerdings breitbandiger entworfen um einen breiteren Einsatz zu ermöglichen, wodurch auch langwelligeres Licht als der Designwellenlänge aufgenommen und verstärkt wird, wenn auch mit geringerer Effizienz. Zu langwelliges Licht wird weiterhin nicht absorbiert und zu kurzwelliges Licht dringt nicht tief genug in die Verstärkerschicht ein um gemessen zu werden.

Das entstandene Elektronen-Loch-Paar wird durch das angelegte Feld getrennt, und die im Leitungsband beweglicheren Elektronen werden zu einer Seite hin und von Loch wegbeschleunigt. Wird das Elektron stark genug beschleunigt und stößt dann auf ein weiteres Elektron, kann es auch dieses freisetzen und ebenfalls beschleunigen. Dieser Prozess setzt sich lawinenartig fort. Das Signal einer APD ergibt sich dann als Summe der freigesetzten Elektronen.

Damit die Lawine durch die externe Spannungsversorgung nicht unaufhörlich weiter läuft wird der APD ein Löschwiderstand (engl. quenching resistor) in Reihe geschaltet. Hieran fällt Spannung ab und damit auch die Operationsspannung an der APD, wodurch eine immer weiterlaufende Verstärkung gestoppt wird. Bis die Spannung wieder vollständig anliegt, vergehen einige Nanosekunden (hier 50 ns), in denen die APD blind ist. [110]

Diese Zeit, in der der APD seine Spannung wiederherstellt, wird als Totzeit bezeichnet. Um dieses Problem zu umgehen setzt sich der SiPM aus vielen hundert APD zusammen, die auch als Pixel des SiPMs bezeichnet werden. Diese Pixel sind nur einige Mikrometer groß. Treffen mehrere Photonen gleichzeitig das SiPM, treffen diese durch die isotrope Photonen-Verteilung verschiedene Pixel. Das Signal des SiPMs bildet dann die Summe der Signale der APD ab. Damit ist eine Linearität zu der Anzahl der einfallenden Photonen im Rahmen gewisser Intensitätsgrenzen gegeben, allerdings nur solange es deutlich mehr Pixel als einfallende Photonen sind.

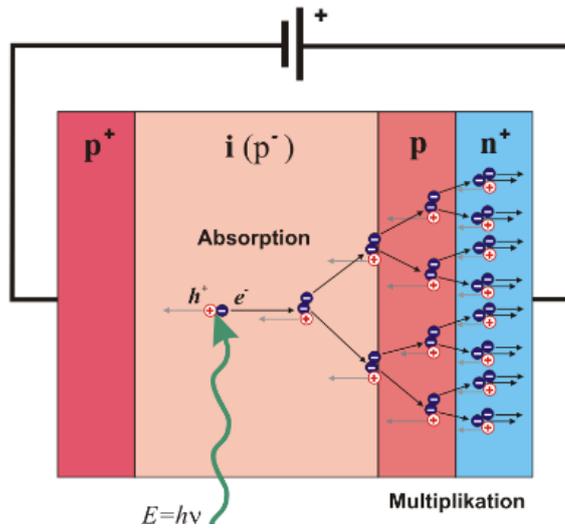


Abbildung 2.3.2: Avalanche-Photo-Diode (APD) unter Sperrspannung mit dargestellter Ladungsträgervielfachung in den einzelnen Schichten. [111]

Eine Nahaufnahme der verwendeten SiPM, bei denen auch die einzelnen Pixel zu erkennen sind, ist in Abbildung 2.3.3 zu sehen.

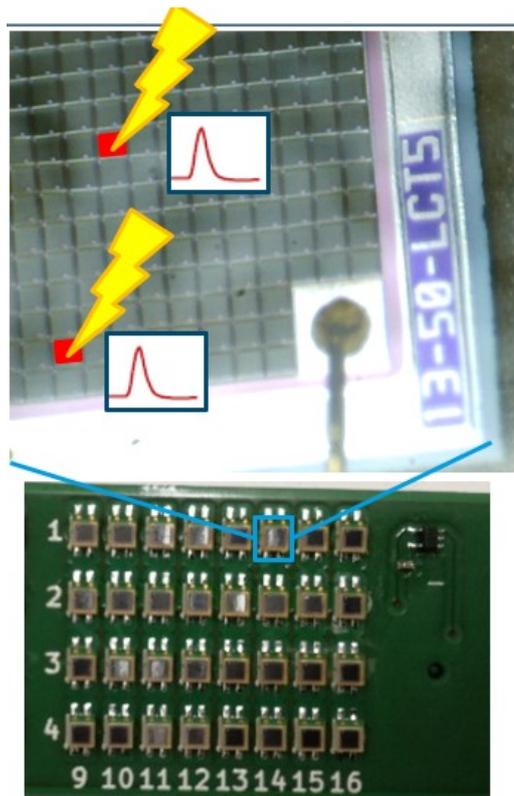


Abbildung 2.3.3: Oben: Nahaufnahme eines SiPMs, zu sehen die einzelnen APDs mit symbolischem Treffer und Pulsabgabe, kombiniert transmittiert in dem Anschluss unten rechts. Unten rechte Hälfte des SiPM-PCB.

### 2.3.2 Eigenschaften/Charakteristik

Die verschiedenen Hersteller von SiPMs stellen ausführliche Funktionserklärungen und vertiefende Literatur in Form von technical notes zu Verfügung [110, 112, 113]: Hier sind daraus die wichtigsten Eigenschaften bzw. Charakteristiken der SiPMs für die Anwendung mit Szintillationsfasern dargestellt.

Die Pixel in ihre Größe und Anzahl definieren den Anwendungsumfang der SiPMs. Größere Pixel erhöhen die Signalverstärkung und die Photonen Detektionseffizienz (photon detection efficiency, PDE), während mehr und kleinere Pixel den dynamischen Einsatzbereich hin zu höheren Signalaraten erhöhen und eine schnellere Antwort liefern. Der Einfluss auf die PDE liegt am Verhältnis der aktiven Fläche zur Gesamtfläche, was auch als Füllfaktor ( $FF$ ) bezeichnet wird.

Die Empfindlichkeit der SiPMs wird über die angelegte Spannung (operating voltage,  $V_{op}$ ) gesteuert. Sie setzt sich zusammen aus der Durchbruchspannung (breakdown voltage,  $V_{bd}$ ) und der darüber hinaus angelegten Spannung (over voltage,  $V_{ov}$ ). Erstere ist die minimal nötige Spannung, sodass ein Verstärkungsprozess überhaupt in Gang tritt. Zweitere steuert die Empfindlichkeit und somit die Verstärkung, die PDE, die Zeitauflösung und das Rauschen. Eine höhere Spannung führt bei der Verstärkung, der Auslöse-Wahrscheinlichkeit einer Lawine (Trigger-Probability  $P_t$ ) und der Zeitauflösung zu einer Verbesserung, während gleichzeitig allerdings auch das Rauschen zunimmt.

Insgesamt kann für die PDE die Abhängigkeit wie folgt festgehalten werden:

$PDE = Q_e * P_t(V_{ov}) * FF$ , mit der Quanten-Effizienz  $Q_e$ , dass das Photon überhaupt ins Silizium transmittiert und nicht vorher reflektiert wird, der Auslösewahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der angelegten Overvoltage und dem Füllfaktor. [112]

Im Folgenden werden die wichtigsten Charakteristiken der SiPMs genauer betrachtet.

#### **Verstärkung (engl. Gain)**

Die Verstärkung  $M$  beschreibt um wie viel das Photoelektron vervielfältigt wird, bevor der Puls abgegeben wird.  $M$  ist demnach die Ladung des Pulses geteilt durch die Elementarladung eines Elektrons:  $M = Q/q$ . Die Ladung  $Q$  ergibt sich aus der Kapazität  $C$  eines APDs und der Differenz aus angelegter Sperrspannung (reverse voltage,  $V_r$ ) und der Durchbruchspannung:  $Q = C * (V_r - V_{br})$ . Das Signal, bzw. die Verstärkung, liegt hier bei rund  $10^6$ , also  $10^6$  eV. [107].

Die Verstärkung ist temperaturabhängig, wobei eine höhere SiPM Temperatur eine höhere Sperrspannung benötigt um die verstärkten Gitterschwingungen im Kristall auszugleichen.

#### **Dunkelzählrate (engl. dark count rate, DCR) – primäres Rauschen**

Die DCR basiert auf thermisch freigesetzten Ladungsträgern. Diese werden genau gleich wie von Photonen freigesetzte Ladungsträger verstärkt und erzeugen einen Puls. Höhere Temperaturen bedeuten mehr Gitterschwingungen und mehr thermische Ladungsträger. Kühlung und die Verringerung der Operationsspannung der SiPMs ist folglich notwendig bei

Anwendungen, die Rauschen, minimieren müssen (z.B. LHCB). Das thermische Rauschen halbiert sich rund alle  $10^\circ\text{K}$ . [112]

### ***Crosstalk, Nachpulse (engl. afterpulsing) – korreliertes Rauschen***

Neben thermischen Elektronen können auch Photonen aus dem Lawinenprozess einer benachbarten APD, bzw. eines Nachbarpixels, einen Puls auslösen. Bei einer Verstärkung von  $10^5$  werden in Silizium rund 3 Photonen erzeugt mit einer Energie größer als die Bandlücke von Silizium freigesetzt. Dieser Übersprung von einem Pixel zum anderen nennt sich optischer Crosstalk. Insbesondere gilt das für große APD mit hohen Spannungen, da diese eine höhere Verstärkung haben und damit auch eine höhere Wahrscheinlichkeit für korrelierte Rauscheffekte. Feuert aufgrund eines thermischen Pulses ein benachbarter zweiter Pixel gleichzeitig mit, da ein Photon übergesprungen ist, geschieht dies mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit. Mit einer geringeren Wahrscheinlichkeit werden in gleich drei Pixel gleichzeitig Lawinen ausgelöst und so fort. Wird ein Schwellwert (engl. Threshold) gesetzt, sodass ein Puls eines SiPMs erst bei beispielsweise mindestens fünf gleichzeitig feuernenden Pixeln weiterverarbeitet und damit gezählt wird, kann Rauschen fast vollständig (kleine einstellige Werte je Kanal und Sekunde) unterdrückt werden. Dafür muss das Signal selbst allerdings über diesem Schwellwert liegen, sprich genug Photonen erzeugen, dass mehr als 5 davon im SiPM verstärkt werden.

Nachpulse entstehen, wenn Ladungsträger in Gitterdefekten hängen bleiben und sich erst verspätet weiterbewegen. In der Zwischenzeit hat die APD (teilweise) wieder die Spannung aufgebaut, so dass dieser Ladungsträger eine verzögerte Lawine, einen verzögerten Puls auslöst. Gitterdefekte werden unter anderem auch durch Strahlung induziert, woraus folgt, dass die SiPMs, genauso wie die restliche Elektronik, idealerweise in sicherer Distanz zum Ionenstrahl platziert sind [112].

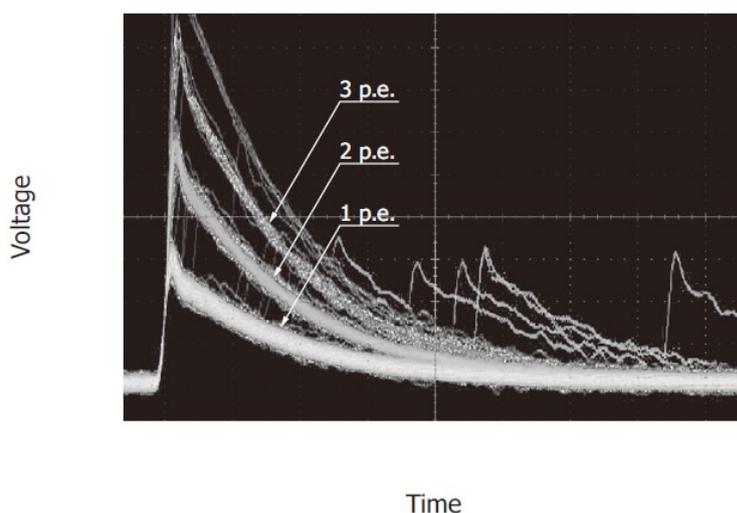


Abbildung 2.3.4: SiPM-Spannungsverlauf bzw. SiPM-Puls für unterschiedlich viele detektierte Photonen (p.e.=photoelectron), möglicherweise auch aufgrund von Crosstalk, und inklusive Afterpulses. Entnommen aus [110]

---

Nach Auftreffen von Photonen emittieren die SiPMs einen typischen Puls. Dieser ist in Abbildung 2.3.4 dargestellt und zeigt auch mögliche Crosstalk und Nachpulse. Ein SiPM-Puls wird über die PCB Leiterbahnen zur angeschlossenen Ausleseelektronik geleitet.

Über die oben genannten Eigenschaften hinaus sind SiPMs als Halbleiterbauteile noch von der Temperatur abhängig. Thermisches Rauschen, das zufällige Springen freier Ladungsträger in das Leitungsband, nimmt mit der Temperatur zu. [110] Die Temperatur kann durch anpassen der Overvoltage ausgeglichen werden, einfacher ist es aber die Effizienz durch konstante Temperatur stabil zu halten.

## 2.4 Ausleseelektronik

Die Versorgung, Steuerung, Umwandlung und Auswertung der elektrischen Pulse der SiPMs übernimmt die Ausleseelektronik. Die Auslese der Pulse muss präzise und vor allem schnell sein. Das wird nur durch spezialisierte Elektronik ermöglicht. Auf die wichtigsten Bestandteile der in diesem Aufbau verwendeten Ausleseelektronik wird hier kurz eingegangen.

### 2.4.1 CAEN FERS A5202

Das Front-End-Readout-System (FERS) von Caen [114] ist ein kompaktes, leicht einsetzbares System zur Auswertung und Steuerung von Viel-Kanal-Detektoren, deren Informationsübertrag auf kleinen elektrischen Pulsen basiert. Insbesondere funktioniert das System auch mit SiPMs und stellt hierfür die volle Front- und Back-End Lösung. Das Front-End Kernstück ist dabei der Citiroc 1A Chip von weero [115]. Dieser ist ein sogenannter Application Specific Integrated Circuit (ASIC) ist speziell auf die Anforderungen von SiPMs zugeschnitten. Der Citiroc ASIC ermöglicht eine separate präzise Steuerung der angelegten Spannung jedes einzelnen SiPM. Dadurch können produktionsbedingte kleine Unterschiede zwischen den SiPMs ausgeglichen werden. Das Back-End ist die daran anschließende Auslese Architektur, sowie das Interface. Ein FERS Board kann 64 SiPMs gleichzeitig auslesen. Ein Citiroc-Chip besitzt 32 Auslesekanäle weshalb zwei Chips auf einer FERS Karte verbaut sind. Die Substrukturen dieses ASICs und die wichtigsten weiteren verbauten elektronischen Bauteile der Karte sind in Abbildung 2.4.1 abgebildet und in Tabelle 2.4-1 kurz beschrieben. Versorgt wird das FERS mit einem 45 W (12V, 3,75 A) Netzteil.

Die FERS Karte in Abbildung 2.4.1 ist eine vollständige eigenständige Ausleseelektronik, aber auch die Grundeinheit eines einfach skalierbaren Systems. Über die Konzentratort Plattform DT5215 [116] können bis zu 128 Karten synchronisiert, gleichzeitig gesteuert und ausgelesen werden. Für 1 mm Fasern, jeweils einzeln ausgelesen, und bei einer geplanten Detektorfläche von 256 x 256 mm sind 8 FERS Karten nötig. Die Eigenständigkeit der einzelnen FERS Karten ist ein großer Vorteil in der Neuentwicklung. Das heißt, ein kleiner Prototyp von 64 Kanälen ist unabhängig funktionstüchtig und kann als Grundeinheit evaluiert werden, und ein späterer Ausbau auf die gewünschte Größe, und etwaige Größenanpassungen, ist simple

Vervielfachung der Grundeinheit. Diese Modularität war ein wichtiger Entscheidungsgrund für dieses System.

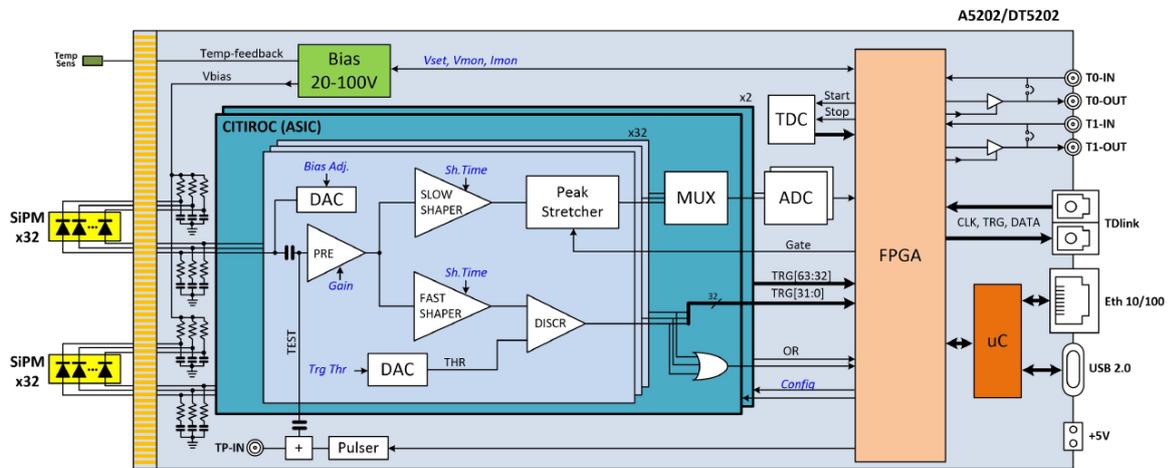


Abbildung 2.4.1: Vereinfachtes Blockdiagramm einer FERS A5202 Einheit von CAEN [117]. Bauteilabkürzungen sind in Tabelle 2.4-1 aufgeführt.

Tabelle 2.4-1: Hauptbestandteile des FERS A5202 [117].

Bauteil	Funktion
<b>DAC (Digital Analog Converter)</b>	Umwandler digitaler Werte in analoge Signale
<b>PRE (Pre-Amplifier)</b>	Vorverstärker
<b>Shaper (Slow/Fast) &amp; Peak Stretcher</b>	Passen den Puls für spätere Analysen an (z.B. Verstärken die Höhe, Limitieren oder verlängern der Bandbreite)
<b>DISCR (Discriminator)</b>	Sorgt für eine Ausgangsspannung abhängig vom Unterschied zwischen Eingangsspannung und Vergleichswert
<b>MUX (Multiplexer)</b>	Verbindet mehrere Eingangskanäle mit mehreren Ausgangskanälen. Kann durchgeschaltet werden und so aus parallelen Daten serielle erzeugen.
<b>ADC (Analog Digital Converter)</b>	Wandelt Analoge Signale in Digitale Werte um
<b>TDC (Time Digital Converter)</b>	Wandelt kurze Zeitabschnitte (ns) in Digitale Werte um
<b>FPGA (Field Programmable Gate Array)</b>	Programmierbare Logikgatter-Anordnung: gewünschte Schaltstruktur kann programmiert werden

## 2.4.2 Aufnahme-Modi und Eigenschaften

Das FERS 5202 System besitzt verschiedene Datenaufnahme- und Verarbeitungsmodi.

Eingestellt und gesteuert werden diese über die open-source Software Janus [118]. Das grafische Nutzerinterface (GUI) ist beispielhaft in Abbildung 2.4.2 dargestellt und zeigt die u.a. die Liste der verschiedenen Aufnahmemodi, die ebenfalls im User Manual [117] nochmals ausführlicher erklärt werden. Die wichtigen Aufnahmemodi werden hier kurz ausgeführt.

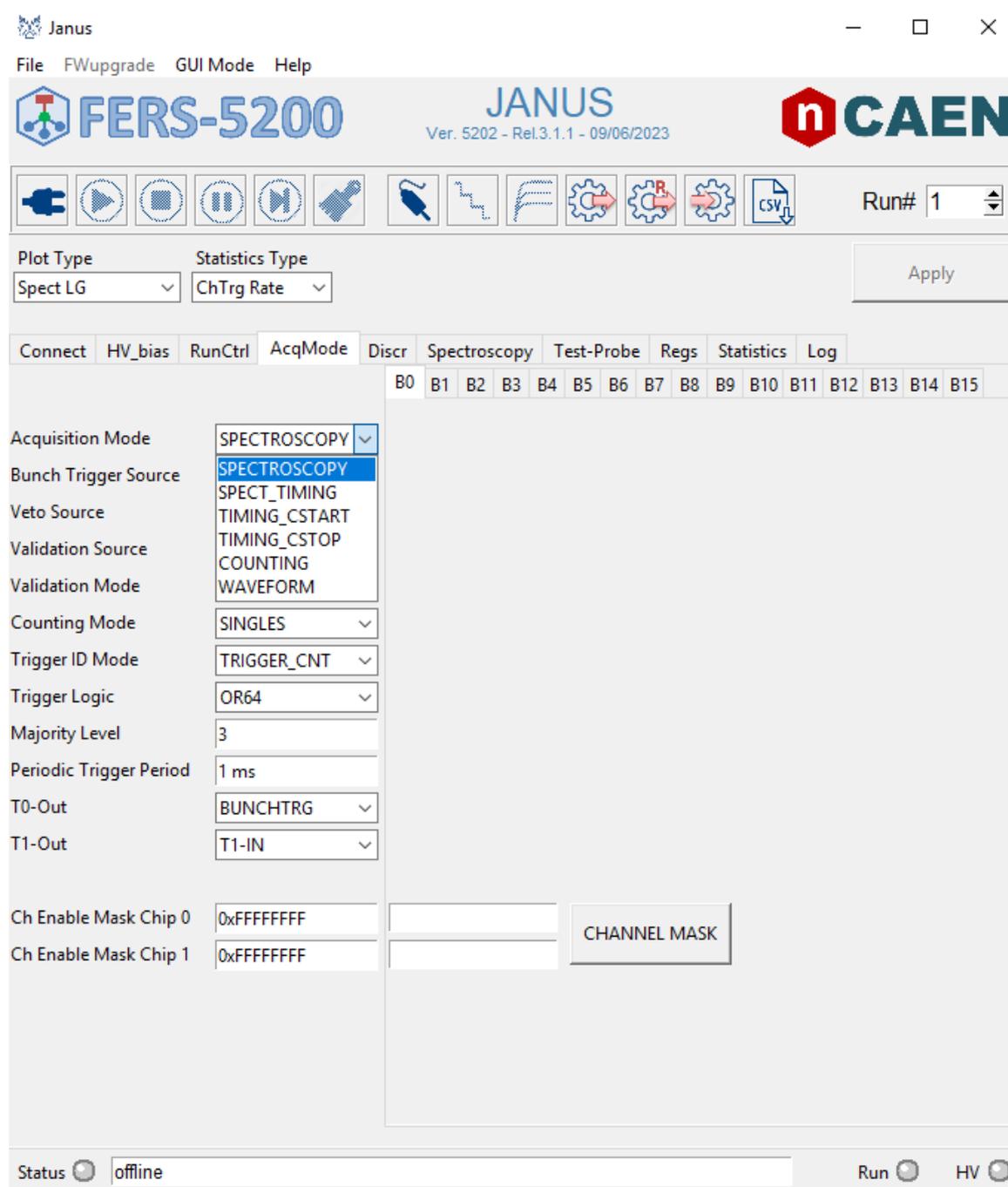


Abbildung 2.4.2: Janus Version 3.1.1, Acquisition Mode Tab im GUI Modus. Nach [118]. SPECTROSCOPY: Spektroskopie; TIMING\_XX: ToA (+ToT); COUNTING: Pulse zählen.

### ***Spektroskopie (Pulse Hight Analysis, PHA)***

Hierbei wird ein Signal an alle Kanäle gegeben, sodass die Information aller Kanäle simultan ausgelesen werden kann. Technisch formuliert, bedeutet das, dass der Sequenzierer dem Citiroc-1A Chip vorgibt, dass dieser die in den Slow-Shaper-Verstärkern erkannten Pulse halten soll. Der FPGA startet dann die Multiplexer-Auslesesequenz, über die die Werte der einzelnen Kanäle der Reihe nach ausgelesen werden. Dabei wird pro Kanal sowohl der Low- als auch der High-Gain Analogwert und der Triggerstatus übertragen. Der nachfolgende 13-bit Analog-Digital-Converter (ADC) wandelt dann die analogen Puls-Höchstwerte in digitale Daten um.

Ein solcher Durchgang der Signalmessung und Verarbeitung dauert rund  $10\mu\text{s}$ , die systematische Totzeit in diesem Modus. Die maximale Triggerrate liegt folglich bei rund 100 kHz.

Dieser Aufnahmemodus wird typischerweise in Teilchenspurdetektoren (Trackern), Kalorimetern und eben für Spektroskopie genutzt. Außerdem existiert ein kombinierter Modus aus Spektroskopie und Zeitinformation, welcher zusätzlich noch kanalübergreifende Zeitintervalle und die Zeit über dem Schwellwert (ToT) aufzeichnet.

### ***Pulse zählen (Counting)***

Dies ist einer der beiden Modi, die Anwendung in dieser Arbeit finden. Hierbei zählt das FPGA die Kanäle einzeln aus. Dabei kann entweder ‚on the fly‘ ausgewertet werden, wobei die Auslese von dem Kanal selbst getriggert wird, wenn ein bestimmter Schwellwert überschritten wird. Alternativ kann ein externer Trigger z.B. über TDlink genutzt werden, oder aber es werden in vorgegebenen Zeitintervallen alle Kanäle gleichzeitig ausgelesen. Dazu wird gatched: es werden alle Werte gleichzeitig in einen lokalen Speicher geschoben. Die Zeitintervalle können im Bereich von 16ns bis rund 34s liegen. Die vom FPGA produzierten Datenpakete eines jeden Intervalls beinhalten die Information zur Kanal-ID, einen 56-bit Zeitstempel (Auflösung 8ns) und einen 64-bit Wert des Zählers. Die Zähler werden nach jedem Ausleseintervall zurückgesetzt. Dabei entstehen allerdings keine Totzeiten.

Dieser Modus wird typischerweise für  $8 \times 8$  SiPM Matrizen genutzt. Der Trigger Schwellwert (threshold) kann auf  $1/3$  eines einzelnen Photoelektrons gestellt werden, womit Einzel-Photon-Zählung ermöglicht wird. Die maximale Zählrate des Citiroc-1A Chips liegt bei 20 Megacounts pro Sekunde (Mcps).

### ***Zeitstempel (ToA [+ToT])***

Hierbei nimmt jeder Kanal unabhängig auf und triggert seine Auslese nach einem Event selbst. Das FPGA schreibt bei einem solchem Selbst-Trigger-Signal dann jeweils die Kanalnummer und den Zeitstempel (Time of Arrival, ToA) auf. Die Auflösung liegt bei 0,5 ns. Die Liste aus Kanal und Zeitstempel ist nach Zeitstempel geordnet.

Dabei werden globale periodische Zeitstempel aufgeschrieben (beispielsweise alle  $200\mu\text{s}$ ) und von diesen ausgehend werden dann in dem jeweiligen Intervall die feuernenden Kanäle mit ihrem jeweiligen eigenen Zeitstempel aufgeschrieben. Dieser Kanal-eigene Zeitstempel sind die vergangenen Nanosekunden seit dem globalen Zeitstempel und können somit einfach auf den diesen addiert werden. Dabei können die globalen Zeitfenster durch einen gemeinsamen

---

zeitlichen Start- (Common Start Gating) oder Endwert (Common Stop Gating) bestimmt werden. Dieser kann extern über Lemo-Anschlüsse oder über die interne Uhr gesteuert werden.

Es ist außerdem möglich auch die Zeit über dem Schwellwert (Time over Threshold, ToT) mit zu erfassen. Die ToT beschreibt damit die Höhe des SiPM-Pulses, also indirekt die Anzahl der eingetroffenen Photonen und dadurch die abgegebene Energie an den Szintillator. Es gibt eine maximale Anzahl an erzeugten Photonen innerhalb einer Faser, bedingt durch statistisch zufällige Verluste, und durch die Abhängigkeit nicht nur von der Energiedeposition, sondern auch der Ionisationsdichte [100]. Damit ist keine Linearität zur Energie der Teilchen gegeben und eine Energiemessung über die Anzahl der Photonen ist deshalb nicht möglich. Das gilt auch, da bei mehreren Selbst-Triggern im selben Kanal nur der letzte davon aufgeschrieben wird. Dennoch ermöglicht die TOT eine ungefähre Einordnung der abgegebenen Energie und erlaubt damit die genutzte Ionensorte zu bestimmen.

### ***Wichtige Limitierungen***

Eine FERS Karte steuert bis zu 64 Kanäle. Die dynamische Reichweite der aufnehmbaren Ladung  $Q$  von den SiPMs ist von 160 fC bis 400 pC. Das entspricht 1 bis 2500 Photoelektronen bei einer Verstärkung mit  $10^6$ . Treffen mehr als 2500 Photonen innerhalb von 50 ns auf, oder ist die Verstärkungsspannung zu hoch gewählt, resultiert ein zu hoher Strom und die Elektronik schaltet sich ab (Overcurrent). Der Strom-Schwellwert ist einstellbar und in dieser Arbeit immer unter 10 mA.

Bezüglich der Sensitivität reicht ein Photoelektron als Triggersignal aus und erlaubt damit Einzelphotonenzählung.

Die relevanteste Limitierung für die Messungen dieser Arbeit ist allerdings die Schreibgeschwindigkeit. Die verarbeiteten Daten werden so verpackt, dass die Informationsübertragung in den Anschlüssen an den Computer (egal ob USB oder Ethernet) auf 1,8 MB/s limitiert ist. Im Zählmodus erreichen die 64 Kanäle in Summe 2776 Bits, bzw. 350 Bytes pro Event. Daraus und aus Messungen folgt, dass Zeitintervalle von unter rund 300  $\mu$ s zu Datenverlust führen. Im Zeitmodus führen die datenintensiven 0,5 ns genauen Zeitstempel schnell zu zu hohen Datenraten. Daraus folgt, dass der Zeitmodus auf unter  $5 \cdot 10^4$  Ionen pro Sekunde limitiert ist, während der Zählmodus bis  $2 \cdot 10^7$  Ionen pro Sekunde funktioniert. Genaueres dazu in Abschnitt 4.3.

### 3 EXPERIMENTELLER AUFBAU

Dieser Abschnitt beschreibt den Aufbau des vollständigen Prototyps. Die Funktion der wichtigsten Elemente (Fasern, SiPMs und FERS) wurde im vorherigen Kapitel behandelt. Hier folgt eine Beschreibung der Bearbeitung, Verarbeitung und Verbindung der Einzelbauteile bis hin zum vollständigen Setup, wie es dann im Ionenstrahl getestet wurde. Später folgte eine Erweiterung auf einen zweidimensionalen (horizontal und vertikal) Monitor. Die Detektionsfläche beträgt  $64 \times 64 \text{ mm}^2$ , mit je Dimension 64 Auslesekanälen.

Dabei wird in zwei Entwicklungsstufen unterscheiden, bezeichnet als Setup 1 und Setup 2. Setup 1 beschreibt die erste Stufe eines vollständigen Prototyps. Hier enden die Szintillationsfasern direkt auf den SiPMs. Bei Setup 2 sind die szintillierenden Fasern nur im aktiven Bereich, dem Fenster, und dort an Lichtleiter angeschlossen, die dann die Lichtsignale an die SiPMs weiterleiten. Bei Setup 2 gibt es noch eine Vor- und eine Endstufe, die sich darin unterscheiden, dass der optische Anschluss der szintillierenden Fasern an die Lichtleiter in der Vorstufe mangelhaft und in der Endstufe deutlich verbessert ist.

#### 3.1 Von der Ionenpassage zum Lichtsignal

##### 3.1.1 Aufbereitung und Verarbeitung der Fasern

Die Szintillationsfasern wurden in 4 m langen Stücken geliefert. Diese wurden in 30 cm lange Stücke geschnitten und beidseitig mit Fiber Polishing von Thorlabs (5, 3, 1, 0.3 mm Körnung) bearbeitet. Poliert wurden die Fasern einzeln nacheinander indem sie durch einen PMMA-Block mit 1,5 mm Loch geführt und flächig mit dem Block mit abnehmender Körnung flachgeschliffen wurden.

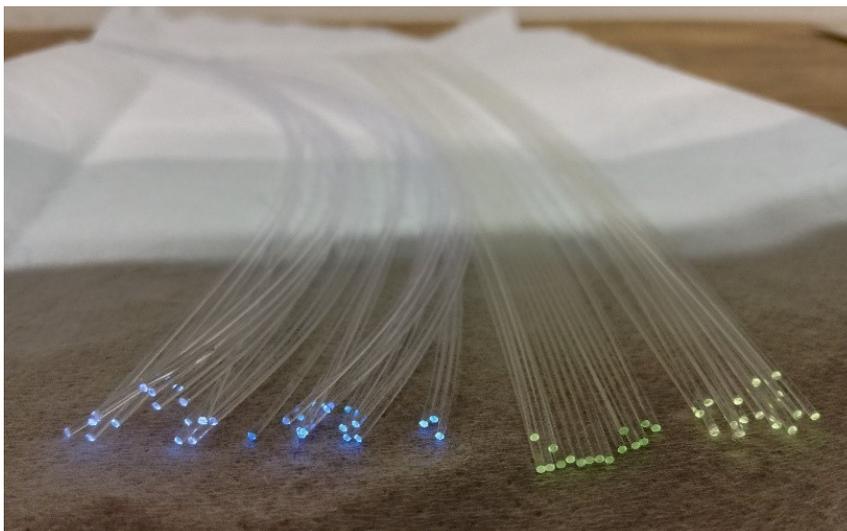


Abbildung 3.1.1: Nicht polierte vs. polierte Fasern (dunklerer, satterer Farbton). Die polierten liegen im Bild innen. In Blau die 78MJ und in Grün die 3HF Fasern.

Nach dem Verkleben in die 3D gedruckten Bauteile wurden diese dann auf der im Faserblock verklebten Seite, inklusive dem Faserblock selbst, nochmals glatt abgefräst. Durch das Fräsen wird eine qualitativ hochwertigere Oberflächengüte hergestellt als beim manuellen Polieren. So wurde es auch für den Aufbau des SciFi Monitor durchgeführt, die Enden wurden hier mit einer „Einspitz-Diamantklinge gefräst, um ein hochwertiges optisches Finish zu erzielen“ [23].

Die Fasern wurden aufeinanderliegend als Set von 64 Fasern in ein quadratisches, 3D gedrucktes Fenster eingebaut. Da die Fasern 1 mm im Durchmesser (runde Fasern) oder 1 mm Kantenlänge (quadratische Fasern) besitzen, ist das aktive Fenster  $64 \times 64 \text{ mm}^2$  groß. Das eine Ende der Fasern endet an Luft, wodurch ein Teil des erzeugten Lichtsignals verloren geht. Für die Messziele dieses ersten Prototyps ist das Photonensignal dennoch ausreichend, könnte aber mit einer reflektiven Beschichtung erhöht und damit die SNR verbessert werden [23]. Das andere Ende der Fasern ist in einem Block sortiert, der Löcher in einem  $4 \times 16$  Gitter angeordnet hat, so dass die Fasern einzeln und räumlich getrennt genau auf die SiPMs des PCB passen. Fenster und Faserblock sind inklusive der eingebauten Szintillationsfasern in Abbildung 3.1.2 dargestellt.

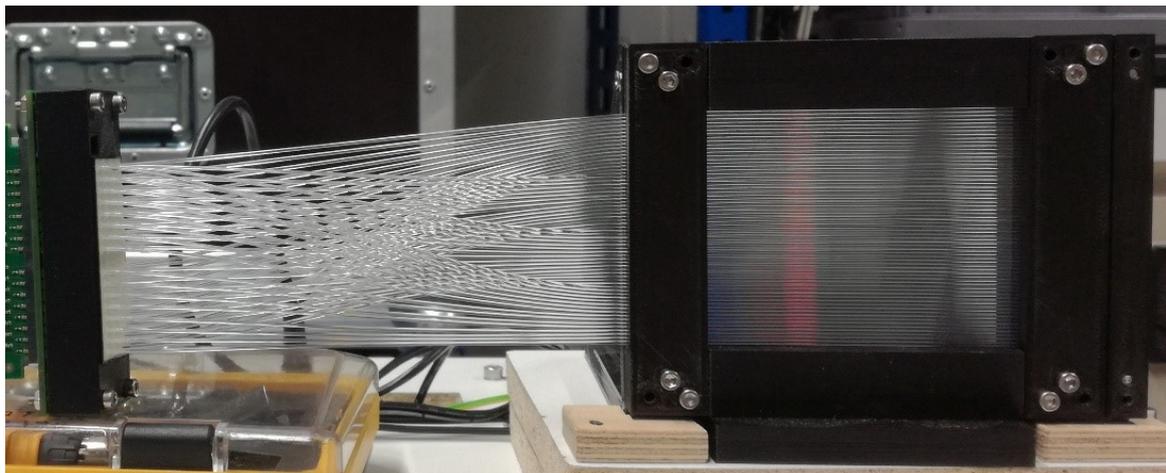


Abbildung 3.1.2: Fenster (innen  $64 \times 64 \text{ mm}^2$ ) rechts und Faserblock links.

Die 3D Strukturen wurden mit einem Sigma R19 Drucker von BNC3D mit 0,8 mm und 0,3 mm Düsen aus schwarzem PLA (polyacid) gedruckt. Zum Entwurf wurde Autodesk Inventor genutzt und zur Umwandlung bzw. zum Slicen der Datei BNC3D Stratos 1.6.

### 3.1.2 Lichtisolation

SiPMs verstärken jedes einzelne Photon, unabhängig von dessen Quelle. Es müssen folglich externe Lichtquellen geblockt oder vermieden werden. Der erste Schritt ist eine Isolierung des optisch aktiven Teils der Fasern und den SiPMs. Diese wurde hier mit eloxierten  $30 \times 30 \text{ mm}^2$  item-Profilen und Thorlabs Blackout Materials (Black Posterboard, Black Masking Tape) [119] realisiert. Mit der in Abbildung 3.1.3 dargestellten Blackoutbox wurde der gesamte Aufbau lichtdicht abgedeckt. Kabel wurden durch lichtdichte Anschlüsse oder Löcher in der Bodenplatte geführt.

Die Lichtquellen innerhalb der Blackbox, die Status-LEDs der FERS-Ausleseboards, wurden durch das Entfernen ihrer Vorwiderständen ausgeschaltet.



Abbildung 3.1.3: Blackout-Box aus eloxierten Item-Profilen, Black Posterboard, schwarzem Capton und Black Masking Tape, die für normales Raumlicht lichtdicht ist.

Des Weiteren wurden die SiPMs voneinander einzeln optisch isoliert. Dazu wurde ein speziell angepasstes Gitter gedruckt, welches auf das SiPM-PCB aufgelegt wird. Die Dicke des Gitters entspricht der Höhe der aufgelöteten SiPMs, damit die Fasern im Faserblock noch auf selbigen ohne Abstand aufliegen. Das ist von Bedeutung, da die Aufstreuung zwischen Faserende der  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  Fasern und der aktiven  $1,3 \times 1,3 \text{ mm}^2$  SiPM Fläche genau mit der Dicke bzw. Höhe des Schutzfensters der SiPMs übereinstimmen. Das bedeutet auch, dass die Fasern genau mittig aufliegen müssen, damit alle aus den Fasern austretenden Photonen auch gemessen werden. Eine anschauliche Beschreibung dazu ist in [87] zu finden.

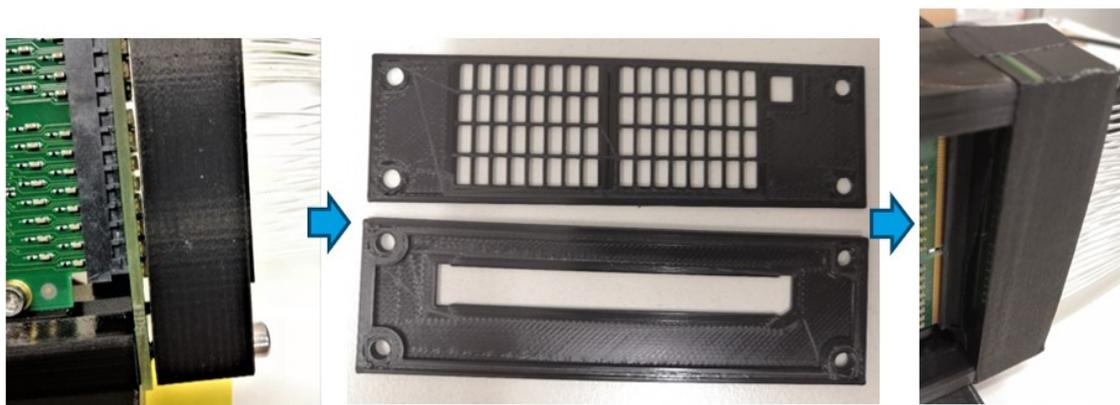


Abbildung 3.1.4: Links: nur aufgeschraubter Faserblock auf dem SiPM board; Mitte: Maske für die Zwischenräume der SiPMs und Maske für die Rückseite wegen der Durchgangslöcher; Rechts: kombiniert und mit Black Masking Tape abgedeckt.

In diesem Setup wurde das optische Matching der Fasern und der SiPMs sichergestellt, durch eben jenes mittiges Aufliegen durch abgestimmte 3D Drucks und zugehörigem

---

passgenauen PCB Board Design. Das SiPM-PCB wurde auch von hinten mit einer lichtblockenden Maske abgedeckt. Mit Blackout-Tapes um die verschraubte Kombination wurde eine weitere Barriere gegen Streulicht geschaffen, siehe Abbildung 3.1.4.

### 3.1.3 Setup 1: Fasertypen und Anschluss

Untersucht wurden die szintillierenden Fasern in zwei Formaten: rund (1 mm Durchmesser) und quadratisch (1x1 mm<sup>2</sup> Querschnitt). Rund ist dabei das in anderen Anwendungen häufiger genutzte Standardformat.

Im ersten Setup wurden je 32 der beiden Fasertypen 78MJ und 3HF übereinander angeordnet, verklebt und per Fräse geglättet (Abbildung 3.1.5). Die Anordnung von Setup 1 besteht damit aus 64 runden Fasern, die eine Hälfte 78MJ (blau), die andere 3HF (grün). Diese Fasern sind eingeordnet in einem 3D gedruckten Bauteilen mit einer 64 mm breiten und 1 mm tiefen Vertiefung. Passend hineingelegt, werden die Fasern mit einem aufgeschraubten flachen 3D Bauteil verklemt. Auf diese Weise wurden die Fasern mit zwei dieser 2 cm breiten Klemmen im Abstand von 64 mm fixiert, womit eine quadratische Zielfläche entsteht, siehe Abbildung 3.1.6 im Hintergrund. Auf der Seite des aktiven Fensters bleiben die Fasern offen (Abbildung 3.1.7). Zur weiteren Fixierung der Fasern in den 3D Bauteilen wurde Araldite2012 genutzt, ein zwei Komponenten Epoxidharzkleber, der die Fasern chemisch und optisch nicht verändert.

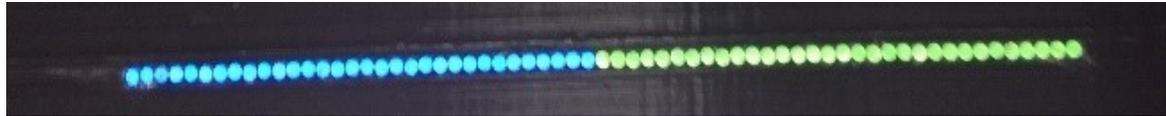


Abbildung 3.1.5: Links: 32x 78MJ; Rechts: 32x 3HF, rund, 1 mm Durchmesser.



Abbildung 3.1.6: Fasermatte (hinten) und Faserblock zum Anschluss auf das SiPM-PCB (vorn).

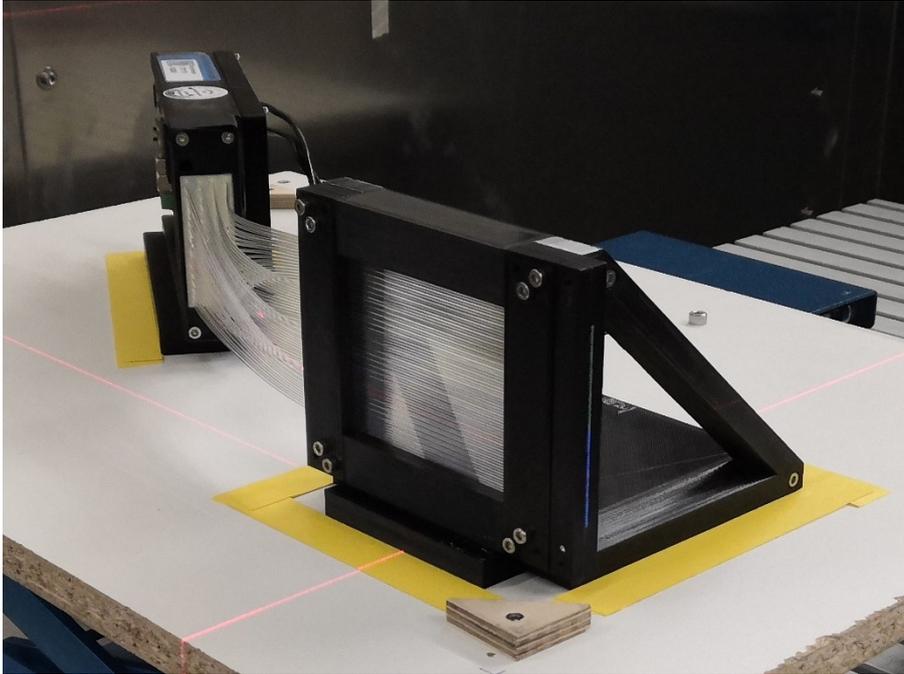


Abbildung 3.1.7: Fenster mit Standfuß in Setup 1, Szintillationsfasern durchgängig bis zu den SiPMs.

Die beiden verschiedenen Fasertypen wurden in denselben Aufbau eingebracht um eine direkte Vergleichsmessung zu ermöglichen. Da hierbei allerdings runde Fasern einlagig verwendet werden entsteht ein inaktiver Bereich im Detektor. Dieser Totbereich ist in Abschnitt 2.2.1 weiter ausgeführt, und deckt rund 5 % der Detektionsfläche ab. Dort reicht die Anzahl der erzeugten Photonen bei einem minimal ionisierenden Teilchen nicht aus für ein Signal oberhalb des Schwellwerts bzw. des Rauschens.

Die beiden Fasertypen wurden mit einem Hamamatsu Mini-Spektrometer (C10083CA-2050) überprüft, dargestellt und ausgeführt in Abschnitt 3.7.

### 3.1.4 Setup 2: Faserformen und optische Übergänge

Das zweite Setup besteht statt aus zwei 3D Klemmen aus einem 3D gedruckten Fenster, angepasst an quadratische Fasern. Quadratische Fasern decken die Fläche homogener ab. Im Setup 2 wurden nur noch die 3HF Fasern genutzt, da sich diese in ersten Experimenten als optisch mindestens genauso geeignet herausgestellt haben, wie die 78MJ Fasern, vgl. Abbildung 4.2.1. Die 3HF sind allerdings strahlenhärter und damit geeigneter in der geplanten Anwendung (vgl. Abschnitt 2.2.2).

Aus Kostengründen und als Testobjekt für eine zukünftige Austauschbarkeit des aktiven Fensters enden die szintillierenden Fasern in diesem Setup beidseitig schon an der Fensteraußenkante, anstatt auf einer Seite in dem Faserblock. Das Lichtsignal wird von dem Fenster über einfache Lichtleiterfasern (Polymethylmethacrylat, PMMA, TRU Components POF-Kabel Simplex) hin zu den Photomultipliern geleitet. Dabei werden weitere Kosten durch den

Einsatz der erheblich günstigeren Lichtleiterfasern gegenüber den Szintillationsfasern eingespart. Außerdem wird so der aktive Teil des Detektors auf das Fenster beschränkt. Fehlsignale beispielsweise durch kosmische Strahlung oder Sekundärteilchen im Bereich des Lichttransports in den Lichtleitern sind somit ausgeschlossen. Des Weiteren ist die Absorption geringer. Optisch ist dieser Anschluss dennoch ungünstiger, da dieser einen weiteren Übergang erzeugt, an dem Lichtsignal durch Reflexions- und Transmissionsverluste verringert oder verloren gehen kann.

Mechanisch soll der Anschluss der Lichtleiter an die Szintillationsfasern am Fenster leicht lösbar und ebenso leicht wieder fixierbar sein, damit ein Austausch der Fasermatten technisch einfach und schnell umsetzbar ist. Das ist aufgrund der nicht vermeidbaren Strahlenschäden über die Dauer der Zeit an den Szintillationsfasern notwendig.

Ein Teil der Transmissionsverluste geht auf den Übergang von quadratischen Fasern zu runden Lichtleitern zurück. Die runden Lichtleiter decken nur 78 % der Fläche der quadratischen Szintillationsfasern ab.

Ein erster Adapter ist in Abbildung 3.1.8 zu sehen. Klar ersichtlich liegen die Fasern nicht perfekt in einer Ebene ausgerichtet. Dadurch rücken die runden Fasern enger zusammen und das Matching der quadratischen auf die runden Fasern ist schlecht. Aufeinander geschraubt teilt sich ein Signal einer Szintillationsfaser an einigen Stellen auf mehrere Lichtleiter auf: optischer Crosstalk auf andere Kanäle. Der Effekt ist in Abbildung 3.1.9 zu sehen: Hier wird eine einzelne Lichtleiterfaser mit einem Laser beleuchtet, im angeschlossenen Faserfenster leuchten allerdings zwei Fasern auf.

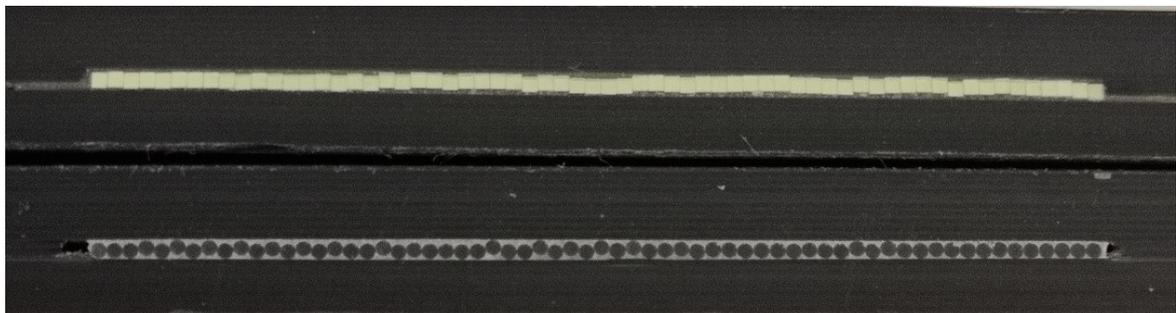


Abbildung 3.1.8: Übergang: quadratisch (oben;  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  3HF Szintillationsfasern) zu rund (unten; PMMA-Lichtleiterfaser).

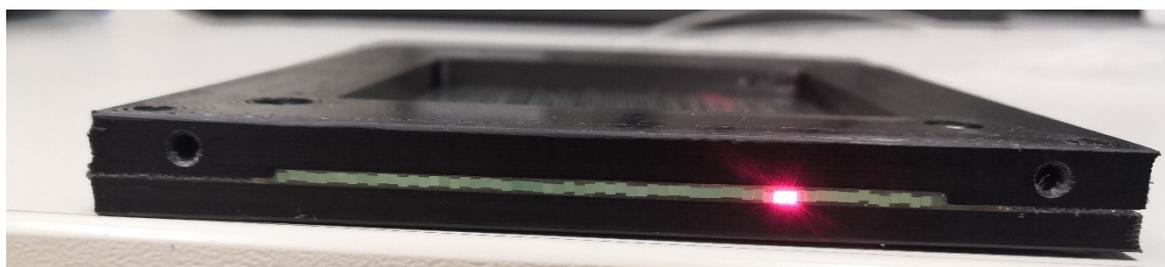


Abbildung 3.1.9: Optischer Crosstalk. Eine Lichtleiterfaser ist mit einem Laser beleuchtet, am Übergang zu den Szintillationsfasern teilt sich das Licht auf zwei Fasern auf (hier zu sehen).

### **Verbesserter Anschlussstecker**

Ein neues Anschluss-Design soll den Effekt des Crosstalks durch räumliche Trennung der Faserenden minimieren. Das Design ist in Abbildung 3.1.10 zu sehen. Dabei werden die einzelnen nebeneinander liegenden Fasern räumlich getrennt. Auf der Fensterinnenseite liegen die Fasern auf einer Ebene nebeneinander wie in vorherigen Setups, auf der Außenseite sind benachbarte Fasern orthogonal zur Faserplattenlage voneinander weg verschoben. Damit besitzen die Fasern mindestens eine Faserbreite Distanz zu jeder anderen an der Anschlussfläche. Ein spiegelbildlicher Stecker mit Lichtleitern wird aufgeschraubt und führt die dort angeschlossenen Fasern wieder zu einer Ebene zusammen. Die Anschluss-Flächen sind abgefräst. Der leichte Winkel unter dem die Fasern in diesem Design aufeinander treffen führt ebenfalls zu Verlusten, welche aber viel geringer als bei der parallelen Anschlussvariante (Abbildung 3.1.8) sind. Die Rate an Mehrfach-counts durch Crosstalk ist deutlich reduziert, siehe Abbildung 4.2.3.

In der weiteren Arbeit bezieht sich Setup 2 auf den Aufbau inklusive des diesen optimierten Anschlussstecker, während der Anschluss mit starkem Crosstalk eine Zwischenstufe darstellt.

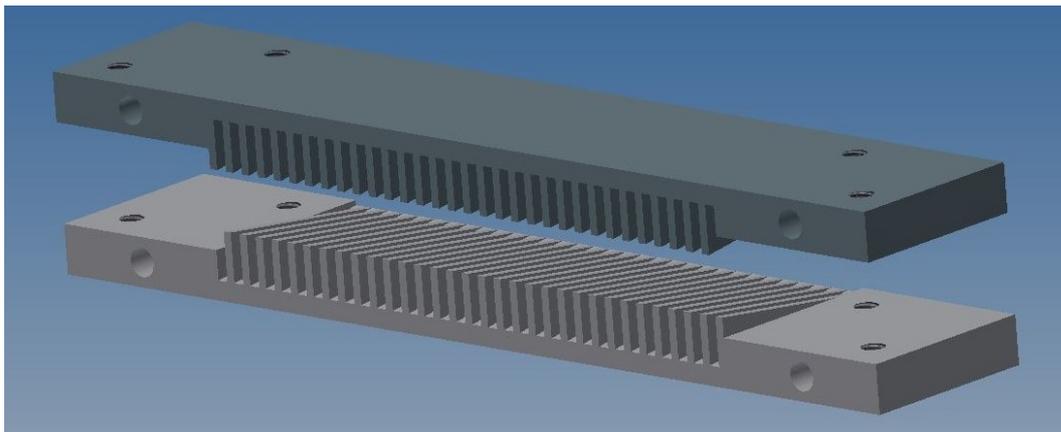


Abbildung 3.1.10: Anschluss Update. Nebeneinander liegende Fasern werden räumlich getrennt.

## **3.2 Wandlung der Lichtsignale in elektrische Pulse**

Die Lichtsignale, die in den Szintillationsfasern erzeugt werden, laufen zu beiden Enden. Am offenen Ende wird nur ein kleiner Teil (ca. 5%, worst-case bei Brechungsindex 1.6 zu 1.0, [97]) reflektiert. Das andere Faserende ist in dem Faserblock fixiert und liegt auf den SiPMs auf. Die Photonen aus diesen Fasern werden dort von den SiPMs in ein elektrisches Signal umgewandelt und verstärkt. Um dieses Signal zu erzeugen und auch weiterzugeben, muss jeder SiPM über zwei Anschlüsse mit dem Ausleseboard verbunden werden, einer zur Stromversorgung und einer zur Signalübertragung. Die Ansteuerung und Stromversorgung ist Aufgabe des Auslesesystems FERS. Die Verbindung der einzelnen SiPMs und dem FERS erfolgt über ein speziell dafür entworfenes Printed Circuit Board (PCB).

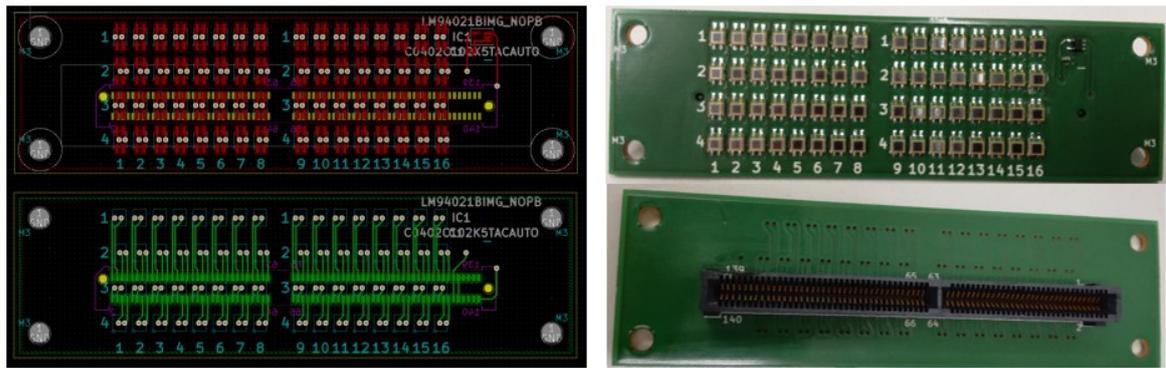


Abbildung 3.2.1: Links: KiCAD Entwurf vorn und hinten; Rechts: fertiges voll bestücktes PCB. Größenordnung: 9 cm in der Breite.

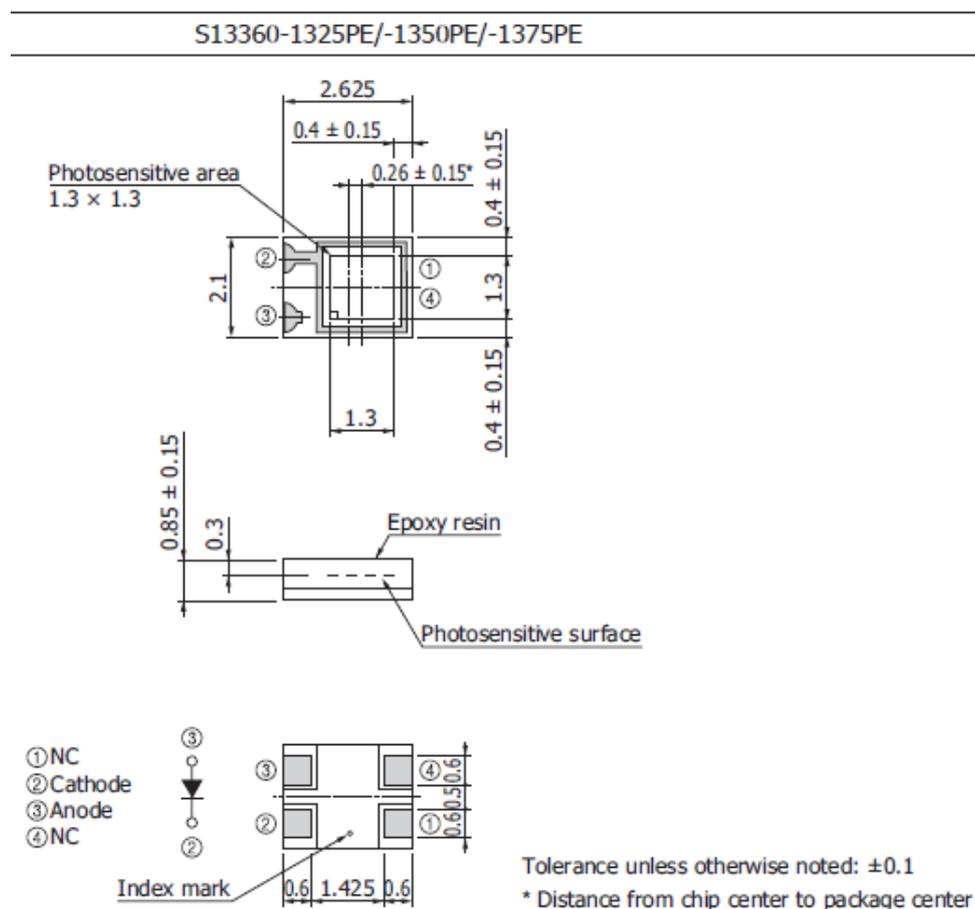


Abbildung 3.2.2: Geometrie und Aufbau der verwendeten S13360-1350PE SiPMs.

Das PCB wurde im Programm KiCAD entworfen. Der Designplan ist in Abbildung 3.2.1 links zu sehen. Inspiriert wurde das Board von einem ähnlichen Board, welches die IDEA Gruppe um R. Santoro [24] verwendet. Das PCB wurde nach der Konzeption von der Firma Aisler hergestellt. Per Siebdruck-Maske wurde Lotpaste aufgetragen, die 64 SiPMs anschließend per Pinzette aufgesetzt und das so bestückte Board im Ofen ausgeheizt. Dieses Vorgehen wird als Reflow-Verfahren bezeichnet. Nach der Fixierung der SiPMs wurde auf der Rückseite händisch mit Lötzinndraht und LötKolben ein 140-pin-Stecker (Samtec HSEC8-170-01-S-DV-A)

verlötet. Abbildung 3.2.1 zeigt rechts das fertiggestellte voll bestückte PCB. Zuletzt wurde die Verbindung aller Pins per Multimeter überprüft und gegebenenfalls nachgelötet.

Die Photonen treten in einem Kegel homogen verteilt aus der Faser aus [94, 95]. Damit dennoch alle Photonen aufgenommen werden können muss die sensitive Fläche der SiPMs entweder direkt an der Faser anliegen oder größer als diese sein. In Abbildung 3.2.2 sind alle relevanten Größen der verwendeten SiPMs dargestellt. Die fotosensitive Fläche ist von einem 0,3 mm dicken Epoxidharz-Fenster geschützt. Die Fensterdicke entspricht dabei genau der Distanz über die eine 1x1 mm<sup>2</sup> Szintillationsfaser ihren Austrittslichtkegel auf die Fläche von 1,3x1,3 mm<sup>2</sup> vergrößert. Folglich müssen die Fasern direkt, flach und mittig aufliegen. Ist das nicht der Fall, was in dieser Implementierung realistisch ist, so gibt es Verluste: Zum einen die, die durch die höhere Distanz an der sensitiven Fläche vorbeistreichen und möglicherweise zu Crosstalk auf andere Kanäle führt. Zum anderen die durch den Übergang über Luft entstehenden Reflexionsverlust von bis zu 13 %, vgl. Abschnitt 2.2.1.

### 3.3 Wandlung des elektrischen Pulses in einen digitalen Wert

Der von den SiPMs kommende elektrische Impuls wird vom Front-End Readout System (FERS) aufgenommen. Das FERS ist mit seinen Funktionseinheiten schematisch in Abbildung 2.4.1 dargestellt. Es versorgt und steuert die SiPMs, vor allem verarbeitet es deren Daten. Das FERS verstärkt, verwertet und verändert das Signal erst um es anschließend in ein digitales umzuwandeln und als solches nochmals weiterzuverarbeiten und anzupassen.

Welcher Auswerteprozess durchlaufen und damit welche Daten in welcher Weise zur Verfügung gestellt werden entscheidet der Nutzer über das Steuerprogramm „Janus“ (siehe Abbildung 2.4.2). Die gewünschten Daten werden per USB oder Ethernet an den Computer gesendet. Weiterführend wird auf die Handbüchern zum Ausleseboard [117] und seinem Steuerprogramm Janus [118] verwiesen. Die erzeugten Messdaten (z.B. Anzahl der SiPM Pulse pro Sekunde und Kanal) werden in einer Textdatei im ASCII Format abgelegt, welche dann geplottet werden kann.



Abbildung 3.3.1: DT5215 – Concentrator Board für FERS5202 [116].

Im Setup 2 wurde das Concentrator Board DT5215, siehe Abbildung 3.3.1, zur synchronisierten Steuerung und Auslese mehrerer FERS Boards eingebaut. Es erlaubt auch eine

---

höheren Datendurchsatz von 60 MB/s. Benutzerdefinierte Datenverarbeitungs-Algorithmen können in den integrierten Single Board Computer geladen werden.

Die Daten können in verschiedenen Formaten, insbesondere aber in ASCII und binär, gespeichert werden. Die Verarbeitung und grafische Darstellung wurde an einem Windows-Computer mit den Programmen OriginPro 8.5 und Python 3.9 durchgeführt.

## 3.4 Montage

Zentrales Element sind die Szintillationsfasern, sie bedingen alles Folgende: die SiPMs, deren Ausleseelektronik FERS und der angeschlossene Computer mit dem Programm Janus. In diesem Abschnitt wird der Aufbau des kompletten Prototyps anhand der bisher vorgestellten Bauteile behandelt, mit Montage und Verbindung der einzelnen Komponenten.

### 3.4.1 Setup 1: Grundeinheit

Die Grundlage bildet eine Holzplatte auf die der Aufbau gestellt wird. In diese Platte ist eine kleine Metallplatte zur lichtdichten Kabeldurchführung geschraubt, und Fixierpunkte für die Blackout-Box (Abbildung 3.1.3) aufgebracht. Die Blackout-Box dient zur Lichtisolation und wird über den vollständigen Versuchsaufbau gesetzt. Sie ist nötig, denn selbst wenn die SiPMs optisch ideal isoliert sind würde normales Raumlicht über die Fasern ein Signal erzeugen, dass in den SiPMs zu einer Überspannung führen würde. Die Blackout-Box besitzt auf der Höhe der aktiven Szintillationsfaserfenster ein Rechteck aus schwarzem Kapton anstelle des ansonsten eingesetzten schwarzen Kartons. Kapton ist nur einige Mikrometer dick und bedeutet damit eine deutlich geringerer Materialeintrag im Ionenpfad vor den detektierenden Szintillationsfasern.

Die Szintillationsfasern wurden in 3D gedruckten Klammern für Setup 1 fixiert und verklebt. Das 64x64 mm<sup>2</sup> große aktive Fenster wird mit einem passenden Standfuß, ebenfalls 3D Druck, versehen. Die rund 50 cm langen Fasern enden an ihrem einen Ende mit dem Fenster. An ihrem anderen Ende werden sie in einem Faserblock mit einem 4x16 Gitter einsortiert und verklebt. Dieser Block wird auf das SiPM-PCB aufgeschraubt. Das SiPM-PCB wird zuvor vorn und hinten mit einer Lichtschutzmaske versehen, die die einzelnen SiPMs optisch voneinander und von Streulicht durch die Durchgangslöcher des PCB isolieren. Der vollständige Block um die SiPMs wird abschließend mit Black Masking Tape umwickelt. Dieser kombinierte Block wird in den Halter (ebenfalls 3D Druck) für das FERS geschraubt. Der Halter für das FERS ist so entworfen, dass eben jenes genau passend hineingeschoben werden kann und in den Anschluss auf dem SiPM-PCB andockt. Am FERS sind die Stromversorgung und ein Ethernet Kabel zu Informationsübertragung angeschlossen.

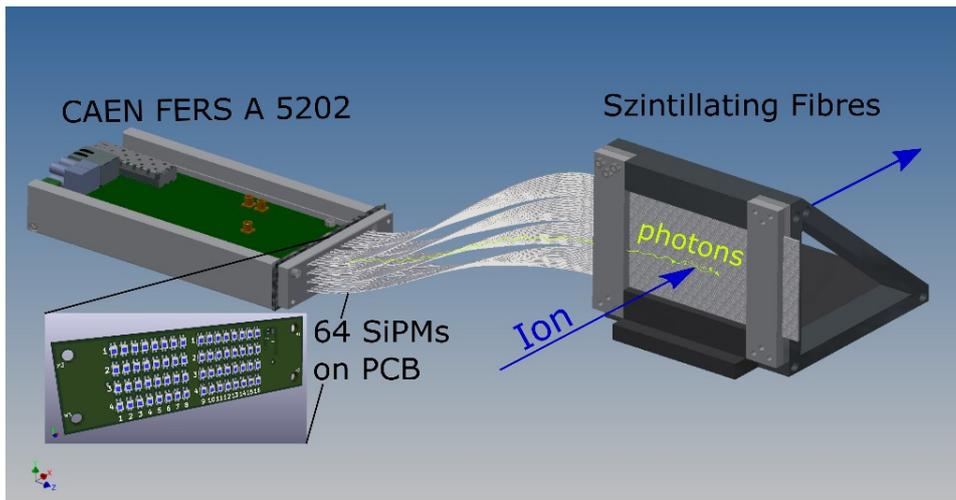


Abbildung 3.4.1: Geplant (Entwurf in Autodesk Inventor). Der Ionen-Pfeil stellt die Positionierung des Setups zum Strahl dar: das Fenster orthogonal und die Szintillationsfasern führen aus dem Primärstrahl heraus zur Elektronik.

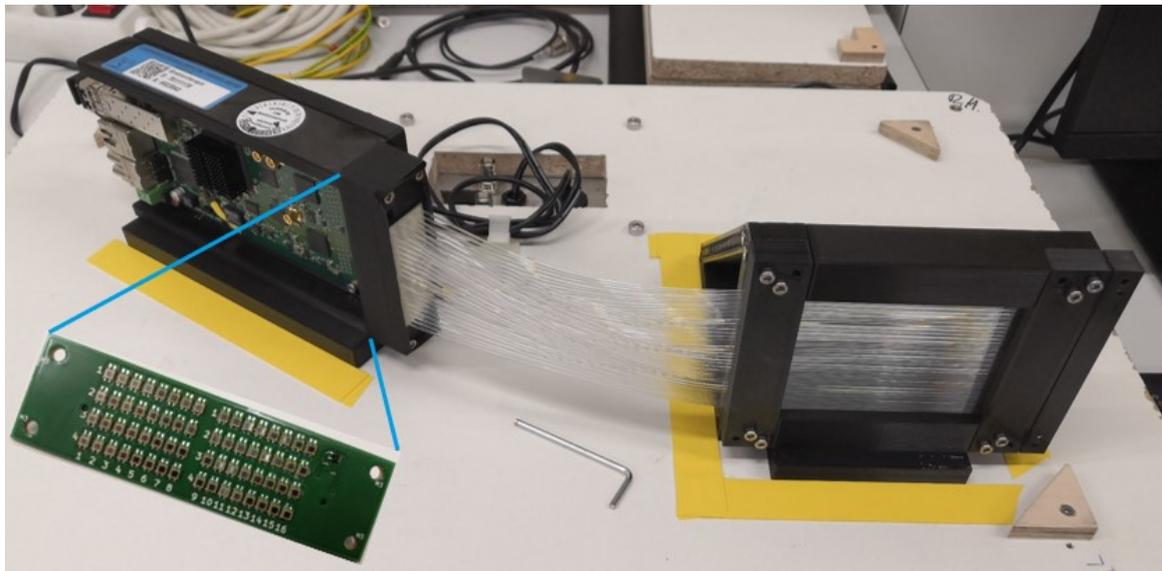


Abbildung 3.4.2: Realisierung von dem Entwurf aus Abbildung 3.4.1.

In Abbildung 3.4.1 ist ein Entwurf des ersten Setups zu sehen. Die hellen und dunkelgrauen Bauteile, die nicht das FERS oder die Fasern sind, wurden, wie erwähnt, alle im CAD Programm Autodesk Inventor entworfen, in dem Slicing-Programm BNC3D Stratos 1.6 vorbereitet und anschließend auf dem 3D Drucker BNC3D Sigma R19 ausgedruckt. Für grobe Bauteile (FERS Board Halter und Standfuß) wurde die 0,8 mm Düse genutzt, für Bauteile, die exakter gedruckt sein mussten wurde die 0,3 mm Düse verwendet. Das Material war schwarzes Polylactid (PLA) und später schwarzes ToughPLA (PLA gemischt mit Acrylnitril-Butadien-Styrol – ABS). Des Weiteren wurde der Faserblock, in dem die Szintillationsfasern später fixiert werden sollten, in einer mechanisch präziseren Variante am DKFZ per Flüssigharz-3D-Druck hergestellt, da hier Sub-Millimeter-Genauigkeiten benötigt wurden.

Die Realisierung des Entwurfs in Abbildung 3.4.2 zeigt alle 3D Drucke in schwarz und das Setup stehend auf der Holzplatte inklusive der Kabeldurchführung. Dieses Setup 1 entspricht der kleinsten Funktionseinheit. Die Matte und die Fasern sind orthogonal zur Strahllinie und horizontal ausgerichtet. Die Signale der Fasern sind über die Kanäle durchnummeriert, wobei eine Faser 1 mm Durchmesser besitzt und damit ein Kanal einem Millimeter entspricht. Kanal bzw. Millimeter 0 bis 31 besteht aus den blauen Fasern und 32 bis 63 aus den grünen Fasern. Nummeriert wird von unten nach oben.

Als Zwischenbilanz lässt sich aus dem Aufbau von Setup 1 lernen, dass die SiPMs optisch gut gegen Streulicht und gegeneinander isoliert sein müssen und dass die FPGA Module auf den FERS einen Kühlkörper und zirkulierende Luft benötigen, um nicht zu überhitzen. Diese beiden Erkenntnisse sind im Aufbau des zweiten Setups miteingeflossen. Die wichtigste Erkenntnis aus Setup 1 aber war, dass die strahlenhärteren 3HF Fasern für die Anwendung in dieser Arbeit die geeigneteren darstellen.

### 3.4.2 Setup 2: Vollständiger Prototyp

Setup 2 entspricht einer Verdopplung von Setup 1, kombiniert, verbessert und um 90° gegeneinander verdreht um beide Dimensionen detektieren zu können. Ein Set aus Szintillationsfaser-Fenster mit 64 Kanälen und SiPM-PCB und FERS Auslese sowohl für die vertikale, als auch die horizontale Ebene. Dazu musste der Standfuß der aktiven Fenster etwas angepasst werden. Des Weiteren wurde ein Lüfter aufgrund der Überhitzung der FPGAs der Ausleseboards eingebaut.

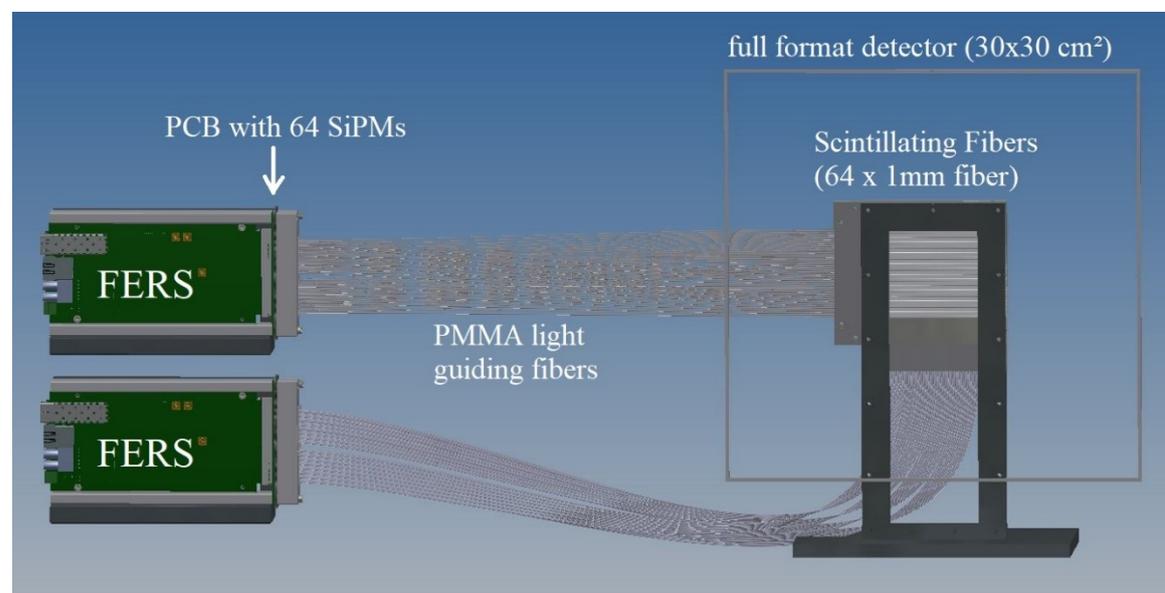


Abbildung 3.4.3: Entwurf des Setup 2 in Autodesk Inventor, mit horizontaler und vertikaler Ebene, dem Anschluss der Lichtleiterfasern an das Szintillationsfaser-Fenster und den Ausleseboards.

Weitere Änderungen sind der Einbau des Konzentration-Boards außerhalb der Box, die Änderung auf den neuen Anschlussstecker (Abschnitt 3.1.4) und die Trennung in aktives Fenster aus Szintillationsfasern und Lichtleiter aus PMMA.

In Abbildung 3.4.3 ist wieder der in Autodesk Inventor kreierte Entwurf zu sehen und in Abbildung 3.4.4 die Realisierung.

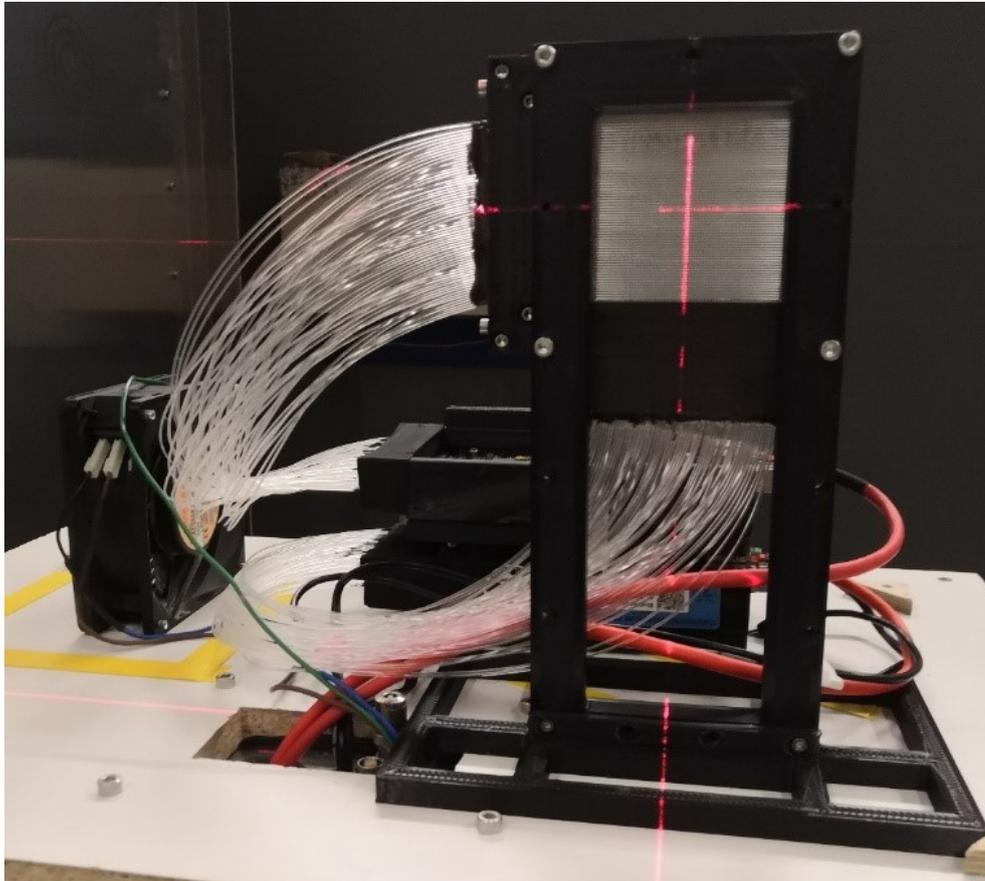


Abbildung 3.4.4: Realisierung des Setup 2, inklusive der 3D gedruckten Strukturelemente und einem Lüfter zur Luftumwälzung gegen die Überhitzung der FPGAs der FERS-Boards.

### 3.5 Schwellwert-Messung zur Untersuchung des SNR

Das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) ist ein entscheidender Parameter, der die Empfindlichkeit und Leistungsfähigkeit von SiPMs charakterisiert. Das SNR ist definiert als das Verhältnis zwischen dem erkannten Signal und dem Hintergrundrauschen. Wird eine Schwelle für die Aufzeichnung von Daten unterhalb des Signals, aber noch oberhalb des Rauschens gesetzt, kann das Signal ohne Rauschen aufgenommen werden. Ist der Schwellwert (Threshold) zu niedrig gesetzt, so erfasst dieser zwar selbst sehr schwache Signale, erzeugt dafür aber auch häufig Fehlsignale aus dem Rauschen heraus. Ist er zu hoch, so können schwache Signale übersehen werden.

Im Falle des FERS beschreibt der Schwellwert den Wert, ab welchem ein analoges Signal von einem SiPM kommend in ein digitales umgewandelt wird. Das analoge Signal, der

elektrische Puls, wird, wie in Abschnitt 2.3 ausgeführt, durch das Auftreffen eines Photons auf einem SiPM ausgelöst. Bei zwei detektierten Photonen ist der Puls doppelt so hoch, bei dreien dreimal und so weiter bis maximal alle 667 Pixel gleichzeitig feuern. Wird ein Signal allerdings durch Zufall ausgelöst, z.B. durch thermische Anregung, wird auch hier ein Puls erzeugt. Wenn ein solcher zufälliger Puls durch elektronischen Crosstalk einen benachbarten Pixel mit anregt – ein Elektron aus der Lawine eines Pixels in ein benachbartes APD springt und dort eine weitere Lawine auslöst – so ist auch dieser thermisch bedingte Puls doppelt so hoch. Allerdings geschieht Crosstalk nicht immer und so sind doppelt so hohe (oder noch höhere Vielfache) Pulse seltener als einfache thermische Pulse.

Wird im Dunklen, ohne externe Signale, ein Schwellwert-Scan gefahren (alle Threshold-Werte nacheinander), so ergibt sich ein stufenförmiger Verlauf. Die Stufen entstehen durch die quantisierte Art des Signals, je nachdem wie viele Pixel feuern. Die nullte Stufe ist das Spannungsrauschen durch die Grundlast auf den elektronischen Bauteilen, wobei jeder SiPM als dauerhaft feuernd gezählt wird. Die erste Stufe ist dann die, in der ein einzelner Pixel feuert, ausgelöst durch ein zufälliges thermisches Photoelektron (photoelectron, 1 p.e.). Die zweite Stufe ist dann dem elektronischen Crosstalk geschuldet, durch den ein zweiter Pixel mit-feuert (2 p.e.), die dritte Stufe stellt drei feuernde Pixel dar (3 p.e.), und so weiter. Veranschaulicht wird dieses Verhalten in Abbildung 3.5.1. Die Plateaus werden mit halben Photoelektronen beschriftet, da sie den Bereich zwischen dem Schwellwert bei der vorherigen oder nachfolgenden Anzahl an unterdrückten Photoelektronen (bzw. feuernden Pixeln) darstellen. [120]

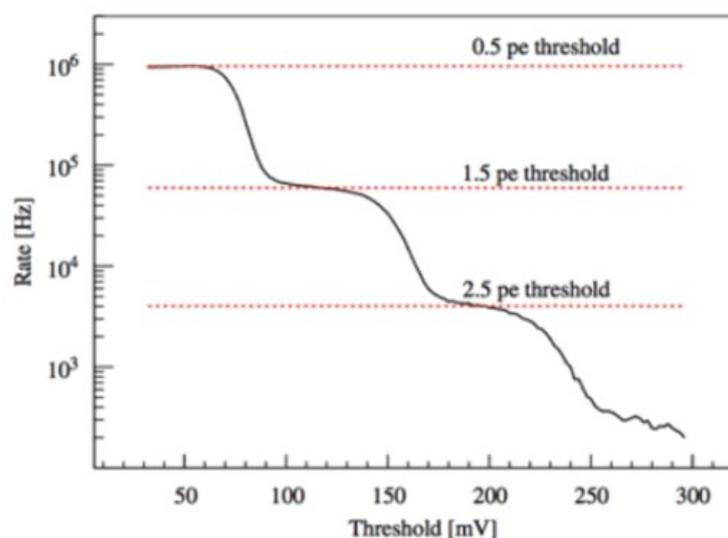


Abbildung 3.5.1: Schematische Darstellung eines Schwellwert-Scans bei Dunkelmessung von SiPMs. Entnommen von [120].

Abbildung 3.5.2 zeigt eine tatsächliche Schwellwertmessung des Setups. Dazu befand sich der Aufbau unter der Blackout-Box um das Rauschen durch Umgebungslicht auszuschließen. Typisches Umgebungslicht in einem Labor ist so hell, dass es nicht verstärkt werden muss und führt zur Sicherheitsabschaltung durch das FERS da die SiPMs sonst durchbrennen

würden. Die fehlerhaften Signale in einer Blackout-Box sind folglich, die durch Wärme oder aber durch Restlicht innerhalb der Box.

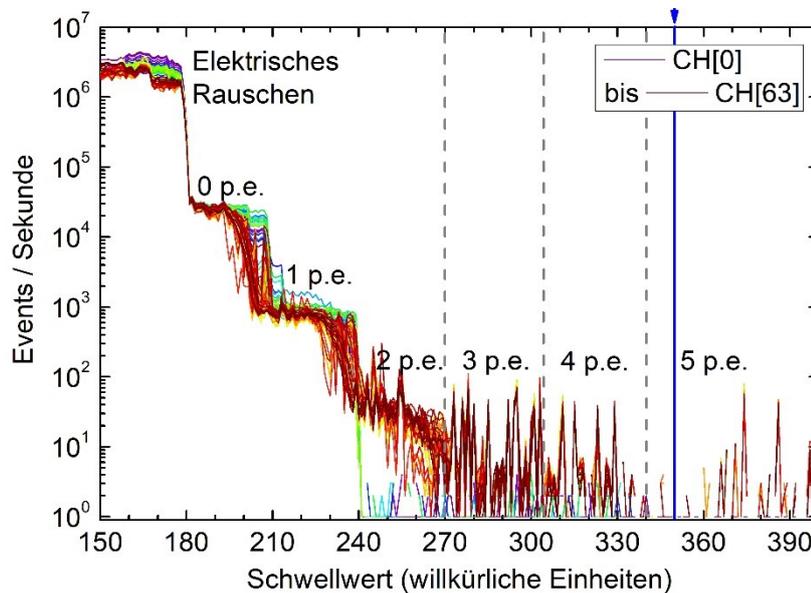


Abbildung 3.5.2: Schwellwert-Scan in Dunkelheit. Bei einem Threshold von 350 sind die Rauschsignale pro Sekunde im niedrigen einstelligen Bereich. (p.e. – Photo-Elektronen, bzw. Anzahl unterdrückter APDs, die gleichzeitig feuern)

Abbildung 3.5.2 zeigt ab über 5 gleichzeitig feuernden Pixeln innerhalb einer Sekunde in diesem Aufbau das Rauschen nahezu vollständig unterdrückt wird. Ein Schwellwert von 350 oder höher zeichnet Fehlsignale nur noch im einstelligen Bereich pro Kanal und Sekunde auf. Dafür werden allerdings auch Treffer, bei denen weniger als 5 Photonen den SiPM erreichen ebenfalls unterdrückt. Das ist insbesondere der Fall bei Messungen von Protonenstrahlen und einem optisch verlustreichen Aufbau, wie beispielsweise durch den zusätzlichen optischen Übergang in Setup 2.

Werden die SiPMs einzeln untersucht, so kann aus diesem Threshold-Scan per Fast-Fourier-Transformation (FFT) ein Peak-Plot erstellt werden. Die Distanz der Peaks ( $D_{pp}$ ) beschreibt darin die Verstärkung (engl. gain) des betrachteten SiPMs, die wiederum proportional zu Spannung über der Durchbruchspannung (engl. breakdown voltage,  $V_{bd}$ ) ist, und indiziert damit die für diesen SiPM passende Betriebsspannung.

### 3.6 LED Tests

Eine Testmessung mit einer gepulsten LED diente als erster Schritt, um die Funktion der SiPMs und ihre Auslese zu testen. Die LED wird dafür von einem digitalen Oszilloskop (Tektronix TDS2014) mit einem asymmetrischen Rechteck-Puls versorgt. Der Rechteckpuls steht für 5 s auf 1.1 V bzw. 1.2 V und anschließend für 3 s auf 0 V. Das ist deutlich unter der typischen Versorgung von 3.3V für eine LED, aber noch gerade über der Schwelle sodass die LED

überhaupt Licht abgibt. Bei 1.3V ist die Lichtleistung der LED schon über der Schwelle, ab der das FERS wegen Überspannung abschaltet.

Wie in Abbildung 3.6.1 zu sehen ist die LED mit einem gelben Tape so umwickelt und an die Fasermatte fixiert, dass sie nur wenig Kanäle beleuchtet.

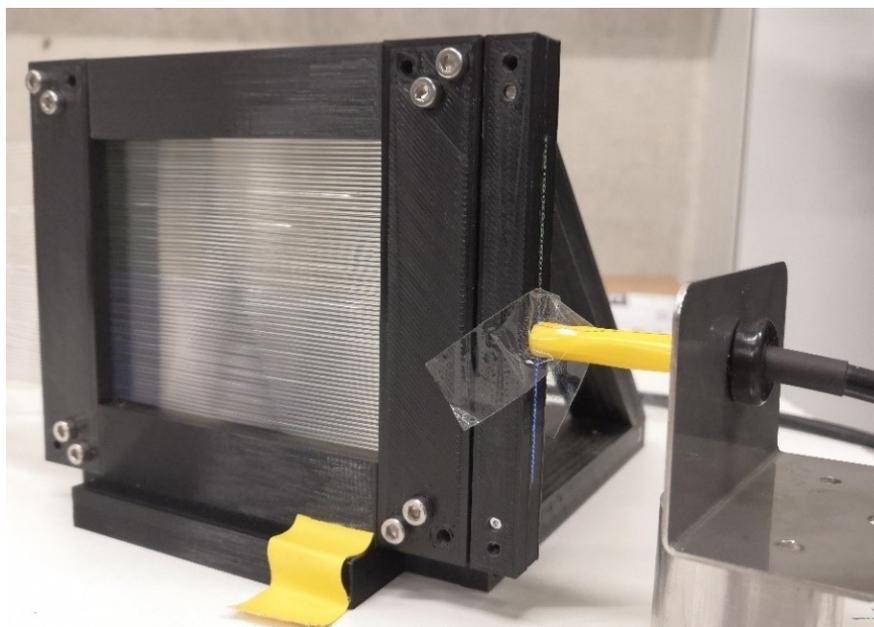


Abbildung 3.6.1: Setup für den LED Puls Test. LED rechts mit 1.1 V bzw. 1.2 V versorgt.

Das gemessene Signal in Abbildung 3.6.2 zeigt genau die erwartete zeitlich asymmetrische Struktur – 5 s an und 3 s aus – auf den erwarteten Kanälen an (nicht dargestellt). Damit ist die prinzipielle Funktion der Lichtauslese belegt. Abbildung 3.6.2 zeigt zwei Plots unterschiedlicher Schwellwerte (Thresholds) mit der LED jeweils auf 1.1 V und auf 1.2 V. Beide in Abschnitt 3.5 erwähnten Effekte sind zu sehen: Bei geringem Schwellwert (220 au) ist zwar viel Rauschen, aber auch noch das schwache Signal bei 1.1 V zu erkennen. Bei einem höheren Schwellwert (300 au) ist die SNR für das starke Signal bei 1.2 V um mindestens den Faktor 10 besser, dafür wird aber das schwache Signal bei 1.1 V vollständig unterdrückt.

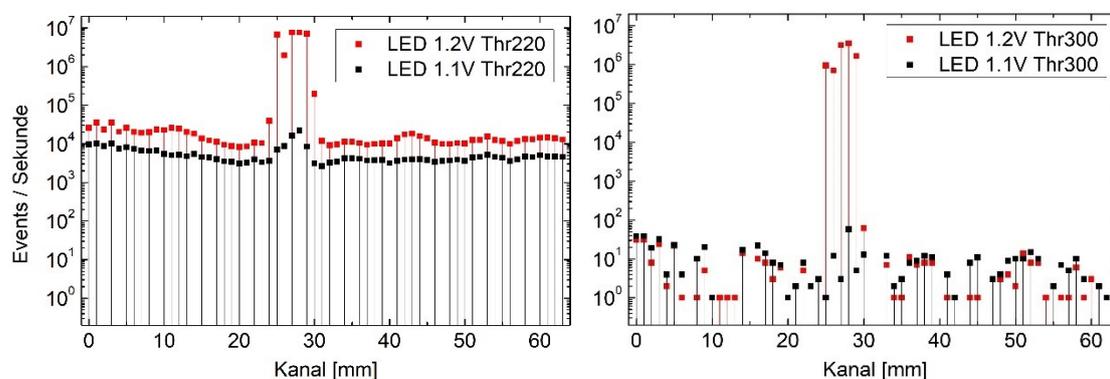


Abbildung 3.6.2: LED Signal bei unterschiedlichen Spannungen (1.1 V und 1.2 V angelegt) und Schwellwerten (links: 220 au, rechts: 300 au (au: arbitrary units, willkürliche Einheiten)).

### 3.7 Spektrometrie der Fasern

Die beiden genutzten Szintillationsfasertypen (MJ78 und 3HF) wurden jeweils in der Form (rund und quadratisch) mit einem Spektrometer (Hamamatsu Mini-Spektrometer C10083CA-2050) untersucht. Dazu wurde jede Variante in einer Blackbox mit einer UV-LED im Abstand von 30 cm zum Spektrometersensor seitlich beleuchtet. UV Licht triggert keine Szintillation, regt dafür aber die Farbstoffe an, sprich die Wellenlängenschieber. Der Output ist folglich bezüglich der Wellenlänge gleich dem einer ionisierten Faser. Dieser Output ist in Abbildung 3.7.1 für die verschiedenen Fasertypen dargestellt. Darin zeigen sich kleine Peaks auf der Basislinie, das von Rauschen stammt. Das Rauschen ist durch eine subtrahierte vorherige Dunkelaufnahme minimiert, lässt sich allerdings nicht vollständig filtern. Die Messung des Faseroutput ist qualitativ dennoch korrekt. Quantitativ lässt sich über die Intensität des in den Fasern generierten Lichts keine Aussage treffen, da die Fasern manuell eingelegt wurden und leichte Schwankungen in der Lage zum Spektrometer-Sensor und zur LED zu starken Veränderungen in der Intensität führen.

Die Peak-Output-Wellenlängen der Fasern entsprechen den angegebenen Wellenlängen des Herstellers [91] und hängen wie erwartet auch nicht von der Form ab (rund oder quadratisch). Wie in der Theorie in Abschnitt 2.1.1 liegen sie damit bei 40 % (blau) und 35 % (grün) der PDE der SiPM.

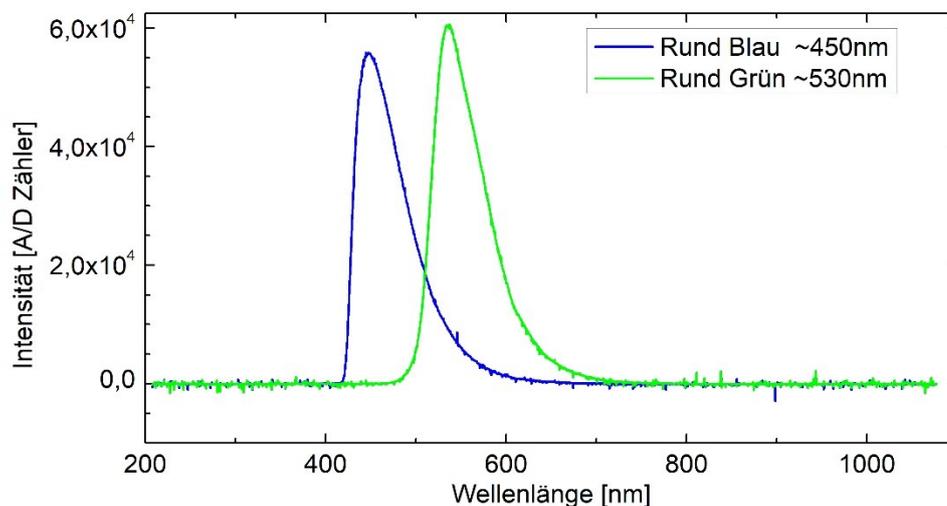


Abbildung 3.7.1: Spektrum der beiden Szintillationsfasern – 78MJ (blau) und 3HF (grün) – angeregt mit einer UV-LED in 30 cm Abstand zum Spektrometer-Sensor.

## 4 MESSUNGEN MIT STRAHL

in diesem Kapitel werden die Tests und Messungen direkt im Strahl und mit den verschiedenen Ionensorten der HIT Einrichtung beschrieben. Messort war der Forschungs-Bestrahlungsplatz am HIT.

### 4.1 Messaufbau

Der Experimentierraum besitzt, genau wie die Patientenräume, eine Scanning-Nozzle, die das Ende des Vakuums der Strahlführung darstellt. Hierin sind insbesondere die Messkammern des BAMS verbaut, hinter der golden schimmernde Schutzfolie in Abbildung 4.1.1 im Hintergrund des Setup 1. Die Laser im Experimentierraum markieren in ihrem Schnittpunkt das Isozentrum, welches ein Punkt auf der Strahlachse in definiertem Abstand zum Vakuumfenster (ca. 140 cm) ist. Alle Experimente fanden mit dem aktiven Fenster, dem in Abbildung 4.1.1 dargestellten, von 3D-gedruckten Bauteilen eingefassten quadratischen Bereich, statt. Die szintillierenden Fasern befinden sich dabei im Isozentrum. Für das Isozentrum sind die Soll-Strahlbreiten in der Library of Ion Beam Characteristic (LIBC) Datenbank definiert, gemessen und eingestellt (bei ausgefahrenem Ripple Filter). Die Raumtemperatur ist konstant auf  $\sim 22\text{ }^{\circ}\text{C}$  geregelt. Für die Messungen sind die Raumlichter ausgeschaltet und das Setup von der Blackout Box abgedeckt. Gemessen und gesteuert wird vom zugehörigen Kontrollraum aus über Ethernet.

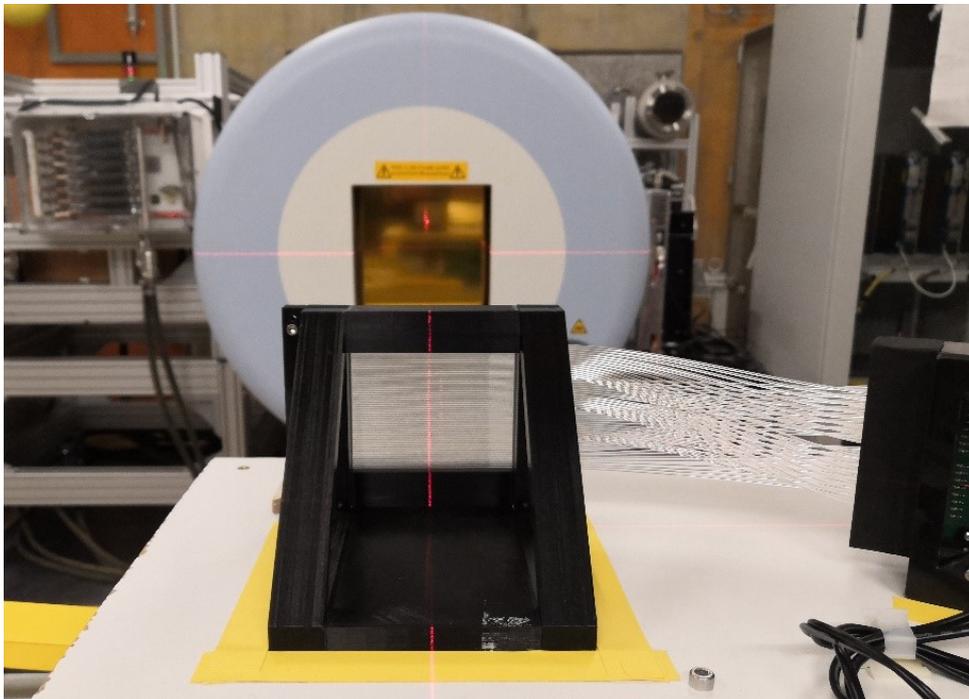


Abbildung 4.1.1: Setup 1 des Prototyps, aufgebaut vor der Nozzle im Isozentrum (markiert durch Laser). Die Lichtleiterfasern (rechts) übertragen das Signal vom aktiven Fenster zu den SiPMs.

## 4.2 Faseruntersuchung

Zuerst werden die beiden verwendeten Fasertypen 78MJ (blau) und 3HF (grün) untersucht inwiefern sie sich im Strahl in ihren Eigenschaften unterscheiden. Die Erwartung war eine geringere Intensität bei den 3HF Fasern, da diese bei einem anderen Hersteller (Saint-Gobain) mit einer geringeren Photonenausbeute von 7.100 Photonen pro deponiertem Megaelektronenvolt gegenüber den blauen mit 8.000 Photonen je Megaelektronenvolt angegeben sind [96]. Dazu kommt eine um 12 % geringere PDE der SiPMs im grünen Wellenlängenbereich als im Blauen.

Für den Faservergleich wurden im ersten Setup 32 der 78MJ Fasern übereinander angeordnet und darüber 32 der 3HF Fasern. Der Aufbau wurde einmal mit der Strahllinie mittig auf den blauen Fasern und einmal mittig auf den grünen Fasern ausgerichtet. Die Verschiebung wurde durch ein mechanisches Absenken des Experimentiertisches erreicht. Der genutzte Strahl war ein Heliumionenstrahl der Energie 221 MeV/u. Diese Energie entspricht dem Maximum der Energie der HIT-Standardereinstellungen. Nach Bethe-Bloch gilt, je höher die Energie der Ionen beim Durchgang durch die Fasern, desto weniger Energie wird deponiert und desto geringer ist das Photonen-Signal je Ion. Der Grenzfall der höchsten einstellbaren Energie soll sicherstellen, dass auch alle anderen möglichen Energiestufen am HIT funktionieren. Für eine passende Verteilung über 32 Kanäle wurde die Fokusstufe von 12,6 mm angefordert.

Gemessen wurden Strahlfleckgrößen von (FWHM) 10,2 mm (78MJ) und 10,3 mm (3HF). Das weicht vom eingestellten Fokus im Rahmen der Genauigkeit dieser Strahleinstellungen ab. Insbesondere diese Fokusstufe ist im Patientenbetrieb irrelevant und wird deshalb nicht regelmäßig gepflegt.

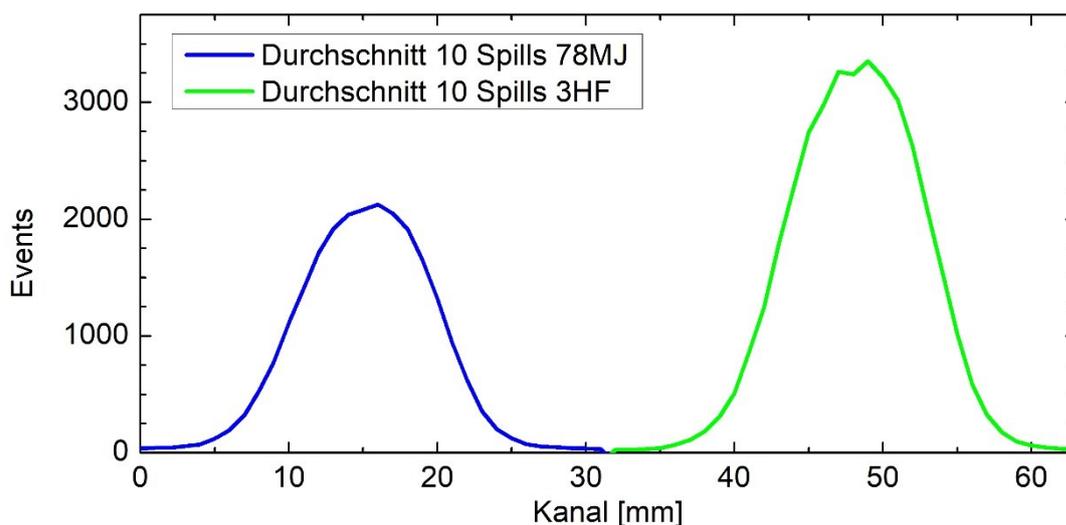


Abbildung 4.2.1: Vergleich der Szintillationsfasertypen mit Protonen bei niedriger Intensität, mit der Energie 221 MeV/u und Fokus 12,6 mm. [121]

Abbildung 4.2.1 stellt die gemittelte Messung von je zehn 5 s langen Strahlsequenzen (Spills) dar, je einmal auf die 3HF und die 78MJ Fasern. Für die Messung wurde das Steuer-

---

und Aufnahmeprogramm Janus der FERS A5202 Boards genutzt, in der Version 2.2.9, mit der FPGA Firmware Version 3.0 von CAEN.

Gemessen wurde eine Intensität von rund 24000 pps (particles per second, Teilchen pro Sekunde) (78MJ) und 38000 (3HF). Da hier kein Vergleichsdetektor zur Verfügung stand, sind diese Werte nicht absolut zu bewerten. Nach Tabelle 4.4-1 ist bei Protonen eine Detektionseffizienz von rund 30 % zu erwarten. Unabhängig davon lässt sich dennoch deutlich erkennen, dass die grünen 3HF Fasern bei gleichen Strahleinstellungen ein höheres Signal zeigen.

Dass die strahlenhärteren 3HF Fasern eine höhere Intensität per Spill aufweisen widerspricht der Erwartung aufgrund der höheren PDE und der höheren Photonenzahl bei den 78MJ Fasern. Eine mögliche Erklärung ist, dass die Angabe der erzeugten Photonen pro deponiertem Megaelektronenvolt nicht von Messungen mit Ionen stammt. Die Bestimmungsmethode ist herstellerseitig nicht näher erwähnt und könnte beispielsweise anhand einer Röntgenquelle gemessen und verglichen worden sein. Ionen stoßen den Szintillationsprozess fundamental anders und deshalb möglicherweise in 3HF effizienter an.

Im Ergebnis sind die strahlenhärteren 3HF Fasern mindestens genauso effizient und damit geeignet, wie die weiter verbreiteten 78MJ Fasern. Aufgrund des Vorteils der Strahlenhärte wurden im weiteren Verlauf, nominell bei Setup 2, ausschließlich 3HF Fasern benutzt.

#### **4.2.1 Optische Übergänge & Verluste**

Optische Übergänge auf dem Pfad von der Lichtquelle zum Sensor führen zu Signalverlusten. In den Setups dieser Arbeit sind die optischen Übergänge glatte und meist nahezu flach auf flach aufliegende Grenzflächen. Für Übergänge dieser Art sind die fresnelschen Formeln eine geeignete mathematische Beschreibung. Dennoch kann in der Realität nie von perfekten, sprich glatten, Grenzflächen ausgegangen werden, weshalb auch diese fresnelschen Formeln nur eine Abschätzung darstellen. Die tatsächlichen Verluste müssen durch Vergleichsmessungen gefunden werden. Prinzipiell existieren für die Photonen vom Punkt des Ionendurchtritts ausgehend als Grenzflächen: die Außengrenzen der Faser, insbesondere die beiden Faserenden und die Außengrenzen des SiPMs. Photonen, die seitlich aus der Faser austreten, werden nicht weiter betrachtet, außer sie treten in eine benachbarte Faser ein, was dann unter Crosstalk fällt. Photonen, die das offene Ende der Faser treffen, werden zu einem kleinen Teil ( $\sim 5\%$ ) reflektiert und verstärken so das Signal, das am SiPM ankommt. Photonen, die das Faserende anliegend am SiPM erreichen, müssen einen kleinen Luftspalt überwinden und in das Fenster des SiPM eintreten. Damit sind hier zwei Grenzflächen, die das Signal abschwächen: Faserende–Luft und Luft–SiPM-Fenster mit je 13 % Reflexionsverlust (worst-case szenario, vgl. Abschnitt 2.2.1). Ein solcher Übergang führt demnach im ungünstigsten Fall, bei dem immer noch alle Photonen in das angeschlossene Bauteil eintreten, zu einem Signalverlust von 24 %.

Die Verluste an Photonen können zukünftig durch Verbesserungen der Optik reduziert werden. Geeignet wäre beispielsweise ein optisches Gel mit zu den Fasern passendem

Brechungsindex in die Luftspalten einzubringen. Oder das Signal wird durch einen Reflektor an den offen Faserenden verstärkt. Siehe zu möglichen Verbesserungen auch Abschnitt 6.

In Bezug auf optische Übergänge existiert ein wichtiger Unterschied zwischen Setup 1 und Setup 2: In Setup 2 kommt mit dem Einbau der Lichtleiter zwischen Szintillationsfaser und SiPM noch ein weiterer optischer Übergang durch Luft hinzu. Dieser entspricht in seinen Brechungsindex-Übergängen denen von Faser-Luft-SiPM und somit sind hiermit weitere 24 % Signalverlust zu erwarten. Außerdem findet ein Verlust durch den Übergang von quadratischen Szintillationsfasern zu runden Lichtleiterfasern statt. Das bedeutet eine Verringerung von 21 % in der Fläche und der Photonen, da diese homogen aus Szintillationsfasern austreten [94, 95]. Durch diese beiden Effekte kombiniert kann die Photonenzahl um bis zu 40 % verringert werden im Vergleich zu dem direkten Anschluss der Szintillationsfasern auf die SiPMs. Folglich ist Setup 1, mit den Szintillationsfasern direkt auf den SiPMs endend, optisch günstiger. Die geringere Anzahl an optischen Übergängen bedeutet einen geringeren Signalverlust, damit weniger nicht registrierte Teilchendurchgänge und dadurch eine bessere Messung hinsichtlich der Intensität. Es folgt, dass bei Setup 2 ein geringerer Schwellwert angesetzt, oder eine höhere Ionenstrahlintensität gefahren werden muss, um die gleiche Anzahl an Ionentreffern zu messen bzw. zu tracken.

Um die Auswirkungen des bei Setup 2 hinzugekommenen optischen Übergangs von Szintillationsfasern zu Lichtleiterfasern zu bestimmen wurden Vergleichsmessungen mit den verschiedenen vorherigen Entwicklungsstadien des Prototyps durchgeführt. In Abbildung 4.2.2 ist dieser Vergleich anhand eines Protonenstrahls der Energie 221 MeV/u, dem Fokus 12,6 mm und der Intensität von  $8 \cdot 10^7$  pps dargestellt. Die höhere glattere Kurve stellt die Messung mit Setup 1 dar, die niedrigere zackigere Kurve die des Setup 2 noch mit dem ersten Adapter (vergleiche dazu Abbildung 3.1.8 in Abschnitt 3.1.4.) und die zweite niedrigere und glattere Kurve die verbesserte Variante des Setup 2. Anzumerken ist, dass die Messung mit Setup 1 um 16 Kanäle nach links verschoben ist um eine bessere optische Vergleichbarkeit zu erzeugen. Anzumerken ist außerdem, dass sich die mit der gestrichelten Linie markierten Dips in den Peaks ähneln. Hier ein optisch bzw. mechanisch ungünstiger Anschluss des Faserblocks auf das SiPM-PCB zu vermuten, da die Verschiebung genau 16 Kanäle ist und da der Faserblock auf den SiPMs in 4 Reihen a 16 Kanäle aufgeteilt ist, die schlechten Kanäle hier also übereinander im Faserblock angeordnet sind.

Abbildung 4.2.2 zeigt unter anderem ein korrigiertes Strahlprofil. Korrigiert wird mit einer Normierung anhand eines Linienscans, siehe anschließender Abschnitt 4.2.2. Die Unterschiede in der Qualität der optischen Kopplung der einzelnen Kanäle werden hiermit ausgeglichen.

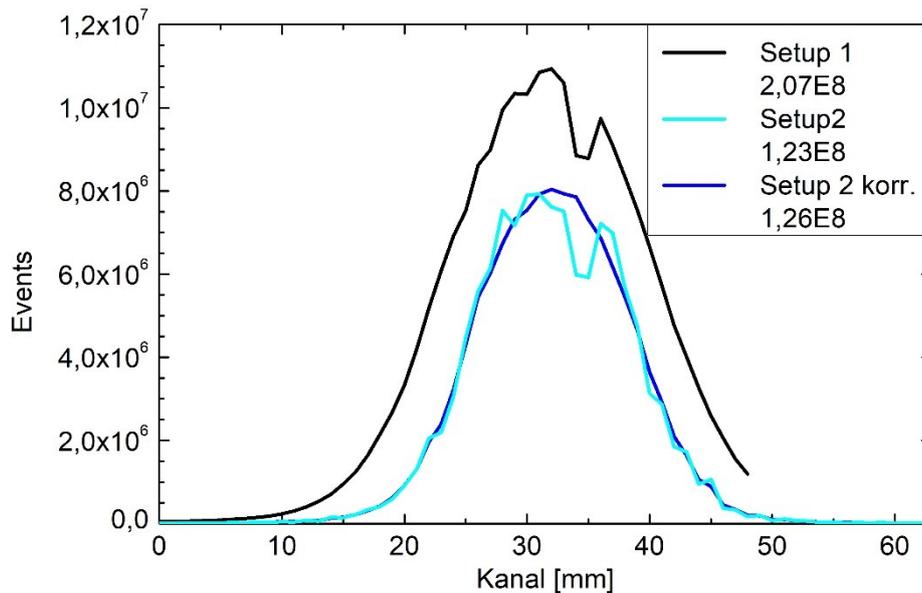


Abbildung 4.2.2: Vergleich der Protonen Profilen der beiden Setups. Die gemessene Intensität in der Legende. Setup 2 korrigiert anhand eines Linienscans, vgl. Abschnitt 4.2.2 .

Der Verlust an Signal-Intensität durch den zusätzlichen optischen Übergang gilt allgemein, allerdings werden bei schweren Ionen so viele Photonen erzeugt, dass dieses Signal auch bei teilweisem Verlust noch über dem Schwellwert liegt. Je schwerer die Ionen und je niedriger deren Energie umso mehr Photonen werden in den Szintillationsfasern pro Ion erzeugt. Dabei entstehen insbesondere bei Sauerstoff mehr als genug Photonen um den Verlust am Übergang der Fasern auszugleichen – kein Treffer wird mehr übersehen. Dafür tritt der Effekt des Crosstalk verstärkt auf und führt zu zusätzlichem Signal, insbesondere bei schlechtem Faser-Matching wobei sich die Photonen dann auf mehrere Fasern aufteilen und in allen ein Signal über dem Schwellwert erzeugen. Dadurch werden manche Treffer auf zwei, drei oder mehr Kanälen, und damit zwei, drei oder mehrfach, gewertet. Vergleiche dazu Abbildung 4.2.3. Crosstalk über mehrere Kanäle kann auch durch ein Übersprechen zwischen den SiPMs oder auch zwischen den Fasern an sich stattfinden. Letzteres ist auch auf eine erhöhte Anzahl an primären UV Photonen zurück zu führen, die in eine benachbarte Faser überspringen und dort den Dotierstoff anregen [99]. Die Lösung ist in allen Fällen eine gute optische Isolierung der Kanäle, der Bauteile und im Besonderen der optischen Übergänge durch beispielsweise absorbierendes Coating auf den Fasern oder durch räumliche und mit Barrieren versehene Trennung der Bauteile.

Die Folge von Crosstalk dieser Art ist, dass eine höhere als die tatsächliche Intensität gemessen wird. Außerdem kann vermutet werden, dass sich die gemessene Strahlfleckgröße verbreitert, da mehr Kanäle als tatsächlich getroffen Signale geben. Letzteres lässt sich allerdings nicht bestätigen, da die gefitteten FWHM Werte aller Ionensorten noch in der Toleranz zu den Sollwerten befinden.

#### ***Anmerkungen zur Entwicklung des Szintillationsfaser-Lichtleiter-Adapters***

In einem ersten Ansatz für einen Adapter von den Szintillationsfasern zu den Lichtleitern (in Setup 2) wurden am Übergang der Szintillationsfasern zu den Lichtleitern diese direkt

nebeneinander platziert (Abbildung 3.1.8 in Abschnitt 3.1.4). Die räumliche Nähe führt zu einem vermehrten Übersprechen des Lichtsignals auf andere Lichtleiter als die zu der jeweiligen Szintillationsfaser zugeordneten. Manche Lichtleiter übernehmen dadurch zusätzlich einen Teil der Photonen der benachbarten Fasern, welche dann in andere Fasern, bzw. dem eigentlichen Kanal, fehlen. Die Lösung hierzu war eine räumliche Trennung der Fasern am Anschluss (Abbildung 3.1.10 in Abschnitt 3.1.4), mit einem Abstand von mindestens 1 mm zwischen den Fasern, wodurch die verschobene falsche Zuordnungen verhindert und Übersprung von Photonen in einen anderen Kanal durch Reflexionen zwischen den Grenzflächen minimiert wird. Der generelle Verlust an Intensität durch den zusätzlichen optischen Übergang bleibt allerdings bestehen.

Abbildung 4.2.3 zeigt zwei ToA-Plots (vgl. Abschnitt 4.6), in denen ein Treffer als ein Strich im jeweiligen Kanal dargestellt ist aufgetragen mit der gemessenen Ankunftszeit. Genutzt wurde ein Sauerstoffionenstrahl mit Energie 127 MeV/u, Fokus 7,4 mm und auf 430.000 Treffer verringerte Intensität. Bei mehreren Treffern innerhalb derselben 10 ns kann, insbesondere bei benachbarten Kanälen, davon ausgegangen werden, dass diese zum selben Event gehören und es sich um Crosstalk-Erscheinungen handelt. Es ist zu erkennen, dass diese Erscheinungen im linken Teil der Abbildung häufiger als im rechten Teil zu sehen ist. Links ist dabei eine Messung mit Setup 2 und dem ersten Adapter, rechts eine Messung mit Setup 2 und dem neueren Adapter. Diese Messung bestätigt deutlich sichtbar das häufigere Auftreten von Crosstalks beim ersten Adapter.

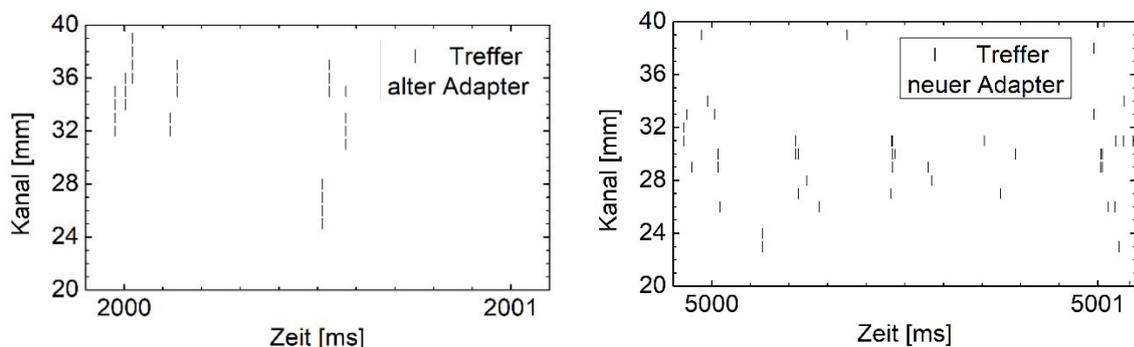


Abbildung 4.2.3: Ankunftszeit-Messung (ToA) beider Adapter. Weniger Doppel-/Mehrfachzählungen beim altem (links) im Vergleich zum neuen Adapter (rechts) von Setup 2.

#### 4.2.2 Korrektur durch Kalibrierung

Wie die Messung in Abbildung 4.2.2 zum optischen Übergang deutlich zeigt, unterscheidet sich die gemessene Intensität von benachbarten Kanälen ohne Korrektur stärker als es nach den tatsächlichen Treffern sein dürfte. Das liegt vor allem an unterschiedlich starken Reflexionsverlusten, aber auch an Crosstalk und an herstellungsbedingten unterschiedlichen Effizienzen der individuellen SiPMs. Diese Abweichung der einzelnen Kanäle ist konstant und kann mit dem passenden Faktor korrigiert werden. Für die Kalibrierung eines Korrekturfaktors wird ein intensitätsgeregelter Linienscan, gesteuert von TCS, mit konstanter Geschwindigkeit

orthogonal zur Faserausrichtung über den Detektor gefahren, sodass jede Faser von gleich vielen Ionen getroffen wird. Damit erhalten alle Kanäle das gleiche Signal und müssten dieses dementsprechend auch so ausgeben. Für diesen Scan ist das Setup mittig im Isozentrum aufgestellt und das Therapie-Kontrollsystem (TCS) steuert einen Strahl von minus 100 mm (in Strahlrichtung links) über die Dauer des Spills von 5 s nach plus 100 mm (in Strahlrichtung rechts) womit die vertikal ausgerichteten Fasern kalibriert werden. Die Messung ist in Abbildung 4.2.4 dargestellt. Zu sehen sind die unterschiedlichen gemessenen Intensitäten je Kanal bzw. zugeordneter Faser. Es wurden Messungen mit unterschiedlichen Schwellwerten durchgeführt. Dabei verändert sich zwar die Intensität in ihrer absoluten Zahl, die Schwankungen in den Verhältnissen zwischen den Kanälen aber bleibt vernachlässigbar. Das war zu erwarten und zeigt gleichzeitig die Wiederholbarkeit.

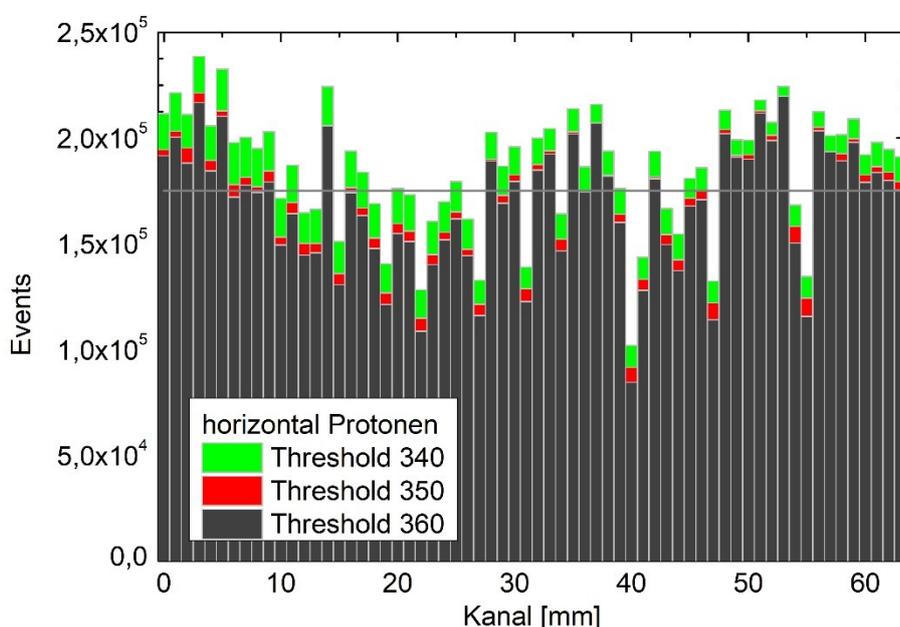


Abbildung 4.2.4: Intensitätskontrollierter Linienscan horizontal mit Protonen bei verschiedenen Schwellwerten, inklusive Mittelwertlinie (grau).

Eine Messung zur Ermittlung des Korrekturfaktors kann gleich auch für die andere Dimension der horizontal ausgerichteten Fasern mit einem mittigen Scan von unten nach oben durchgeführt werden.

Der Korrekturfaktor je Kanal wird bestimmt aus dem Mittelwert über alle Kanäle (in Abbildung 4.2.4 rund  $1,75 \cdot 10^5$  Zähler pro Sekunde), der dann durch die gemessenen Treffer je Faser bzw. Kanal geteilt wird.

In weiteren Messungen zeigt sich der Korrekturfaktor hauptsächlich für Protonen als effektiv. Bei den schwereren Ionen (Helium, Kohlenstoff und Sauerstoff) wird das Profil direkt unverzerrt gemessen, womit eine Korrektur hier unnötig ist und auch zu keiner relevanten Veränderung führt. Abbildung 4.4.1 zeigt, wie effektiv Protonen korrigiert werden und auch, dass die schwereren Ionen eine Korrektur nicht benötigen.

Eine Erklärung warum die Messwerte der einzelnen Kanäle vor allem bei Protonen stark von der tatsächlichen Trefferzahl abweichen, bei den schwereren Ionen hingegen nicht, liegt in der Anzahl an erzeugten Photonen. Wenn nicht genug Photonen auf die SiPMs treffen, hier eingestellt auf den Bereich von 5 bis 6 Photonen (vgl. Abbildung 3.5.2), dann fällt das Signal unter den Schwellwert und das Ion wird nicht registriert. Die geringe Anzahl an Photonen auf dem SiPM kann durch eine zu geringe Anzahl erzeugter Photonen oder aber durch Reflexionen und Crosstalk geschehen. Das heißt, je nachdem wie gut die Fasern an den Übergängen optisch matchen, fallen die Signale bei manchen Kanälen häufiger und bei manchen Kanälen seltener unter den Threshold. Bei schweren Ionen hingegen werden so viele Photonen erzeugt, dass das Signal trotz Reflexions- und Crosstalk-verlusten noch über dem Schwellwert liegt.

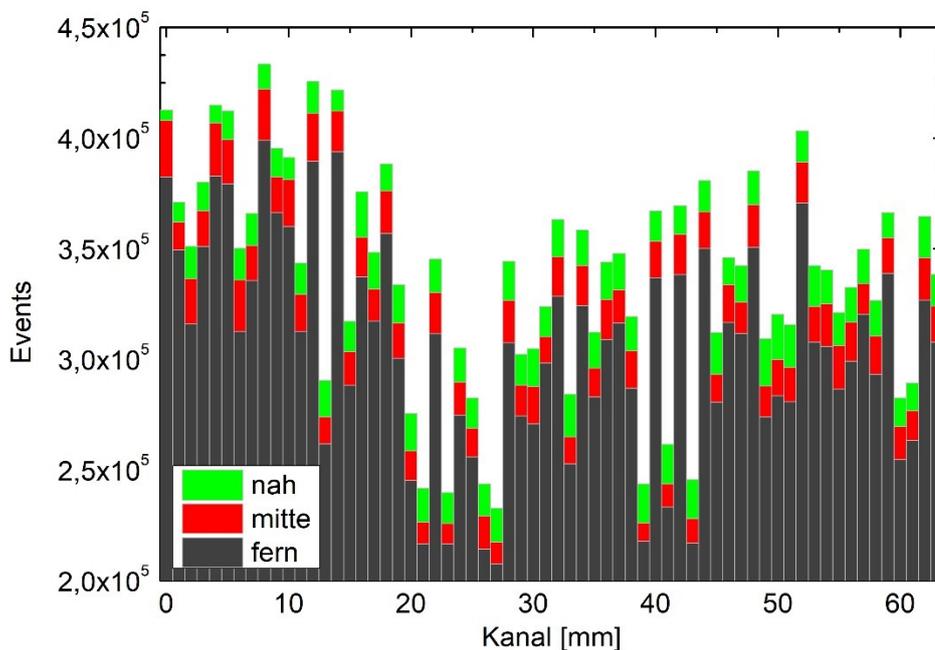


Abbildung 4.2.5: Vergleich mehrerer Linienscans hinsichtlich der kanalabhängigen Intensität. Horizontaler Scan mit Protonen auf der Höhe -2,5 cm (nah), 0 cm (mitte) und 2,5 cm (fern).

Neben dem offensichtlichen Umstand, dass es einen Unterschied macht welche Faser getroffen wird, stellt sich die Frage, ob es auch einen Unterschied macht wo die Faser entlang ihrer Länge getroffen wird. Hierfür wird ein Linienscan auf unterschiedlichen Höhen durchgeführt: bei 2,5 cm, auf 0 cm und auf -2,5 cm Höhe. Diese Höhen entsprechen in Bezug auf die Distanz des Trefferpunktes in der Faser hin zum SiPM einer fernen, mittleren und nahen Distanz. Die drei Linienscans sind in Abbildung 4.2.5 zu sehen. Es zeigt sich, dass der vom Photomultiplier weiter entfernte Linienscan verringerte Intensität aufweist. Hier fallen demnach manche Treffer plötzlich unter den Schwellwert. Das müsste der Absorption in der Faser geschuldet sein. Je länger der Weg der Photonen in den Szintillationsfasern umso wahrscheinlicher werden diese innerhalb der Faser wieder absorbiert. Über 5 cm Wegstrecke in szintillierender Faser ergibt sich hier eine gemessene Intensitätsverringering von rund 10 %.

Eine Veranschaulichung der angewandten Korrektur auf einen Protonenstrahl im Setup 2 mit x- und y-Auflösung zeigt Abbildung 4.2.6. Die Abbildung zeigt eine eingefärbte Matrix, die die addierten Werte der x- und y-Kanäle darstellt. (Anmerkung: das ist nur eine Visualisierung errechnet aus einer vertikalen und einer horizontalen Messung und zeigt nicht den echten Strahlfleck, welcher auch um 45° gekippt oval sein könnte.) Für die Visualisierung wurde ein Protonenspill aufgenommen und für beide Raumrichtungen ein Linienscan durchgeführt. Der Spill wurde dann mit den Faktoren aus diesen Messungen korrigiert. Der positive Effekt der Korrektur ist deutlich zu erkennen.

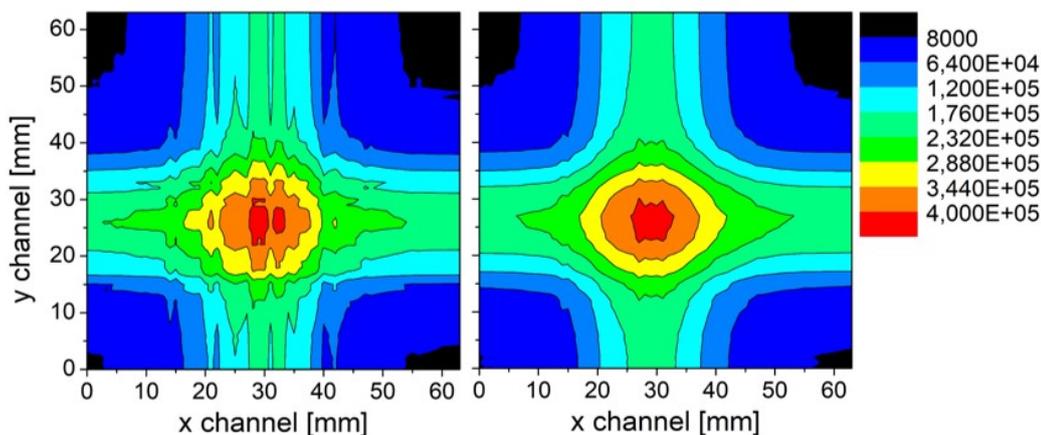


Abbildung 4.2.6: 2D Projektion von zwei 1D Strahlprofilen eines Protonenstrahls als kanalweise addierte Matrix der Trefferzahlen (Counts per Spill). Die mit der Korrektur verrechnete Variante rechts. [122]

### 4.3 Dynamik des Monitors in der Intensität

Das Ionenstrahlprofil im Bereich der niedrigen Intensitäten aufzunehmen ist die zentrale Aufgabe dieser Arbeit. Niedrigen Intensitäten bezeichnen in dieser Arbeit alle Intensitäten unterhalb der für die Behandlung von Patienten eingesetzten. Vergleiche dazu Tabelle 1.3-1. Ein Richtwert sind  $10^6$  pps.

Für Testmessungen im niedrigen Intensitätsregime wird die Intensität beschleunigerseitig zunächst auf die niedrigste Intensität der Standard-Behandlungseinstellungen gestellt. Diese wird als I1 bezeichnet und wird über eine Feedback-Schleife in der Intensität dynamisch geregelt (DIC). Für Patienten werden allerdings bei Protonen nur Intensitäten der Stufe 2 (I2) und höher, und bei Helium oder Kohlenstoff I3 und höher genutzt. Diese Einstellungen sind durch tägliche Qualitätssicherungstests besonders verlässlich. In den niedrigeren Einstellungen können Abweichungen von den Angaben auftreten.

Ein weitaus stärkerer Faktor für Abweichungen im Intensitätsbereich unter I1 stellt allerdings die fehlende DIC dar. Damit wird die Intensität bei Abweichungen nicht nachgeregelt und der Spillverlauf ist nicht mehr rechteckig, vergleiche Abschnitt 1.3.4. Für Intensitäten unterhalb von I1 wird manuell der 90° Ablenkungsmagnet an der jeweilig genutzten Quelle etwas stärker eingestellt. Durch das stärkere Magnetfeld wird ein Teil der extrahierten Ionen

in die Wand des Strahlrohrs gelenkt, anstatt in die Strahlführung zu gelangen. Im Falle der in Abbildung 4.3.1 gezeigten Messung wird beispielsweise die Einstellung des Magneten im Beschleunigerkontrollsystem (BKS) von  $-90^\circ$  auf  $-91.7^\circ$  geändert. Das führt zu einer Intensitätsverringering, mit dem Prototyp gemessen, rund 0,7 % von  $I_1 = 2 \cdot 10^7$  pps.

In Abbildung 4.3.1 ist die Messung von zehn aufeinanderfolgenden Spills (Helium, 220 MeV/u, Fokus 10,1 mm,  $I_1$  reduziert auf  $\sim 10$  kpps gemessen) dargestellt. Aufgetragen sind die summierten Treffer eines 5 s Spills über die Fasern. Da die Fasern 1 mm breit sind und einzeln ausgelesen werden, entspricht die Fasernummer gleichzeitig der Kanalnummer und der Distanz in Millimetern vom linken Rand ausgehend. Die einzelnen Messpunkte sind mit geraden Linien verbunden.

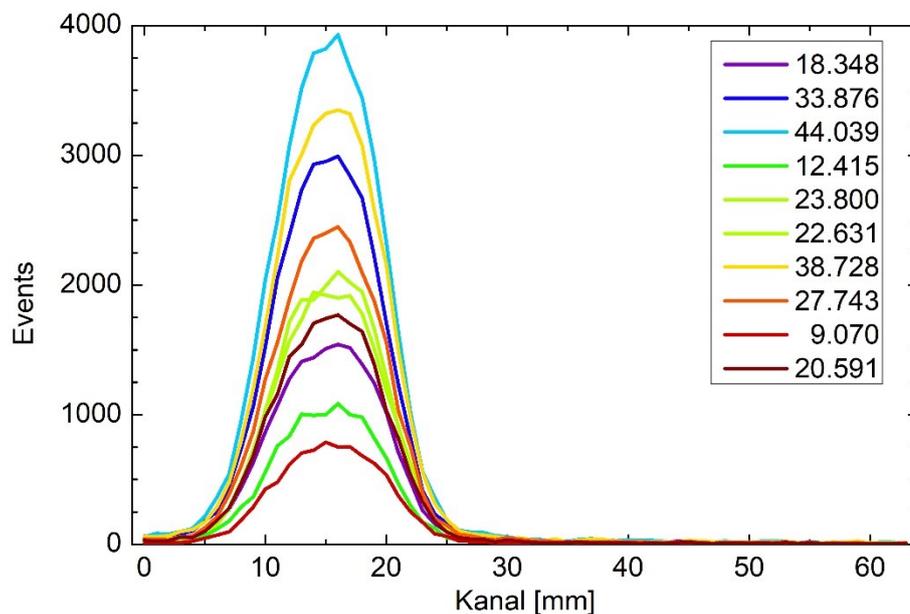


Abbildung 4.3.1: Vergleich von zehn aufeinander folgenden Helium-Spills bei verringerter Intensität, mit 220 MeV/u und Fokus 10,1 mm. Dargestellt sind die Strahlprofile und die gemessener Gesamtanzahl an Treffern (Legende) des jeweiligen Spills.

Die Spills unterscheiden sich wenig in ihrer Position und Breite (FWHM fit:  $10,24 \text{ mm} \pm 0,3 \text{ mm}$ ), dafür aber stark in ihrer Intensität. Daraus lässt sich folgern, dass bei manuell heruntergeregelten Spills die Intensität aufeinanderfolgender Spills stark schwankt. Dass die Schwankung vom Beschleuniger kommt und kein Fehler des Prototyps ist zeigt sich in der exakten Wiederholbarkeit bei Messungen mit einem DIC geregelten Strahl. Außerdem war der Effekt der schwankenden Intensitäten auch in Messungen niedriger Intensitäten mit dem TimePIX [13] zu sehen. Um die Schwankungen zu vermeiden ist eine Feedback-Schleife zum Intensitätsregelung (wie die DIC) auch in diesem Regime naheliegend.

### 4.3.1 Untere Messgrenze

Die Grenzen des Intensitäts-Messbereichs des Prototyps seien als unterer und oberer Schwellwert bezeichnet. Der untere Schwellwert ist durch die Möglichkeit der Ankunftszeitmessung klar (ToA-Modus, vgl. Abschnitt 2.4.2): es können einzelne Ionen aufgenommen werden. Für die Messung eines Strahlprofils hingegen ist eine gewisse Statistik nötig. Hier wird die statistische Untergrenze untersucht.

Abbildung 4.3.2 zeigt eine Messung, die nahe der statistischen Untergrenze liegt. Zu dieser Messung existiert eine direkte Vergleichsmessung mit dem TimePIX des DFG Projekts [13], der dafür in Strahllinie hinter dem Prototyp aufgestellt wurde. Der TimePIX kann bei diesen geringen Intensitäten die Anzahl der Teilchen pro Sekunde absolut messen, so dass diese Messung als Referenz für die Szintillator-Messungen dient. Dies ist insbesondere deshalb hilfreich, da der Strahl bei einer so stark verringerten Intensität in manchen Spills keine und in manchen doppelt so viele Ionen wie durchschnittlich aufweist. Der Schnitt liegt bei rund 8 Ionen pro Sekunde, gemessen vom TimePIX. In der Abbildung 4.3.2 sind neun Spills über 5 s mit eben durchschnittlich 8 pps dargestellt. Das ergibt in Summe eine Statistik von 360 Ionen. In der Abbildung ist der Durchschnitt der Messungen dargestellt und ein daran gefitteter Gauß.

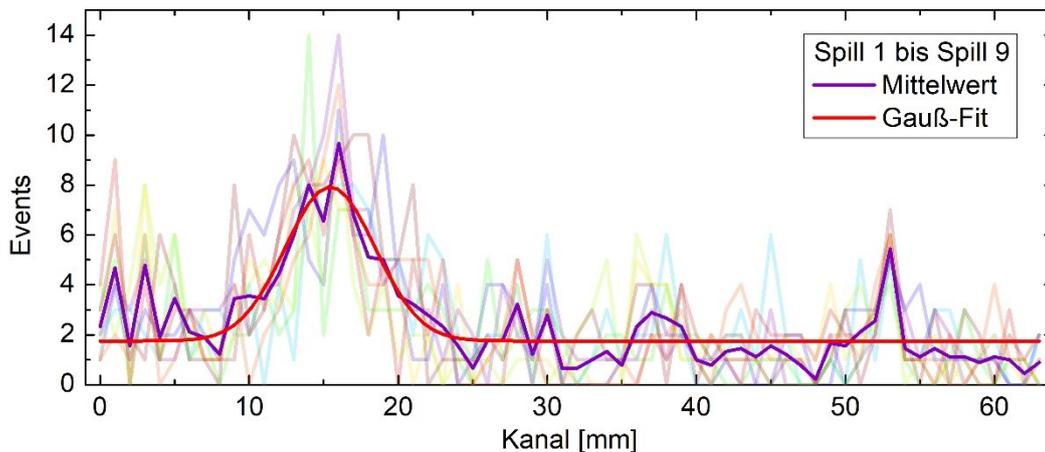


Abbildung 4.3.2: Strahlprofil bei durchschnittlich 8 Ionen/s (gemessen von TimePIX). [121]

Die vom Prototyp gemessene Strahlbreite und -position zeigt sich als passend zur Erwartung der Strahleinstellungen (Helium, 220 MeV/u, Fokus 10,1 mm). Die gefittete Breite weicht etwas ab (FWHM = 7,1 mm). Das ist aber auf das im Verhältnis starke Rauschen zurückzuführen. Aufgrund der nicht ausreichenden SNR wird sich hier für 1000 Ionen als statistische Untergrenze entschieden in Hinblick auf Strahlpositions- und Strahlbreitenmessungen.

### 4.3.2 Obere Messgrenze

Je höher die obere Messgrenze des Prototyps bezüglich der Intensität liegt, umso besser der Dynamikbereich. Insbesondere ist relevant ob die obere Messgrenze oberhalb der

niedrigsten Intensität der Bestrahlungen (= I1) liegt. Inkludiert der Messbereich des Prototyps auch die I1 jeder Ionensorte ist das in zweierlei Hinsicht von Vorteil. Es vereinfacht die Tests und die Justage beträchtlich, da hier auf vom BAMS und BKS kontrollierte Strahlen zurückgegriffen werden kann. Hier muss einschränkend angemerkt werden, dass die für I1 nötige Signalverstärkung die MW sehr lärmempfindlich macht. Deshalb und vor allem aufgrund der Behandlungsgeschwindigkeit wird I1 und auch I2 für den Patientenbetrieb nicht genutzt und deshalb auch keiner regelmäßigen Qualitätssicherung unterzogen. Ein Überlapp mit I1 zeigt dennoch eine mögliche komplementäre Verwendung in der Detektion und in der dynamischen Intensitätskontrolle, sowohl mit dem jetzigen System als auch mit zukünftig geplanten, siehe Abschnitt 6. Durch einen Überlappbereich beider Detektionssysteme schaffen diese in Kombination einen Intensitäts-Messbereich von Einzel-Ionen bis zu den höchsten Therapieintensitäten (bis zu  $10^{10}$  pps).

In Abbildung 4.3.3 sind Messungen mit Helium bei der Energie 61 MeV/u, dem Fokus 15,4 mm und den ersten zehn Intensitätsstufen zu sehen. Es zeigt sich bei I1 und I2 noch eine typische Gauß-Form des Strahls. Bis hier kann von einer korrekten Messung ausgegangen werden. Ein tatsächlicher qualitativer Vergleich dazu mit einem anderen Detektor ist in Abschnitt 4.4.2 ausgeführt.

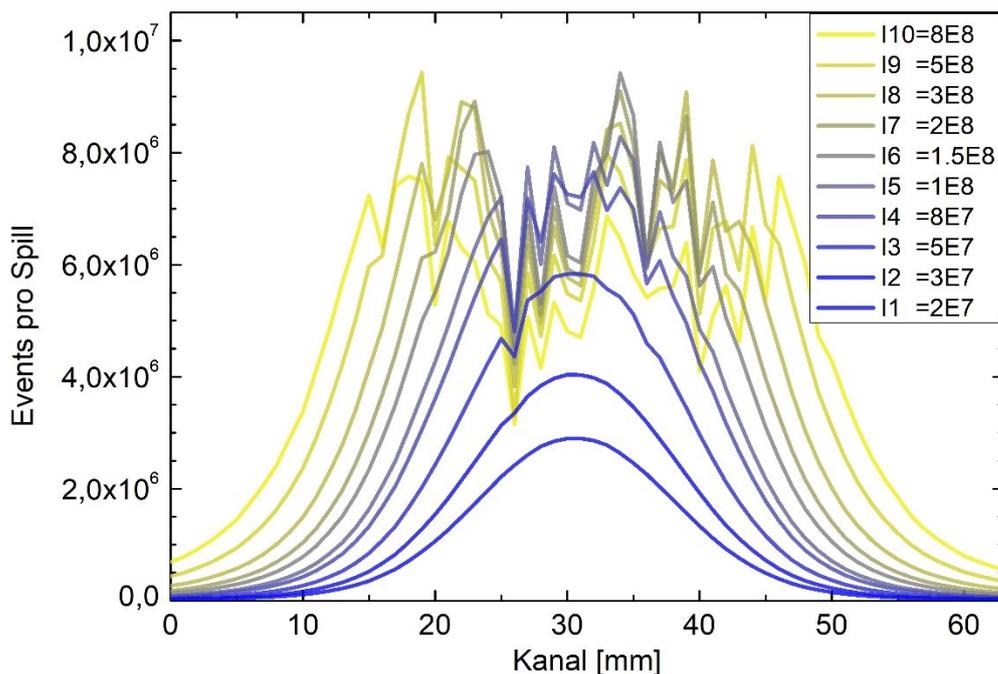


Abbildung 4.3.3: Vergleich des Heliumstrahl-Profils bei den Intensitäten I1 bis I10 bei 61 MeV/u und Fokus 15,4 mm, mit den nominellen Intensitäten in der Legende angegeben in Teilchen/Sekunde

Bei höheren Intensitäten als I2 zeigen die gemessenen Strahlprofile zwar noch gaußförmige Flanken, brechen dazwischen aber ein. Erklären lässt sich das mit der Sättigung der Kanäle. Ist eine gewisse Anzahl an Treffern pro Sekunde erreicht, schafft das Messsystem nicht mehr

---

darüber hinaus gehende Treffer aufzunehmen. Die limitierende Komponente stellen in der Ausleseelektronik das FERS und die SiPMs dar.

Das FERS ist auf 20 Mcps (Megacounts pro Sekunde) pro Kanal limitiert, respektive auf einen Treffer alle 50  $\mu$ s. Treffen die Ionen mit einer höheren Frequenz als 20 MHz auf, werden darüberhinausgehende nicht gewertet. Das passiert schon bei Intensitäten von  $2 \cdot 10^7$  pps, da die Ionenabstände nicht äquidistant sind, sondern aufgrund der langsamen Extraktion zeitlich gehäuft. Extrahiert wird nur, wenn gerade ein Bunch am Septum vorbeikommt.

Die andere Komponente sind die SiPMs, bzw. deren APD-Pixel. Wird ein Pixel innerhalb der Ladezeit von 50  $\mu$ s wiederholt getroffen und entladen, bevor dieser die volle Spannung aufgebaut hat, fällt der dann erzeugte elektrische Puls unter den Threshold der Wertung. Allerdings besitzt ein SiPM mehrere hundert Pixel (hier 667) und die Photonen aus den quadratischen Fasern sind annähernd homogen verteilt, weshalb dieser Effekt unbedeutend gegenüber dem harten Limit des FERS ist.

Der obere Schwellwert liegt nicht bei allen Ionen bei I2. Sind die Ionen auf viele Kanäle verteilt, sprich bei Einstellungen geringer Energie und weitem Fokus, dann ist bei Protonen auch I3 messbar ( $2 \cdot 10^8$  pps). Entscheidend ist demnach die Fluenz, die Ionen pro Sekunde pro Fläche. Bei hohen Energien ist der Strahl an sich stärker fokussiert und mit scharfem Fokus werden dann zu viele Ionen/ $\text{mm}^2$  erreicht. So bricht bei Helium 220 MeV/u und Fokus 4,9 mm schon die zweit-niedrigste Intensitätsstufe (I2) im Peak ein. Dennoch ist bei allen Einstellungen mit I1 insgesamt der gewünschte Überlapp zu den Behandlungsintensitäten und damit zum Messbereich der BAMS und damit auch zur dynamischen Intensitätskontrolle erreicht.

## 4.4 Strahlprofil / Strahlfleck

Dieser Abschnitt zeigt, dass die an den Prototypen gestellte wichtigste Anforderung für ein therapienahe Anwendung erfüllt wird. Sicher gemessen werden kann das Strahlprofil – die Strahlposition und -breite – in einem Intensitätsbereich von rund  $10^4$  –  $10^7$  pps.

Strahlprofile wurden zunächst nur in der vertikalen Richtung aufgenommen. In dieser Dimension entspricht der Ionenstrahl des HITs einer klassischen Gauß-Form. In der Auswertung mit dem Programm Origin Pro wurde die Gauß-Flächenfunktion (1.2) gewählt, da die Fläche die Information der Intensität beinhaltet.

### 4.4.1 Intensitätsvergleich mit Sollwerten

Der Prototyp ist geeignet, mindestens die jeweils niedrigste Intensität in den Standardeinstellungen des HIT-Beschleunigers aufzunehmen. Diese Einstellungen werden durch das BAMS kontrolliert, womit eine Referenzmessung bezüglich der Intensität vorhanden ist. In Abbildung 4.4.1 sind die Strahlprofile der vier Ionensorten des HIT bei der niedrigsten geregelten Intensität (Standardeinstellung I1) dargestellt. Aufgenommen wurde in horizontaler und vertikaler Richtung. In der Legende sind jeweils die summierten Treffer, bzw. die jeweils

gemessene Intensität, aufgeschrieben. In Tabelle 4.4-1 werden diese Werte mit der Soll-Intensität verglichen.

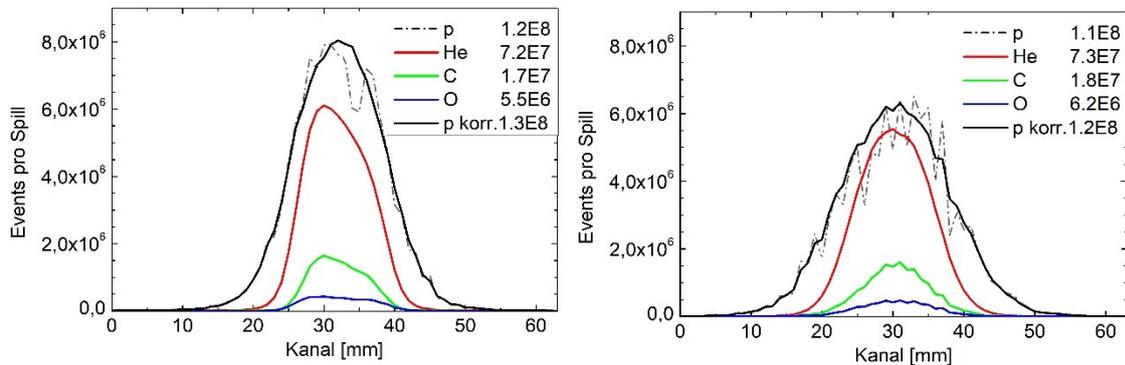


Abbildung 4.4.1: Strahlprofil horizontal (links) und vertikal (rechts) aller Ionensorten bei I1 inklusive gemessener Treffer.

Es zeigen sich drei Auffälligkeiten: Der Strahl besitzt in horizontaler Richtung ein asymmetrisches Gauß-Profil, die Protonenmessung zeigt erst nach Korrektur ein wenig verzerrtes gauß-förmiges Profil und die Intensitätsverhältnisse passen nicht zu den tatsächlichen. Zu allen drei Punkten existieren gute Erklärungen.

Dass sich die Strahlform in horizontaler Richtung als windschiefer Gauß darstellt ist kein Messfehler, sondern ein bekannter Effekt. Insbesondere bei großen Energien, weitem Fokus und schwereren Ionen führt die langsame Extraktion zu diesem Aussehen. Der Prozess am Septum, der die Ionen aus dem Synchrotron heraus und in die Strahlführung hin zum Patienten hinführt, basiert auf einer Aufweitung des Strahls und Abschneidens der horizontal äußeren Ionen. Deshalb ist dieser Effekt auch nur in der horizontalen Richtung zu beobachten. Protonen sind so leicht, dass sie sich bis zum Isozentrum wieder statistisch, gauß-artig, durch Streuung wieder verteilt haben.

Dass nur die Protonenmessung korrigiert werden muss, liegt an dem niedrigen Photonen-signal, den Verlusten durch die optischen Übergänge und dem eingestellten Schwellwert. Korrigiert werden kann per Linienscan oder aber durch die Herabsenkung des Schwellwertes die Messwerte korrigieren. Dazu mehr im Ausblick, Abschnitt 6.

Dass die gemessenen Intensitäten nicht den Erwartungen entsprechen liegt hauptsächlich an übersehenen Treffern, da deren Photonensignale unterhalb des gesetzten Schwellwertes gefallen sind (insbesondere durch den optisch ungünstigen zusätzlichen Übergang in Setup 2). Dies gilt für die leichteren Ionen, die weniger Photonen erzeugen – hier hauptsächlich bei den Protonen und Helium-Ionen. Bei schwereren Ionen, wie vorrangig bei Sauerstoff, führen Mehrfachzählungen durch Crosstalk zu zusätzlichen Treffern als tatsächlich vorhanden, siehe Tabelle 4.4-1.

In den Messungen zeigen sich bei Kohlenstoff nahezu perfekte Intensitätswerte. Die Fehler, wie nicht aufgezeichnete Treffer und Crosstalk, sind hier zwar gering, aber noch vorhanden und gleichen sich zufällig annähernd aus.

Auch wenn die Intensität absolut nicht stimmt, so ist sie linear abhängig von der tatsächlichen und damit auch mit dem Prototyp bestimmbar. Das Konzept des Prototyps stellt eine komplementäre Ergänzung zu den BAMSen in Positions-, Breite- und Intensitätsbestimmung dar.

Tabelle 4.4-1: Anteil der gemessenen Intensität von der Nominellen nach LIBC.

Ion / Board	x (B00)	y (B01)	Intensität I1 [pps]	Energie [MeV/u]
<b>Proton</b>	30 %	27,5 %	$8 \cdot 10^7$	221,06
<b>Helium</b>	72 %	73 %	$2 \cdot 10^7$	220,51
<b>Kohlenstoff</b>	94 %	100 %	$2 \cdot 10^6$	430,10
<b>Sauerstoff</b>	110 %	124 %	$1 \cdot 10^6$	430,32

#### 4.4.2 Strahlfleck-Vergleich mit Flatpanel

Eine Vergleichsmessung des Strahlflecks im Isozentrum mit einem anderen Detektionssystem wurde herangezogen zur Validierung der Prototyp-Funktionalität. Mit den fest verbauten BAMS-Detektoren ist solch ein Vergleich allerdings nicht möglich. Diese stehen und messen an einer Position weiter vorn im Strahlverlauf. Auf dem Weg bis zum Isozentrum werden die Ionen durch die BAMS selbst und das Vakuumfenster etwas aufgestreut. Über die Distanz von Nozzle zu Isozentrum wird die Abweichung verstärkt. Möglich ist ein direkter, zur Kalibrierung verwendbarer Vergleich demnach im Isozentrum selbst, und damit mit dem mobil einsetzbaren Flatpanel (beschrieben in Abschnitt 1.4.2).

Der Prototyp und das Flatpanel werden jeweils nacheinander im Isozentrum aufgestellt und mit den gleichen Strahleinstellungen bestrahlt. Das Isozentrum wird im Experimentierraum mit drei orthogonalen Laserebenen markiert. Für die Position des Isozentrums gelten außerdem die Sollwerte der LIBC-Datenbank. Die gemessenen Werte beider Detektoren liegen innerhalb der Toleranzen zu den LIBC-Werten, von -10 % bis +25 %.

Die Abbildung 4.4.2 zeigt Vergleichsmessung des Prototyps (mit dem verbesserten Adapter) mit dem Flatpanel im Isozentrum. Aufgrund der Sensitivität des Flatpanel, und der stabilen Strahlqualität der mit Feedback kontrollierten Standardeinstellungen, wurde bei jeder Ionensorte Intensitätsstufe 1 genutzt (vgl. Tabelle 4.4-1). Gegenübergestellt wurde die FWHM des gemessenen Strahlflecks aller vier Ionensorten. Die gemessenen Positionen des Strahlflecks können nicht in ihrer Präzision verglichen werden, da die manuelle Positionierung anhand von Lasern zu einer Ungenauigkeit von mindestens 0,5 mm führt. Es wurden aus den einstellbaren Parametern der Standardeinstellungen die niedrigste Intensität und der jeweils weiteste Fokus gewählt. Damit verteilen sich die Ionen auf die größtmögliche Fläche, die Fluenz ist am niedrigsten. Bei höheren Energien sind die Ionen fokussierter und insbesondere bei Protonen treten dann Sättigungseffekte auf, die die Abweichung nicht nur zum Flatpanel,

sondern auch zwischen den beiden Detektorebenen des Prototyps vergrößern. Die gewählten Einstellungen für das HIT sind folglich: Protonen (Energie 59 MeV/u, Fokus 27,8 mm und Intensität  $8 \cdot 10^7$  pps), Helium (Energie 61 MeV/u, Fokus 15,4 mm und Intensität  $2 \cdot 10^7$  pps), Kohlenstoff (Energie 109 MeV/u, Fokus 8,5 mm und Intensität  $2 \cdot 10^6$  pps) und Sauerstoff (Energie 127 MeV/u, Fokus 12,2 mm und Intensität  $10^6$  pps).

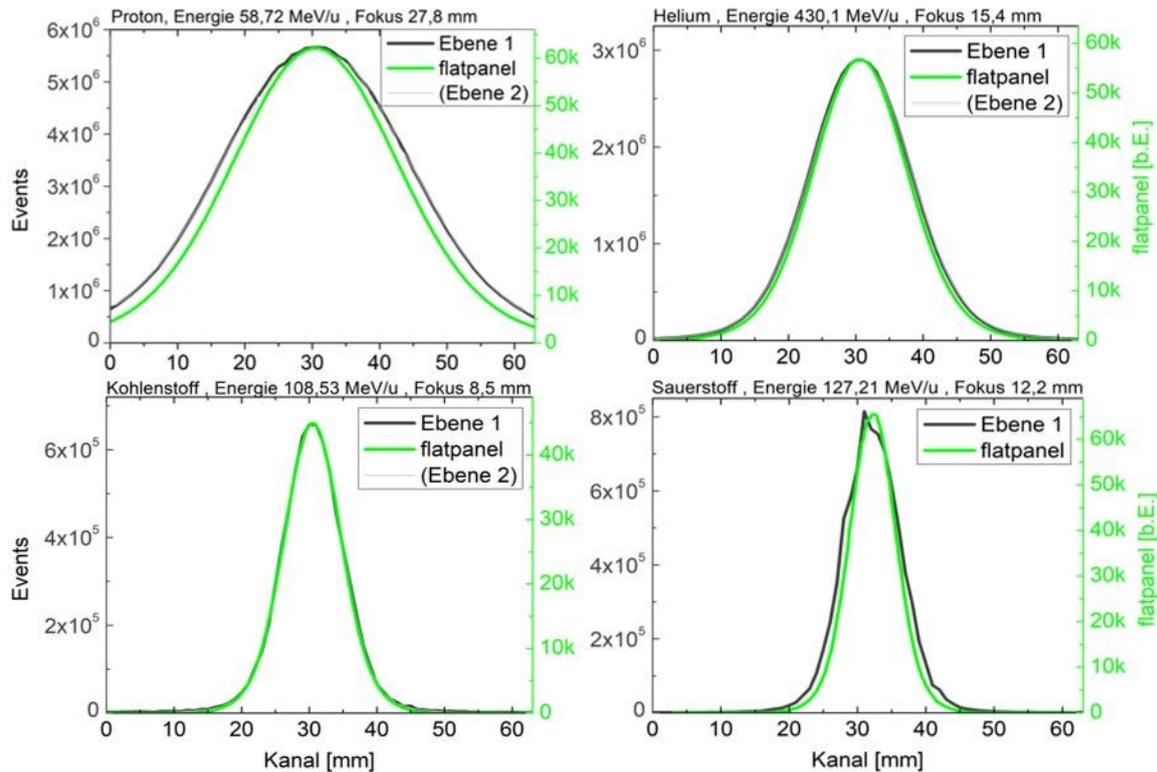


Abbildung 4.4.2: Vgl. des vertikalen Strahlprofils auf dem Flatpanel und auf den beiden Ebenen des Prototyps (hier quasi deckungsgleich). Jeweils bei Intensitätsstufe 1, vgl. Tabelle 4.4-1.

Für den Vergleich in Abbildung 4.4.2 wurden die Peaks beider Strahlprofile übereinandergelegt, bzw. anders formuliert wurde auf den Peakwert der Prototypmessung normiert. Die Zählerwerte des Prototyps beinhalten die Information zur gemessenen Trefferanzahl, während es beim Flatpanel beliebige Einheiten sind. Die Flatpanel-Software gibt den Strahlfleck als eine Matrix in Graustufen aus. Mit dem Bildbearbeitungsprogramm ImageJ wurde eine Linie horizontal und vertikal mittig über den Strahlfleck gezogen und die Grauwerte entlang dieser Linie als Kurve aufgetragen. Für eine direkte einfache Vergleichbarkeit entsprach die Länge dieser Linie auf dem Flatpanel immer einer Strecke von 64 mm. Die Messwerte wurden in Origin mit der Gauß-Funktion (1.2) gefittet. Im Vergleich stellen sich die FWHM des Strahlflecks auf beiden Ebenen des Szintillator-Prototypen breiter dar: für Protonen 12,3 %, für Helium 5,7 %, für Kohlenstoff  $< 1$  % und für Sauerstoff 16,6 %.

Für die Unterschiede bieten sich folgende Erklärungen an: Bei leichten Ionen sind die Intensitätswerte und v.a. auch die Fluenzwerte höher. In den zentralen Kanälen könnten durch

Sättigung einige Treffer nicht aufgezeichnet werden, womit der Gauß-Peak flacher und damit breiter wird. Auf der anderen Seite, der der schweren Ionen, dürfte die Verbreiterung an Crosstalk liegen. Bei Kohlenstoff treten beide Effekte nur minimal auf, wodurch die Strahlbreite fast exakt abgebildet wird. Diese Vermutung wird durch die Intensitätsmessung und die auch hier übereinstimmenden Werte untermauert.

Die Positions- und Breitenmessungen sind reproduzierbar und passen zu den Erwartungen. Sie liegen außerdem innerhalb der Toleranzbereiche der LIBC-Werte. Mit systematischen Vergleichsmessungen ließe sich eine Kalibrierung auf die Flatpanel-Strahlbreite finden. Sinn ergeben diese aber erst mit einer optimiert bzw. standardisiert hergestellten Variante des Prototyps, da hier Fehlerquellen schon durch die Hardware verringert sein dürften. Ausführungen dazu in Abschnitt 6.

#### 4.4.3 Energieabhängige Strahlverbreiterung durch Streuung

Könnte der Strahl bei ansonsten gleichen Einstellungen ausschließlich in der Energie verringert werden, so würde sich am Ende im Isozentrum der Strahlfleck verbreitern. Das ergäbe sich aus der Streuung hauptsächlich am Vakuumfenster (mehrfache Coulomb-Streuung) und der Distanz zum Isozentrum. Real würde der Strahl bei reiner Verringerung der Energie schon im Beschleuniger vernichtet werden, weshalb alle ionenoptischen Elemente energieabhängig geregelt sind und sein müssen. Um aber der theoretischen Strahlverbreiterung durch verstärkte Streuung bei leichteren und langsameren Ionen Rechnung zu tragen, sind am HIT die Fokusstufen energieabhängig breiter je niedriger die eingestellte Energie.

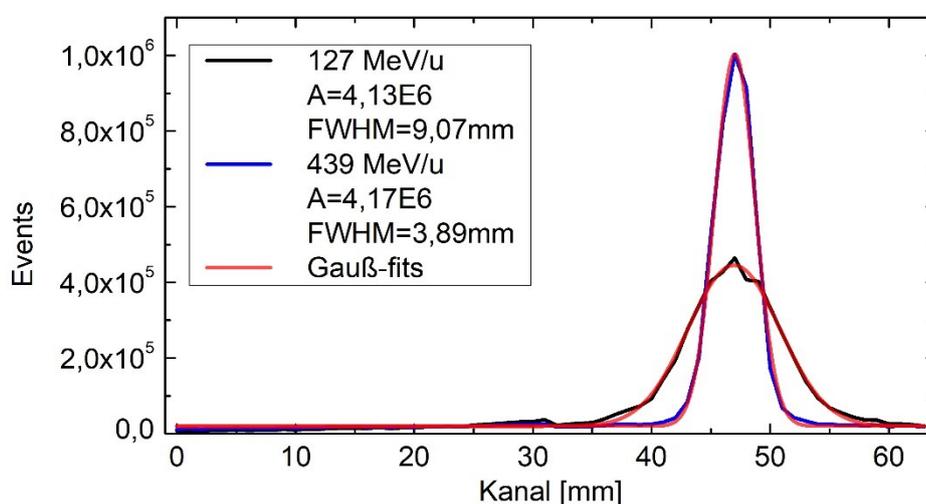


Abbildung 4.4.3: FWHM Vergleich für verschiedene Sauerstoff-Energien (Intensität nominell  $10^6$  pps, 5s Spill, Fokus 7,4 mm zu 2,7 mm).

Abbildung 4.4.3 zeigt einen Vergleich von einer Einstellung hoher Energie (439 MeV/u) zu Einstellungen niedriger Energie (127 MeV/u) für Sauerstoff bei der HIT Fokusstufe 1. Es zeigt sich, wie erwartet, ein breiterer und flacherer Strahlfleck im Isozentrum. Für diese Messung ist in der Strahlanforderung ans TCS nur der Parameter der Energie verändert, wobei

insbesondere die Intensität gleich bleibt. Da der Prototyp die Treffer pro Faser aufnimmt, ist die Fläche der Strahlprojektion linear zur Trefferzahl und damit linear zur Intensität. Daraus folgt, dass sich die Fläche der Gauß-Form nicht unterscheiden sollte, solange der Strahlfleck vollständig innerhalb der aktiven Fläche des Monitors liegt. Die Messung in Abbildung 4.4.3 zeigt, dass dies der Fall ist. Die gefitteten Fläche-Werte der beiden Gauß-Kurven, und damit die gemessene Summe an Treffern (Strahlintensität), stimmen auf 1 % überein.

Die Strahlverbreiterung bei Sauerstoff zwischen den oben genannten Energien beträgt laut den Soll-Werten des LIBC-Datensatz 37 %. Die gemessene Verbreiterung, bzw. das Verhältnis der gefitteten FWHM-Werte, liegt bei 43 %. Aufgrund der möglichen Abweichung der tatsächlichen Strahlbreite von den Sollwerten von 25 % nach oben und 10 % nach unten ist die Abweichung im Rahmen des Erwartbaren. Interessant ist, dass der Prototyp die Strahlbreite um 20 % (127 MeV/u) bis 30 % (439 MeV/u) überschätzt. Das ist nahe an der möglichen Sollwertabweichung nach oben, lässt sich aber wahrscheinlicher durch die Crosstalk-Verschmierung erklären. Die FWHM Abweichung ist insbesondere bei Sauerstoff hoch: bei Energie 127 MeV/u bei rund 17 %, wie in Abschnitt 4.4.2 festgestellt. Es lässt sich damit auch hier festhalten, dass diese Abweichung konsistent und damit korrigierbar ist.

#### 4.4.4 Reproduzierbarkeit

Die Messgenauigkeit, genauer die Verlässlichkeit der Messgenauigkeit, in der Strahlpositions- und Strahlbreitenbestimmung ist ein zentrales Qualitätsmerkmal des Prototyps. Optimierungsmöglichkeiten sind bekannt, vgl. Abschnitt 5, dennoch sollte auch schon der finale Zustand des Prototyps innerhalb dieser Arbeit (vgl. Aufbau Abschnitt 3.4.2) die nötigen Messgenauigkeiten zumindest annähernd erreichen. Bedeutend für die Präzision ist die grundlegende Kanalbreite von 1 mm, bedingt durch die aneinander anliegenden quadratischen 1 mm Szintillationsfasern.

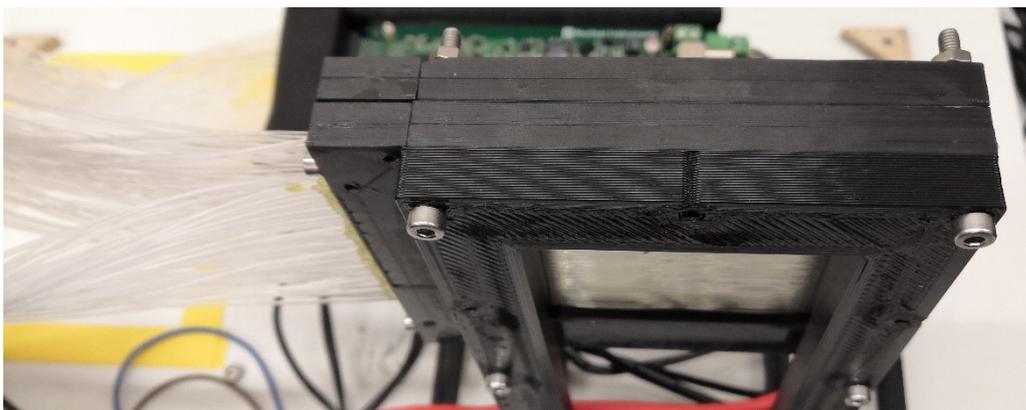


Abbildung 4.4.4: Beide Ebenen parallel zueinander ausgerichtet aufgeschraubt.

Um die Präzision in der Auflösung bei der Aufzeichnung von Ionenstrahlflecken zu evaluieren kann der Detektoraufbau mit sich selbst verglichen werden. Bei einem solchen Selbst-Vergleich zweier Ebenen desselben Detektortyps, kann keine Aussage über gemessene

Absolutwerte getroffen werden, da diese durch systematischen Fehler des Messprinzips beeinflusst ist. Für die Messung wurden die beiden Ebenen des Prototyps hintereinander und parallel zueinander ausgerichtet aufgebaut, vergleiche Abbildung 4.4.4. Die Distanz zwischen beiden Ebenen beträgt 1 cm. Für den Vergleich wurde die vertikale Achse (y-Achse) gewählt, weil hier ein Gauß-Fit die tatsächliche Strahlform genauer abbildet und Schwankungen damit auf den Detektor zurückzuführen sind.

Die gewünschten Spezifikationen für einen HIT-Strahlprofilmonitor (BAMS) für Therapieintensitäten beinhalten eine Strahlpositionsgenauigkeit von besser als 0,2 mm und eine Strahlbreitengenauigkeit von besser als 0,4 mm bei einer Messrate von 4 – 8 kHz. [23]

Diesen Werten muss die Messgenauigkeit eines Ionenstrahlprofilmonitors niedriger Intensitäten nur bedingt entsprechen, da durch die geringere Intensität eine geringere Statistik und damit mehr Zufallsabweichungen gegeben sind. Eine fehlende Statistik kann durch längere Aufnahmezeiten, bzw. geringere Messraten, ausgeglichen werden. Dennoch stellen diese Spezifikationen gute Zielwerte dar, weil sie eine zukunftsorientierte und für Strahlbehandlung ausreichend hochwertig Qualitätsanforderungen beschreiben.

Um die Präzision zu bestimmen, wurde auf die zwei parallelen Ebenen des Prototyps mit einem Ionenstrahl-Spill von 5 Sekunden bestrahlt. Dabei wurden die Position und das Strahlprofil jede Millisekunde (= 1 kHz) erfasst. Eine Differenzbildung der Werte der einen Ebene zur anderen Ebene beschreibt die Abweichung zwischen diesen beiden Ebenen. Die Abweichungen folgen einer Standardverteilung und können deshalb mit einer  $1\sigma$ -Standardabweichung angegeben werden. Tabelle 4.4-2 stellt die Präzision des Prototyps anhand zweier verschiedener Spill-Aufnahmen dar, einmal für den Fall der größten Schwankung, der niedrigster Energie und breitem Fokus der Standard-Strahleinstellungen, und einmal für den schärfsten Gauß-Peak im Isozentrum, bei hoher Energie und schmalen Fokus. Zur Bestimmung der Werte wurde jede Millisekunde auf beiden Ebenen das Strahlprofil mit einem Gauß-Profil gefittet und die Fit-Werte jeder Millisekunde anschließend subtraktiv verglichen. Die untersuchten Werte waren die Position und die Breite des Strahlprofils.

**Tabelle 4.4-2: Standardabweichung der Positionsgenauigkeit.**  
 Schlechtester Fall: niedrige Energie und breiter Fokus /  
 Bester Fall: hohe Energie und schmaler Fokus.

Ion	$\sigma_y$ (Pos. Diff.) /mm	$\sigma_y$ (Breite Diff.) /mm
<b>Proton</b>	0.18 / 0.06	0.26 / 0.11
<b>Helium</b>	0.17 / 0.03	0.10 / 0.06
<b>Kohlenstoff</b>	0.30 / 0.25	0.15 / 0.07

Neben dem Verhältnis der beiden Ebenen kann mit diesen Werten auch der Verlauf der Positions- und Breitenwerte, und ebenso der zeitliche Verlauf der Differenzen, dargestellt werden. Dabei zeigt sich für den HIT-Ionenstrahl, dass dieser stabil innerhalb der Toleranzen

bleibt. Die Strahlposition ändert sich kaum ( $< 1\%$ ), und die Strahlbreite erhöht sich über den Verlauf des Spills nur minimal (1–2 %).

Mit der geringeren Messrate von 1 kHz statt 8 kHz zeigen die Messergebnisse in Tabelle 4.4-2 selbst im Fall geringer Energie und breiter Fokus auf, dass diese besser sind als die gewünschten Spezifikationen für einen Ionenstrahl-Monitor der Behandlungsintensitäten. Ausgenommen hiervon, aber dennoch nah am Wunschwert, ist nur die Positionsgenauigkeit bei Kohlenstoff. Diese Abweichung lässt sich möglicherweise auf den Beschleuniger, statt im Prototyp, zurückführen und zwar aufgrund der genutzten niedrigsten Standard-Intensität I1. Bei I1 muss zum einen das Messsignal der BAMSen stark verstärkt werden, was die Präzision verringert, und zum anderen wird I1 auch nicht regelmäßig einer Qualitätsanalyse unterzogen, da I1 aufgrund zu langer Behandlungsdauern nicht bei Patienten eingesetzt wird. Es könnte deshalb sein, dass die Position Beschleunigerseitig über den Spillverlauf schwankt, und die Genauigkeit auch bei Kohlenstoff im Wunschbereich liegt. Dafür spricht, dass hinsichtlich der Präzision des Prototyps dies die einzige Ausnahme bildet, und die sonstigen Präzisionswerte auch bei den schlechtesten Bedingungen im gewünschten Bereich liegen. Außerdem hat sich insbesondere Kohlenstoff in den Messungen zu Strahlbreite und Intensität in den vorangegangenen Abschnitten als die Ionensorte mit den geringsten Abweichungen gezeigt.

Die oben dargestellten Messergebnisse dieses Prototyps zeigen, dass eine Auflösung basierend auf 1 mm breiten Fasern eine ausreichende Präzision erlaubt und dass dieser Typ eines Ionenstrahlmonitors Zukunftspotential besitzt.

#### 4.5 Spillform: Strahlstruktur am Synchrotronausgang

Die Intensität lässt sich nicht nur als Gesamtsumme der Treffer darstellen, sondern auch als Verlauf über die Zeit aufgelöst. Am HIT werden die beschleunigten Ionenpakete im Therapiebetrieb über bis zu 5 s extrahiert. Für die Messungen hier wurden vollständige 5s Spills genutzt. Wichtig für den Patientenbetrieb ist eine möglichst konstante und exakte Intensität. Das steuert und regelt der DIC.

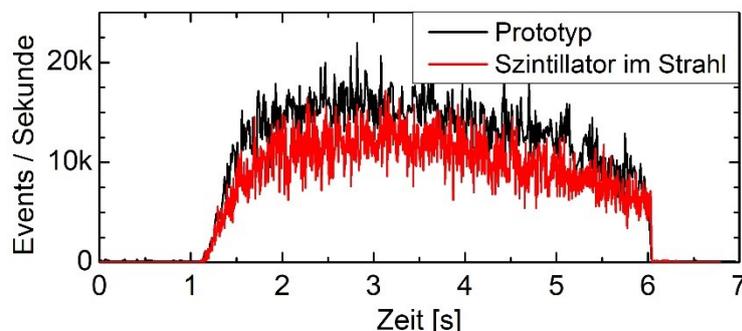


Abbildung 4.5.1: Vergleich der Spillform zweier Spills bei niedriger Intensität, gemessen mit dem Prototyp und mit dem Szintillator im Strahl [121, 123]

---

Ungeregt sehen Spills aus wie die der Messung in Abbildung 4.5.1. Wie diese Spillform zustande kommt wird in Abschnitt 1.3.4 erklärt. Die Messung stellt einen Vergleich zwischen einem in die Beamline eingefahrenen Szintillationsschirm und dem Prototyp dar. Der Szintillationsschirm (HIT-Gerätenummer: H1DI1P) ist dabei standardmäßig aus der Beamline herausgefahren, da dieser den Strahl aufstreut. Er wird nur zur Intensitätsverifikation bei Einstellarbeiten hereingefahren. Jede Millisekunde wird die Summe der Treffer in diesem Zeitraum rausgeschrieben und auf eine Sekunde hochgerechnet. Gleiches wurde mit dem Prototyp durchgeführt, wobei über alle Kanäle summiert wurde.

Die Spills stellen sich im Verlauf als gleich, jedoch in der Intensität als unterschiedlich dar. Das ist allerdings keine fehlerhafte Abweichung des Prototyps von dem kalibrierten Szintillationsschirm, sondern einfach der Inkonsistenz der Spill-Intensitäten durch ein fehlendes Feedbacksystem bei niedrigen Intensitäten geschuldet. Siehe dazu Abbildung 4.3.1 in Abschnitt 4.3. Bei niedrigen Intensitäten schwanken diese in aufeinanderfolgenden Spills um bis zu Faktor 2. Dass der Spillverlauf in seiner Form, Schwankung und Dauer so exakt übereinstimmt, ist ein weiterer Beleg für die Qualität des Prototyps, der hiermit auch die Funktion des Szintillationsschirms übernehmen kann. Darüber hinaus kann der Intensitätsverlauf – im Bereich, in dem die Einzelionenaufzeichnung per ToA-Messung möglich ist – mit dem Prototyp zeitlich sogar genauer aufgeschlüsselt werden als mit den Szintillationsschirmen.

## 4.6 Time-of-Arrival Messung

Das Auslesesystem FERS stellt mehrere Messmodi zur Verfügung (vergleiche auch Abschnitt 2.4.2). Einer dieser Modi ist der Time-of-Arrival-Modus, das ist die Aufzeichnung der Treffer mit Zeitstempel. Die Zeitstempel besitzen eine Genauigkeit von 0,5 ns. Jedem Treffer einen solch exakten Wert zuzuordnen erhöht die Datenmenge deutlich, wodurch die maximal messbaren Treffer pro Sekunde stark limitiert sind. Dieses Limit liegt bei rund  $5 \cdot 10^4$  pps und basiert hauptsächlich auf der auf 1,8 MB/s beschränkten Übertragung von Daten. Updates hierzu sind bei CAEN in Planung.

Der ToA-Modus ist die grundlegende Voraussetzung für Einzelteilchen-Messungen und damit auch die Grundlage für ein Einzelteilchen-Tracking. Dazu und zu potentiellen weiteren Anwendungen mehr in Abschnitt 5.

Abbildung 4.6.1 zeigt zwei ToA Plots, von einem Spill höherer und niedrigerer Intensität. Die Treffer sind dargestellt als dünne Striche zu einer bestimmten Zeit in einem bestimmten Kanal (wieder jeder Kanal ein Millimeter breit). Damit sind Einzelteilchen bestimmt.

Aus diesen Informationen lassen sich aber auch alle anderen Darstellungen des Ionenstrahls ableiten. Für die Spillform wird in einem bestimmten Zeitintervall über alle Kanäle summiert, möglich wäre zum Beispiel 1 ms, wobei die Treffersumme pro Zeitfenster dann auf eine Sekunde hochgerechnet wird. Für die Strahlposition und -breite wird kanalweise über die gewünschte Zeit (hier ein voller Spill) summiert. Die gewählten Zeitfenster dürfen nicht zu klein gewählt werden, da sonst die Statistik nicht ausreicht.

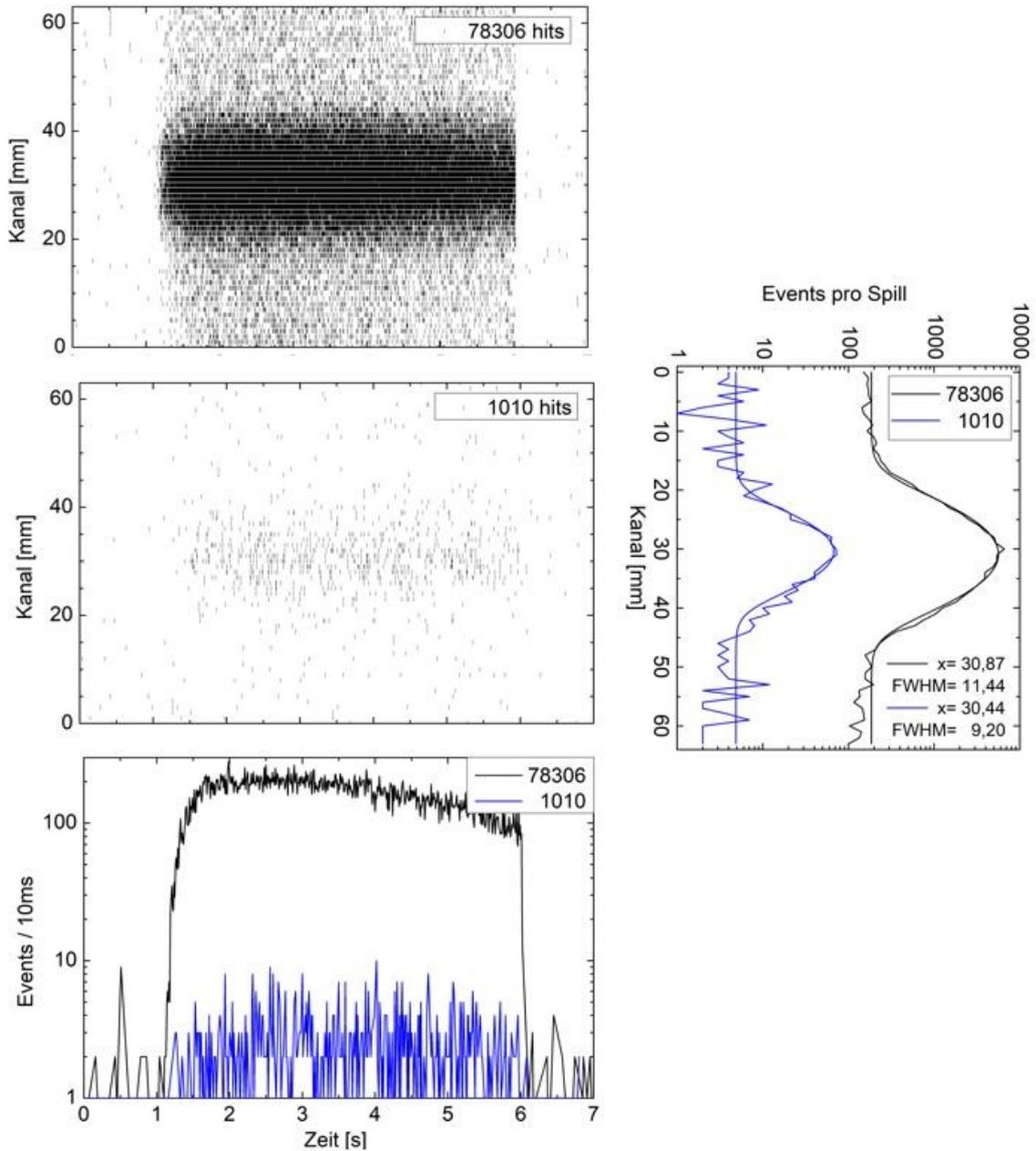


Abbildung 4.6.1: ToA Plot bei gemessener Intensität von 78306 Treffern und 1010 Treffern, dargestellt mit daraus bestimmten Spillform- und Strahlprofil-Plot. (Helium, 220,51 MeV/u, Fokus 10,1 mm)

#### 4.6.1 Strahl-Substruktur

Wird in eine ToA Messung hinein gezoomt, so kann eine Periodizität in den Zeiträumen, in denen Treffer erfolgen, festgestellt werden. Eine Fast Fourier Transformation (FFT) macht diese Periodizität, und damit eine Substruktur im Strahl, sichtbar.

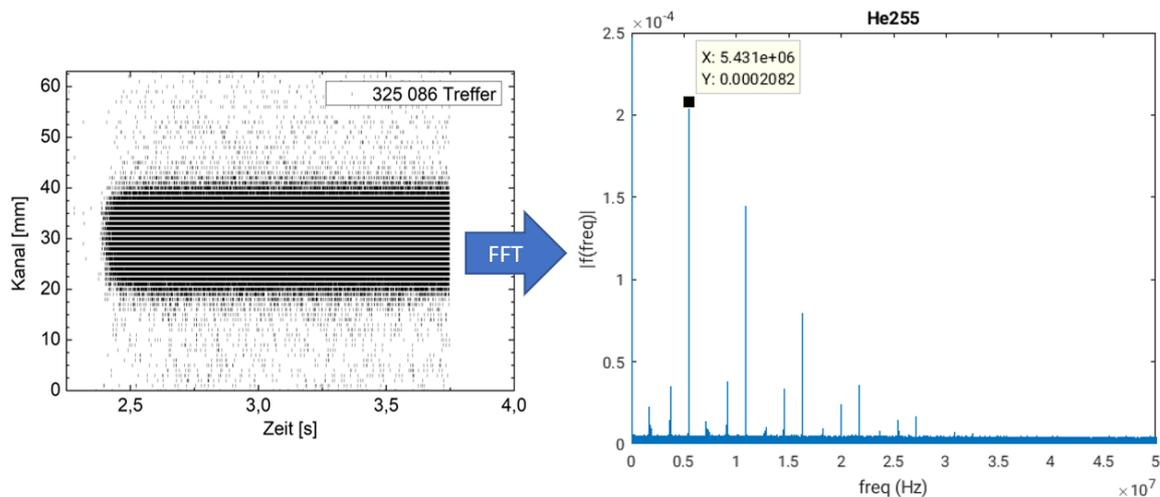


Abbildung 4.6.2: ToA Messung von einem Helium-Ionenstrahl der Energie 220 MeV/u mit Fokus 10,1 mm (links) und die fast-fourier-transformierte Darstellung (rechts). [124]

Die Periodizität ( $\sim 3 - 7$  MHz) entsteht durch die langsame Extraktion. Im HIT Beschleuniger werden Ionen aus der Quelle extrahiert und anschließend im Linac vorbeschleunigt und in Pakete (Bunches) gepackt. Zwei dieser Bunches laufen dann im Synchrotron gegenüberliegend umher, während diese auf die gewünschte Geschwindigkeit beschleunigt werden. Bei der Extraktion werden Ionen aus diesen Bunchen abgeschnitten und in die HEBT geführt. Es können demnach nur Ionen aus Zeitabschnitten stammen, in denen ein Bunch am Septum vorbeigekommen ist. Die Frequenz dieser Zeitabschnitte, in denen Ionen aus den Bunchen heraus extrahiert werden, ist die Umlauffrequenz des Beschleunigers, beziehungsweise die Doppelte, da zwei Bunches im Synchrotron zirkulieren. Die Umlauffrequenz entspricht der Geschwindigkeit der Teilchen und damit der Energie.

Die Umlauffrequenz ist fest vorgegeben durch die Kavität(en) im Ring und präzise eingestellt über den Hochfrequenzgenerator. Mit einer Messung einer Frequenz in der Strahlstruktur lässt sich dieser Wert verifizieren. Die korrekte Übereinstimmung der gemessenen Umlauffrequenz zum bekannten Frequenzwert kann folglich die Funktionalität und Präzision der ToA Messung des Prototyps verifizieren.

Tabelle 4.6-1 zeigt, dass die gefundene Hauptfrequenz der FFT exakt der Anregungsfrequenz der Hochfrequenz entspricht.

Tabelle 4.6-1: Ergebnisse der FFT angewendet auf die ToA Messung

Ion	Energie	Hochfrequenz $f_{RF}$	FFT Bunch Breite	FFT Periode
<b>Proton</b>	221 MeV/u	5,43554 MHz = 183,97 ns	45,35 ns	183,97 ns
<b>Helium</b>	220 MeV/u	5,43065 MHz = 184,14 ns	35,85 ns	184,14 ns

Diese Messung wurde auch mit dem TimePIX durchgeführt. Die mikrogebündelte Strahlstruktur wurde als erstes in [125] ausgeführt.

#### 4.7 Myon-Signale

Bei Auswertungen von ToA Messung zeigten sich unerwartete Nebeneffekte: vertikale Streifen in den zeitlich aufgeschlüsselten Plots, so wie in Abbildung 4.7.1 zu sehen. Diese Streifen bedeuten, dass mehrere Kanäle gleichzeitig feuern. Zurück zu führen wäre das potentiell auf ein starkes Crosstalk-Event oder einen nahezu gleichzeitigen Treffer mehreren Kanälen. Letzteres könnte durch Splitterpartikel (Secondaries) geschehen. Da in den Messungen die Häufigkeit dieser Streifen-Erscheinungen allerdings nicht von der Intensität des gemessenen Signals abhängt, schließt das diese beiden Erklärungen aus. Auch eine Fehlfunktion lässt sich ausschließen, da hier immer die gleichen oder alle Kanäle gleichzeitig feuern müssten. Eine einfache, passende und logische Erklärung wäre kosmische Strahlung, spezifischer Myonen. Kosmische Myonen bewegen sich nahezu vertikal auf die Erde zu und wären damit geeignete Kandidaten für exakt diese Art von Spuren. Diese Streifen treten vor allem beim ersten Prototyp auf, bei dem nicht nur das Fenster, sondern die volle Länge bis zu den SiPMs aktive Szintillationsfasern sind. Damit ist in Flugrichtung der Myonen, also in der Draufsicht auf den Prototyp, die mögliche Trefferfläche für ein Myon bei rund  $500 \times 1 \text{ mm}^2$ . Die Wahrscheinlichkeit von einer Myonpassage auf dieser Fläche von  $5 \text{ cm}^2$  liegt nominell bei rund 5 Myonen pro Minute [126]. Die vertikalen Streifen sind nur in wenigen der 5 – 7 s langen Messungen zu sehen. Die Messung in Abbildung 4.7.1 ist eine der wenigen, in der gleich zwei deutlichen Spuren innerhalb von 6 Sekunden zu sehen ist. Damit passt die typische Myonenfluenz gut zur Häufigkeit der Erscheinung der Streifen in den Messergebnissen.

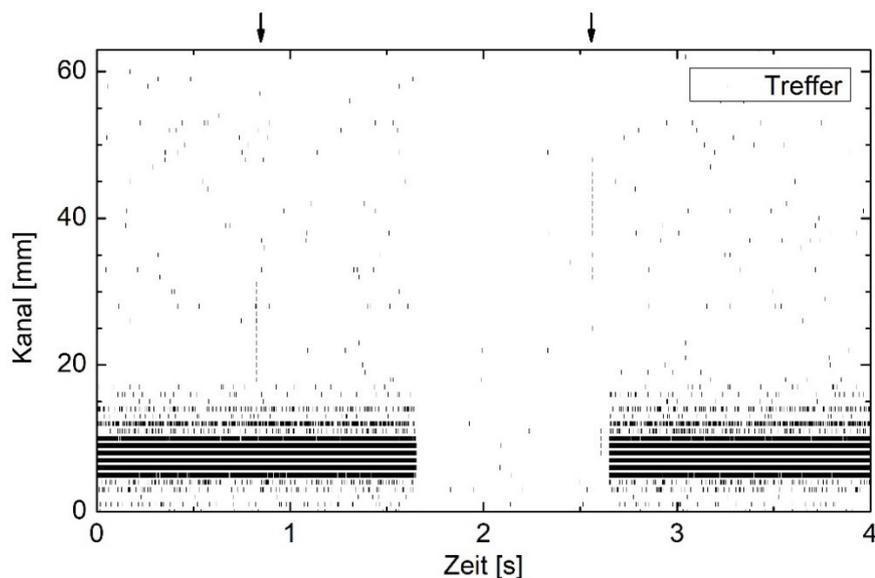


Abbildung 4.7.1: Streifen-Erscheinung im ToA-Plot bei Messungen mit dem ersten Prototyp, wahrscheinlich auf Myonen zurückzuführen.

---

Für eine Verifikation dieser Vermutung könnte die Trefferfluenz bei größerer aktiver Fläche (z.B. parallel zum Boden ausgerichtet) über einen längeren Zeitraum bestimmt werden. Allerdings sind diese Spuren im Prototyp mit Lichtleiterfasern aufgrund in der Draufsicht sehr geringen aktiven Fläche von  $0,64 \text{ cm}^2$  und den kurzen Messdauern von 7 s in der Praxis, insbesondere im Verhältnis zu Crosstalk, irrelevant und in den typischerweise verwendeten Counting-Messungen nicht aus dem Rauschen herauszufiltern. Für zukünftige größere Aufbauten ist die Lösung dieselbe wie gegen Crosstalk: Koinzidenz-Zeitfenster.

## 5 ZUSAMMENFASSUNG UND DISKUSSION

### *Zusammenfassung*

Die Forschungsaufgabe dieser Arbeit war die Entwicklung eines auf Szintillationsfasern basierenden Profilmonitors für Ionenstrahlen geringer Intensität am HIT. Am HIT werden Tumore mit Proton-, Helium-, Kohlenstoff- und Sauerstoff-Ionenstrahlen behandelt. Niedere Ionenstrahlintensitäten beziehen sich im Kontext dieser Arbeit auf Teilchenströme unterhalb von  $10^6$  pps. Diese niedrigen Intensitäten sind für die Tumor-Therapie nicht direkt relevant, dafür allerdings in bestimmten Projekten, Experimenten und für Funktionserweiterungen. Das gilt im Besonderen für das Projekt hinter dieser Arbeit: die Helium-Ionenradiographie. Für diese neuartige präzise Tumor-Bildgebung ist eine rückgekoppelte Steuerung eines niederintensiven Ionenstrahls eine zwingende Voraussetzung, um die im Patienten deponierte Strahlendosis gering zu halten und um einzelne Ionen tracken zu können.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde deshalb ein passender Ionenstrahl-Profilmonitor Prototyp konstruiert, realisiert, vielfach im Strahl getestet, die Messergebnisse ausgewertet und iterativ verbessert. Der Prototyp besteht aus organischen Szintillationsfasern des Typs SCSF-3HF mit quadratischem  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  Querschnitt hergestellt von Kuraray. Je 64 dieser Fasern wurden in horizontaler und vertikaler Richtung aneinander anliegend zu einer Harfe angeordnet und  $90^\circ$  zueinander verdreht in einer 3D-gedruckten Halterung fixiert. Damit ergibt sich ein aktives Fenster von  $64 \times 64 \text{ mm}^2$ . Ein Ion, welches dieses Fenster passiert, gibt einen Teil seiner kinetischen Energie an das Szintillationsmaterial ab und das jeweils in eine horizontale und eine vertikale Faser. Diese Energie wird dann in Form von Photonen wieder freigesetzt. Diese Photonen bewegen sich zunächst die Szintillationsfaser und anschließend einen angeschlossenen Lichtleiter entlang und hierbei aus der Strahlführung heraus. Ein Ende der Fasern ist, in sicherer Entfernung zum Primärstrahl, an SiPMs und eine dazu passende Ausleseelektronik angeschlossen, um Strahlenschäden zu vermeiden. Damit treten ausschließlich im kostengünstigen Szintillationsmaterial Schäden durch die Bestrahlung auf.

### *Diskussion der Messung von Strahlposition und -breite*

Der Prototyp erfüllt alle an ihn gestellten Mindestanforderungen in der Aufzeichnung des HIT-Ionenstrahlprofils (vgl. Abschnitt 2.1). Diese sind:

Die Dynamik des Ionenstrahlprofilmonitors soll den Intensitätsmessbereich von  $10^2$  bis  $10^7$  pps abdecken können. Es wurde gezeigt, dass mit dem ToA-Messmodus einzelne Ionen aufgezeichnet werden können, was die absolute untere Grenze darstellt. Für eine sichere Strahlpositions- bzw. Strahlbreitenbestimmung ist allerdings eine Statistik von mindestens 1000 Teilchen notwendig. Die obere Grenze der Dynamik liegt bei rund  $2 \cdot 10^7$  pps. Verteilen sich die Ionen auf viele Kanäle (große Strahlbreiten), so können auch noch höhere Intensitäten aufgenommen werden. Dieser Intensitätsumfang gilt für den vollen Energiebereich der Ionenstrahlen am HIT von 50 – 430 MeV/u. Der gewünschte Dynamikumfang ist daher vollständig abgedeckt.

---

Die Genauigkeit des gemessenen Strahlorts soll unter 0,5 mm liegen. Selbst im ungünstigsten Fall (Kohlenstoff, niedrige Energie, breiter Fokus) liegt diese bei 0,3 mm. Die Genauigkeit in der Strahlbreite soll unter 1,5 mm FWHM liegen. Auch diese liegt selbst im ungünstigsten Fall (Protonen, niedrige Energie, breiter Fokus) noch bei 0,26 mm. Bestimmt wurden diese Werte bei der niedrigsten DIC gesteuerten Standardintensität je Ionenart und einer 1 kHz Auslesefrequenz. Die Präzision ist folglich schon mit 1 mm Fasern vollumfänglich realisiert.

Die Streuung der Ionen durch den Detektor ist eine relevante Eigenschaft, solange der Detektor in der Strahllinie deutlich vor den Patienten verbaut wird, wie beispielsweise am Ort der Patientenmonitore (BAMS). Hierbei darf dann die WET nicht größer als 0,3 mm pro Koordinate sein, denn ansonsten kommt es zu einer stärkeren Aufstreuung des Ionenstrahls als durch das bisherige System (BAMS). Vor einem Experiment-Aufbau, oder nahe dem Isozentrum platziert, darf die Bremswirkung auf die Ionen auch deutlich höher ausfallen. Sie liegt beim Prototyp durch die 1 mm dicken Polystyrol-Fasern bei 1 mm WET pro Koordinate. Für den Prototyp und die Helium-Ionenradiographie ist das ausreichend, während für einen BAMS Ersatz oder Zusatz ein weiterer Entwicklungsschritt hin zu dünneren Fasern erforderlich wäre.

Die Totzeit des Detektors soll so gering wie möglich, bis idealerweise überhaupt nicht vorhanden sein. Die langsamste der drei Grundkomponenten, Szintillationsfasern, SiPMs und Ausleseelektronik, ist die Letztgenannte. Die Abklingzeit der Szintillationsfasern liegt bei 7 ns; die einzelnen APDs der SiPMs benötigen zwar 50  $\mu$ s zum Spannungsaufbau, hiervon besitzt ein SiPM des hier verwendeten Typs allerdings 667 Stück; und die Verarbeitungsgeschwindigkeit der Ausleseelektronik liegt bei maximal 20 Megacounts pro Sekunde und Kanal. Damit ist der Detektor auf  $2 \cdot 10^7$  pps pro Kanal eingeschränkt. Da die Ionenstrahlen alle breiter als 1 mm und damit auf mehrere Kanäle verteilt sind, besitzt der Detektor innerhalb seines geforderten Intensitätsumfangs in homogen verteilten Strahlen keine Totzeit.

Die Detektionseffizienz und die generelle Fähigkeit zur Intensitätsmessung bei der Kombination aus leichten Ionen mit niedrigen Energien, erfordert eine gute SNR. Ist das Photonen-signal deutlich oberhalb des Rauschens, so liegt die prinzipielle Effizienz des Prototyps bei 98 %. Die verlorenen 2 % beziehen sich auf den Totbereich in der sensitiven Fläche: den nicht szintillierenden Beschichtungen der Fasern. Diese Beschichtungen sind aufgetragen um Photonen per Totalreflexion in der Faser einzuschließen. Über die Mechanik hinaus ist die Detektionseffizienz von der Anzahl der in den SiPMs verstärkten Photonen und der passenden Wahl des Schwellwertes abhängig. Der in dieser Arbeit verwendete Schwellwert von 5 Photonen für ein Signal unterdrückt das Rauschen auf einstellige Werte pro Kanal und Sekunde, allerdings ist dieser nur für Kohlenstoff ideal. Für die schwächeren Signale der leichteren Ionen ist die Detektionseffizienz verringert auf rund 70 % (Helium), respektive 30 % (Protonen), für die schweren Sauerstoff-Ionen werden durch Crosstalk zusätzliche Treffer gemessen: rund 120 % Detektionseffizienz. Die gemessene Ionenzahl muss demnach mit einem

passenden Faktor an die Realität angeglichen werden, wenn man neben dem Profil einen kalibrierten Strom ableiten will.

Die Messungen haben sich alle als präzise reproduzierbar erwiesen. Der Prototyp hat die ursprüngliche Forschungsaufgabe, das Profil eines niederintensiven Ionenstrahls in Position und Breite präzise aufzunehmen, erfüllt und teilweise deutlich übertroffen.

### ***Diskussion der Messung von Spillform, Einzel-Ionen und Strahl-Substruktur***

Der Detektor wurde von Beginn an mit dem Ziel entworfen weitere Funktionen erfüllen zu können. Messungen von Spillform (zeitaufgelöste Intensität), Einzel-Ionen (ToA) und Strahl-Substruktur (Bunch-Frequenz und -Länge) wurden als Möglichkeiten betrachtet und haben sich ebenfalls als erfolgreich herausgestellt.

Die Intensitätsverteilung über die Zeit, respektive die Spillform, kann im Zählmodus mit einer Zeitauflösung von bis zu 330  $\mu\text{s}$  gemessen werden. Hierbei ist der limitierende Faktor die beschränkte Datenverarbeitung und -übertragung der Ausleseelektronik. Die Spillform zeigt sich im Vergleich mit einem in der Beamline verbauten Szintillationszählers als exakt übereinstimmend. Die Abweichungen in der Intensität wird durch die Unmöglichkeit einer zeitlich koinzidenten Messung erklärt.

Besondere Bedeutung kommt der zeitaufgelösten Einzel-Ionen-Messung zu, da diese eine zwingende Voraussetzung in der Nutzung als Frontracker der Helium-Ionenradiographie darstellt. Mit zeitlichen Koinzidenzmessungen zweier positionssensitiver Detektoren, wie beispielsweise zwei Aufbauten des Prototyps, lässt sich die Trajektorie einzelner Ionen aufnehmen. Die Experimente mit dem ToA-Modus haben erfolgreich gezeigt, dass Tracking von Einzelteilchen mit dem Prototyp prinzipiell funktionieren kann. Die Zeitstempel besitzen eine Genauigkeit von 0,5 ns. Diese Präzision bedeutet aber auch eine hohe Datenmenge. Die beschränkte Datenverarbeitung begrenzt damit den Messbereich der ToA-Messung für diesen Prototyp auf  $1 - 5 \cdot 10^4$  pps. In diesem Bereich aber lässt sich aus den Einzelteilchen-Daten mit Hilfe einer Fast Fourier Transformation außerdem präzise die periodische Substruktur des Strahls, also die Umlauffrequenz und Länge der Bunches, bestimmen.

### ***Diskussion der Optik***

Ungünstige optische Effekte, wie Photonenverlust und Crosstalk, treten am deutlichsten in den Fällen Protonen und Sauerstoff-Ionen auf.

Protonen erzeugen in den Szintillationsfasern, bezogen auf den in dieser Arbeit beschriebenen Aufbau, teilweise eine so geringe Anzahl an Photonen, dass ein Großteil der Ionentreffer nicht aufgezeichnet wird. Der dafür verantwortliche optische Verlust entsteht hauptsächlich durch Reflexionen an Grenzflächen, insbesondere an den Übergängen von Faser zu Faser oder von Faser zu SiPM. Optisch wären demnach durchgehende Szintillationsfasern eine bessere Lösung als nur das aktive Fenster mit Szintillationsfasern zu versehen und die Distanz zu den SiPMs mit Lichtleiterfasern zu überbrücken. Letzteres ist allerdings die kostengünstigere Option. Zusätzlich treten unerwünschte Signale durch Myonen und Splitterpartikel seltener auf,

---

da die Lichtleiter optisch inaktiv sind. Das wichtigste Argument aber gegen die optisch besseren durchgängigen Szintillationsfasern ist die im Patientenbetrieb benötigte leichte und schnelle mechanische Austauschbarkeit des aktiven Fensters nach Strahlenschäden.

Bei Sauerstoff-Ionen hingegen ist das Photonensignal so stark, dass es bei einigen Treffern zu Crosstalk kommt und zusätzlich andere als der eigentlich getroffene Kanal ein Signal ausgeben. Um das zu vermeiden wäre eine zusätzliche absorbierende Beschichtung auf den Fasern eine Option. Außerdem sollten die Fasern an Übergängen räumlich sauber getrennt werden. Letzteres wurde im Anschlussstecker mit 1 mm Distanz umgesetzt. Eine Methode mit der im Nachgang die Daten korrigiert werden könnten, eröffnet eine ToT-Messung (Zeit über dem Schwellwert) der einzelnen Teilchen. Besitzen Treffer in benachbarten Kanälen eine ToA mit einer sehr geringeren Zeitdifferenz (z.B. 10 ns), so können diese bei niedrigen Intensitäten als dem gleichen Event zugehörig angenommen werden. Der Kanal mit dem geringeren ToT Wert hat dann weniger Photonen gemessen, weshalb dieser wahrscheinlicher der Crosstalk-Kanal ist und aussortiert werden könnte. Das würde Doublecounts unterdrücken und eine Strahlfleckverbreiterung durch Crosstalk verhindern.

Eine ToT-Messung könnte darüber hinaus Aussagen über die aktuelle Ionenart ermöglichen, wie es beispielsweise in [82] genutzt wird. Dies könnte zu einer weiteren Verifikation des aktuellen Strahls genutzt werden, sowie mögliche Verunreinigungen darin aufdecken.

Allgemein kann festgehalten werden, dass die vorhandene Optik des Prototyps bereits für präzise Messungen vollständig ausreicht. Eine nachträgliche Korrektur der Messwerte mittels Linienscan ist darüber hinaus möglich und insbesondere bei Protonen äußerst effektiv. Darüber hinaus birgt gerade die Optik beträchtliches und leicht zugängliches Potenzial zur Verbesserung der Detektionspräzision. Hierzu zählen beispielsweise eine bessere Isolierung gegenüber externen Lichtquellen, eine verbesserte Trennung der einzelnen Kanäle voneinander sowie eine Reduktion der durch Photonenverluste erzeugten Signalqualitätsminderung.

### ***Innovation und Anwendbarkeit***

Erst ein Detektor mit den hier gezeigten Funktionen erlaubt eine dynamisch kontrollierte Nutzung des Intensitätsbereichs unterhalb der Behandlungsintensitäten am HIT. Zu diesem Zweck wurden bekannte Ideen [99, 92, 85] mit neu verfügbaren Materialien und Techniken versehen und damit ein auf Szintillationsfasern basierender Profilmontitor-Prototyp entworfen. Die technischen Neuerungen liegen vornehmlich in der Verwendung quadratischer, strahlenharter 3HF-Fasern und einer modularen Ausleseelektronik. Die eigentliche Innovation ist die Anwendbarkeit und Funktion als Profilmontitor und Feedback für Ionenstrahlen niedriger Intensitäten innerhalb des Beschleuniger-Kontrollsystems am HIT.

Für eine praktische Nutzung im Patientenbetrieb, hier im Bezug zur Helium-Ionenradiographie, ist außerdem eine einfache Handhabbarkeit und Wirtschaftlichkeit von großer Bedeutung.

Die Handhabbarkeit ist durch die geringe Komplexität gegeben. Die aktive Fläche von 25x25 cm<sup>2</sup> ist durch Modularität und simple Vervielfachung der 64-Kanäle Grundeinheit des Prototyps zu erreichen. Diese aktive Fläche ist außerdem, durch die Nutzung von schnell

fixierbaren Lichtleiterfaser-Anschlüssen unkompliziert austauschbar. Damit sind günstige Voraussetzungen für den Einsatz im Patientenbetrieb geschaffen.

Die ökonomische Effizienz wird zudem durch den Schutz der Elektronik vor Strahlenschäden gewährleistet, da sie mithilfe von Lichtleitern sicher und effektiv in einem Abstand zum Strahl platziert werden kann. Keine Elektronik oder Signalkabel in der Nähe der bestrahlten Fläche zu benötigen, erlaubt außerdem starke Magnetfelder im aktiven Bereich. Das ist besonders attraktiv bei möglichen zukünftigen MRT gestützten Ionenstrahltherapie-Anwendungen, mit Streufeldern am Detektorort.

Darüber hinaus zeigen zwar Tests mit einer Jahresfluenz der Beamline am HIT ( $1,3 \cdot 10^{13}$  Teilchen/mm<sup>2</sup>) auf Szintillationsfasern des Typs 78MJ noch relevante Detektionsverluste, die verwendeten 3HF Fasern hingegen verlieren durch Strahlenschäden dreimal langsamer an Transmission [private Kommunikation mit Blake Leverington]. Im Vergleich zur Lebensdauer einer Jahresfluenz ist Strahlenhärte für die in dieser Arbeit betrachtete Anwendungen weit mehr als ausreichend, da der Monitor vorerst nur selten und bei niedrigen Intensitäten im Strahl steht.

Insgesamt trägt dieser neuartige Ionenstrahl-Profilmonitor damit zur Weiterentwicklung der Ionenstrahltechnologie bei und eröffnet neue Perspektiven für die Strahlentherapie und Bildgebung im medizinischen Bereich.

---

## 6 AUSBLICK

Mit weiterer Optimierung am Prototyp ist der Routineeinsatz als integriertes Strahldiagnoseelement der HIT Beschleunigeranlage erreichbar. Dabei könnten folgende Schritte durchgeführt werden.

### ***Integration in die HIT Beschleunigertechnik***

Für die Integration des Ionenstrahl-Profilmonitors muss dieser in das HIT Kontrollsystem (BKS) eingebunden sein. Dies stellt den entscheidenden Schritt für die zukünftige Nutzung und Weiterentwicklung dar. Das vom Monitor gemessene Strahlprofil und die detektierte Intensität muss mit einer Frequenz von mindestens 1 kHz ausgelesen und dem Kontrollsystem in Echtzeit zur Verfügung gestellt werden können. Für die Echtzeitdaten muss eine geeignete Schnittstelle gegeben sein, mit der dann eine Feedback-Schleife aufgebaut werden kann, um auch im niederintensiven Bereich geregelte Spillstrukturen erzeugen zu können.

### ***Vollformat Version und Tracking***

Ein Vollformat-Monitor für niederintensive Ionenstrahlen am HIT soll das Scanfeld des Ionenstrahls abdecken, wofür eine Detektionsfläche von  $256 \times 256 \text{ mm}^2$  notwendig ist. Dazu muss die modulare Grundeinheit, die der Prototyp mit seiner Detektorfläche von  $64 \times 64 \text{ mm}^2$  darstellt, je Dimension vervierfacht werden. Für die viermal 64 Kanäle nebeneinander, in vertikaler und in horizontaler Richtung, gilt für die Implementierung des CAEN Systems folglich achtmal die Auslekette aus 64 Fasern, 64 SiPMs und einem Ausleseboard. Dazu braucht es außerdem ein weiteres Logikmodul zur Synchronisation, das Concentrator Board. Exakt synchrone Zeitstempel in x- und y-Richtung sind die Voraussetzung für Einzel-Ionen-Lokalisierung. Und diese wiederum sind die Voraussetzung für das Einzel-Ionen-Tracking, wofür zwei dieser Detektoren synchronisiert aufzeichnen müssen. Mit zwei Detektoren kann durch Koinzidenzmessungen außerdem das Rauschen unterdrückt werden und Time of Flight Messungen werden ermöglicht.

Darüber hinaus sind Weiterentwicklungen in der Software zu erwarten, die die Schreibgeschwindigkeit des Systems insgesamt verbessern (durch beispielsweise eine Null-Unterdrückung), sodass die Frequenz der Zeitintervalle im Zählmodus und die Teilchenrate im Zeitstempelmodus erhöht werden können.

### ***Verbesserung durch Optimierung der Faseroptik***

Zwei der wichtigsten Herausforderungen des Prototyps, nämlich den nicht aufgezeichneten Treffern und dem Crosstalk, kann mit einer nachträglichen Korrektur der Daten entgegengewirkt werden. Eine effektivere Methode als lediglich die Korrektur der Symptome ist jedoch die Beseitigung der zugrundeliegenden Ursache, in diesem Fall also der Verbesserung der Optik. Die vielversprechendsten Optionen sind:

Erstens, die Weiterentwicklung und Standardisierung in der Herstellung der Fasermatten und des Anschlusssteckers. Feinere 3D-Druckverfahren, beispielsweise durch Stereolithographie, sowie maschinelles Einsetzen der Fasern in den Rahmen.

Zweitens, die Anwendung von optischem Fett oder Gel an den Übergängen der Fasern oder zu den SiPMs mit demselben Brechungsindex wie die Fasern und die Fenster der SiPMs, um Grenzflächenverluste durch Reflexion zu minimieren.

Drittens, eine optische Trennung der verschiedenen Flächen des Detektors (x- & y-Fläche) durch schwarze Kapton-Folie vor und hinter den Fasern. Dies würde das Eindringen externer Photonen und vor allem den Crosstalk zwischen den Detektorebenen deutlich reduzieren. Alternativ könnte zur optischen Trennung eine Beschichtung aller Fasern einzeln mit einer UV-absorbierenden Schicht in Betracht gezogen werden. Allerdings bedeuten zusätzliche Schichten auch einen größeren optisch inaktiven Bereich zwischen den einzelnen Fasern. Bei dieser Maßnahme müssen daher sorgfältig Vor- und Nachteile abgewogen und durch Testmessungen verifiziert werden.

Schließlich, könnte das Aufbringen eines reflektierenden Materials, wie Silber, auf die offene ungenutzte Seite der Fasern einen zusätzlichen zweiten, zeitlich gering verzögerten Puls hinzufügen, der das Primärsignal und somit das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) verbessert. Insbesondere bei Protonenstrahlen kann hier von einer signifikanten Verbesserung ausgegangen werden.

### ***Kombination mit dem geplanten SciFi-Monitor für Behandlungsintensitäten***

Es wird neben diesem Projekt noch ein weiterer Szintillationsfaser-basierten Ionenstrahlmonitor entwickelt, welcher die aktuellen MWs der BAMS-Kammern ersetzen soll. Hierbei geht es um Therapie-Intensitäten, weshalb die Auslese auf den hierfür geeigneteren Photodioden basiert. Die Idee besteht darin die zentrale Szintillationsfasermatte doppelt zu nutzen, indem diese an einem Ende mit Photodioden und am anderen Ende mit SiPMs ausgelesen wird. Das Prototyp-System und das PI-System sind komplementär und überlappen im Bereich der niedrigsten Standard-Behandlungsintensitäten. Kombiniert würde ein theoretischer Dynamikumfang der messbaren Intensitäten von einzelnen Ionen bis zu  $10^{10}$  Ionen pro Sekunde erreicht.

Da das SciFi-System die BAMS-Detektoren im Ortsbereich ersetzen soll, wäre dieses per Prinzip fest in der Beamline verbaut, wodurch für die Detektion niederintensiver Ionenstrahlen kein zusätzliches Material im Strahl vor dem Patienten eingebracht werden muss. Da es über zwei horizontal und vertikal auflösende Fasermatten verfügen muss, wären prinzipiell auch die Voraussetzungen für Tracking gegeben.

## 7 LITERATURVERZEICHNIS

1. T. Tessonier, et al., *Commissioning of Helium Ion Therapy and the First Patient Treatment With Active Beam Delivery*, International journal of radiation oncology, biology, physics 116, 935 (2023), doi:10.1016/j.ijrobp.2023.01.015.
2. F. Bray, et al., *The ever-increasing importance of cancer as a leading cause of premature death worldwide*, Cancer 127, 3029 (2021), doi:10.1002/cncr.33587.
3. M. Martišíková, et al., *Helium ion beam imaging for image guided ion radiotherapy*, Radiat Oncol 13 (2018), doi:10.1186/s13014-018-1046-6.
4. T. Gehrke, et al., *Theoretical and experimental comparison of proton and helium-beam radiography using silicon pixel detectors*, Physics in medicine and biology 63, 35037 (2018), doi:10.1088/1361-6560/aaa60f.
5. C. Amato, M. Martisikova, T. Gehrke, *A technique for spatial resolution improvement in helium-beam radiography*, Medical physics 47, 2212 (2020), doi:10.1002/mp.14051.
6. V.A. Bashkirov, et al., *Development of proton computed tomography detectors for applications in hadron therapy*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 809, 120 (2016), doi:10.1016/j.nima.2015.07.066.
7. G. Poludniowski, N.M. Allinson, P.M. Evans, *Proton radiography and tomography with application to proton therapy*, The British journal of radiology 88, 20150134 (2015), doi:10.1259/bjr.20150134.
8. O. Jäkel, et al., *Relation between carbon ion ranges and x-ray CT numbers*, Medical physics 28, 701 (2001), doi:10.1118/1.1357455.
9. P. Wohlfahrt, et al., *Clinical Implementation of Dual-energy CT for Proton Treatment Planning on Pseudo-monoenergetic CT scans*, International journal of radiation oncology, biology, physics 97, 427 (2017), doi:10.1016/j.ijrobp.2016.10.022.
10. C. Richter, et al., *First clinical application of a prompt gamma based in vivo proton range verification system*, Radiotherapy and oncology : journal of the European Society for Therapeutic Radiology and Oncology 118, 232 (2016), doi:10.1016/j.radonc.2016.01.004.
11. E. Bär, et al., *Experimental comparison of photon versus particle computed tomography to predict tissue relative stopping powers*, Medical physics 49, 474 (2022), doi:10.1002/mp.15283.
12. U. Schneider, E. Pedroni, *Proton radiography as a tool for quality control in proton therapy*, Medical physics 22, 353 (1995), doi:10.1118/1.597470.
13. X. Llopart, et al., *Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 581, 485 (2007), doi:10.1016/j.nima.2007.08.079.
14. Aarhus Particle therapy Group, *Electronic Stopping Power* (2014) <https://play.google.com/store/apps/details?id=dk.au.aptg.dEdx>, zuletzt geprüft am: 21.01.2024.
15. Margareta Metzner, *Helium-Beam Radiography Using Thin Silicon Pixel Detectors: Establishment of Calibration Curves and Quantitative Imaging of an Anthropomorphic Head Phantom*. Master Thesis (Heidelberg 2022).
16. L. Volz, et al., *The accuracy of helium ion CT based particle therapy range prediction: an experimental study comparing different particle and x-ray CT modalities*, Physics in medicine and biology 66 (2021), doi:10.1088/1361-6560/ac33ec.
17. M. Esposito, et al., *PRaVDA: The first solid-state system for proton computed tomography*, Physica medica : PM : an international journal devoted to the applications of physics to medicine and biology : official journal of the Italian Association of Biomedical Physics (AIFB) 55, 149 (2018), doi:10.1016/j.ejmp.2018.10.020.
18. M. Aehle, et al., *The Bergen proton CT system*, J. Inst. 18, C02051 (2023), doi:10.1088/1748-0221/18/02/C02051.
19. V.A. Bashkirov, et al., *Development of proton computed tomography detectors for applications in hadron therapy*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 809, 120 (2016), doi:10.1016/j.nima.2015.07.066.
20. E.A. DeJongh, et al., *Technical Note: A fast and monolithic prototype clinical proton radiography system optimized for pencil beam scanning* (2020), doi:10.48550/arXiv.2009.04652.
21. T. Kirn, *SciFi – A large scintillating fibre tracker for LHCb*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 845, 481 (2017), doi:10.1016/j.nima.2016.06.057.
22. C. Joram, G. Haefeli, B. Leverington, *Scintillating Fibre Tracking at High Luminosity Colliders*, J. Inst. 10, C08005-C08005 (2015), doi:10.1088/1748-0221/10/08/C08005.

23. B.D. Leverington, et al., *A prototype scintillating fibre beam profile monitor for Ion Therapy beams*, J. Inst. 13, P05030-P05030 (2018), doi:10.1088/1748-0221/13/05/P05030.
24. M. Antonello, et al., *Dual-readout calorimetry: Present status and perspective*, Int. J. Mod. Phys. A 36, 2142017 (2021), doi:10.1142/S0217751X21420173.
25. CAEN S.p.A., *FERS-5200 Front-End Readout System Datasheet DS7218* (2022).
26. R. Santoro, *SiPMs for Dual-Readout Calorimetry*, Instruments 6, 59 (2022), doi:10.3390/instruments6040059.
27. C. Schoemers, et al., *The intensity feedback system at Heidelberg Ion-Beam Therapy Centre*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 795, 92 (2015), doi:10.1016/j.nima.2015.05.054.
28. I.D. Muñoz, et al., *Sensitivity correction of fluorescent nuclear track detectors using alpha particles: Determining LET spectra of light ions with enhanced accuracy*, Medical physics 50, 2385 (2023), doi:10.1002/mp.16083.
29. S.M. Valle, et al., *FOOT: a new experiment to measure nuclear fragmentation at intermediate energies*, Perspectives in Science 12, 100415 (2019), doi:10.1016/j.pisc.2019.100415.
30. R. Dal Bello, et al., *Results from the experimental evaluation of CeBr 3 scintillators for 4 He prompt gamma spectroscopy*, Medical physics 46, 3615 (2019), doi:10.1002/mp.13594.
31. Claus Grupen, *Teilchendetektoren* (BI-Wissenschaftsverlag 1993).
32. H. Kolanoski, N. Wermes, *Teilchendetektoren. Grundlagen und Anwendungen* (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg 2016).
33. K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung* (Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden 2005).
34. W. Schlegel, C. P. Karger, O. Jäkel (eds), *Medizinische Physik. Grundlagen - Bildgebung - Therapie - Technik* (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg 2018).
35. W.D. Newhauser, R. Zhang, *The physics of proton therapy*, Physics in medicine and biology 60, R155-209 (2015), doi:10.1088/0031-9155/60/8/R155.
36. D. Schardt, T. Elsässer, D. Schulz-Ertner, *Heavy-ion tumor therapy: Physical and radiobiological benefits*, Rev. Mod. Phys. 82, 383 (2010), doi:10.1103/RevModPhys.82.383.
37. A. Lechner, *Particle interactions with matter* (2018), doi:10.23730/CYRSP-2018-005.47.
38. F. Bloch, *Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie*, Annalen der Physik 408, 285 (1933), doi:10.1002/andp.19334080303.
39. M. Rovituso, C. La Tessa, *Nuclear interactions of new ions in cancer therapy*, Transl. Cancer Res 6, S914-S933 (2017), doi:10.21037/tcr.2017.06.46.
40. H. Paganetti, *Biological Aspects of Heavy Charged Particle Radiation Therapy*, Medical physics 36, 2685 (2009), doi:10.1118/1.3182187.
41. S. Seltzer, *Stopping-Powers and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions*, NIST Standard Reference Database 124, doi:10.18434/T4NC7P.
42. M. Nandy, *Secondary Radiation in Ion Therapy and Theranostics: A Review*, Front. Phys. 8 (2021), doi:10.3389/fphy.2020.598257.
43. Renato Félix Bautista, *Monitoring of lateral positions of therapeutic carbon-ion pencil beams using secondary ion tracking*. PhD Thesis (Heidelberg 2021).
44. T. Gehrke, et al., *Experimental helium-beam radiography with a high-energy beam: Water-equivalent thickness calibration and first image-quality results*, Med. Phys. (2022), doi:10.1002/mp.15795.
45. T. Gehrke, et al., *Proof of principle of helium-beam radiography using silicon pixel detectors for energy deposition measurement, identification, and tracking of single ions*, Medical physics 45, 817 (2018), doi:10.1002/mp.12723.
46. R. Zhang, et al., *Water equivalent thickness values of materials used in beams of protons, helium, carbon and iron ions*, Physics in medicine and biology 55, 2481 (2010), doi:10.1088/0031-9155/55/9/004.
47. T. Arndt, Lumineszenz, in: A.M. Gressner, T. Arndt (eds), *Lexikon der Medizinischen Laboratoriumsdiagnostik* (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg 2019).
48. F. Hinterberger, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg 2008).
49. K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen. Eine Einführung* (Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden 1996).
50. S.-Y. Lee, *Accelerator Physics* (World Scientific, New Jersey, London, Singapore 2019).
51. A. W. Chao (ed), *Handbook of accelerator physics and engineering* (World Scientific, New Jersey 2023).
52. S.E. Combs, et al., *Particle therapy at the Heidelberg Ion Therapy Center (HIT) - Integrated research-driven university-hospital-based radiation oncology service in Heidelberg, Germany*, Radiotherapy and oncology : journal of the European Society for Therapeutic Radiology and Oncology 95, 41 (2010), doi:10.1016/j.radonc.2010.02.016.

- 
53. D. Ondreka, et al., *The Heidelberg Ion Therapy (HIT) Accelerator Coming into Operation*, Conf. Proc. C 0806233, TUOCG01 (2008).
  54. C. Schömers, *Entwicklung einer dynamischen Intensitätsregelung für das Heidelberger Ionenstrahl-Therapiesynchrotron. Dissertation* (Frankfurt am Main 2013).
  55. H. Eickhoff, et al., HICAT - the German hospital-based light ion cancer therapy project, in: *Particle Accelerator Conference, 2003. PAC 2003. Proceedings of the* (IEEE 2003).
  56. M. Vretenar, *The radio-frequency quadrupole*, CERN Yellow Report CERN-, doi:10.5170/CERN-2013-001.207.
  57. Y.R. Lu, B. Schlitt, *The Compact 20 MV IH-DTL for the Heidelberg Cancer Therapy Facility*, 22nd International Linear Accelerator Conference 2004, 57.
  58. B. Schlitt, et al., *Design of the 7 MeV/u, 217 MHz Injector Linac for the Proposed Ion Beam Facility for Cancer Therapy at the Clinic in Heidelberg* (2000), doi:10.48550/arXiv.physics/0008148.
  59. Peter Forck, *Lecture Notes on Beam Instrumentation and Diagnostics*. Joint University Accelerator School (Darmstadt 2021).
  60. R. Cee, et al., *Commissioning of the Ion Beam Gantry at HIT*, Conf. Proc.C, IPAC, 2874 (2011).
  61. M. Galonska, et al., *The HIT Gantry: From commissioning to operation*, IPAC, 3636 (2013).
  62. T. Haberer, et al., *Magnetic scanning system for heavy ion therapy*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 330, 296 (1993), doi:10.1016/0168-9002(93)91335-K.
  63. B. Voss, H. Junk, H. Stelzer, *The Monitor System of the Therapy Project*, GSI Scientific Report 98-01, 187 (1997).
  64. E. Badura, et al., *Control system for cancer therapy with a heavy ion beam at GSI*, IEEE NPSS Real Time Conference Record, 171 (1999), doi:10.1109/RTCON.1999.842596.
  65. M. Galonska, et al., *Beam properties beyond the therapeutic range at HIT*, IPAC Proceedings (2023), doi:10.18429/JACoW-IPAC2023-THPM064.
  66. E.C. Cortés García, et al., *Optimization of the spill quality for the hadron therapy at the Heidelberg Ion-Beam Therapy Centre*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 1040, 167137 (2022), doi:10.1016/j.nima.2022.167137.
  67. A. Peters, et al., *Spill Structure Measurements at the Heidelberg Ion Therapy Centre*, Conf. Proc. C 0806233, TUPP127 (2008).
  68. OriginLab Corporation, *Curve Fitting Functions - Gauss. Origin Basic Functions* <https://www.origin-lab.com/doc/origin-help/gauss-fitfunc>, zuletzt geprüft am: 19.01.2024.
  69. Andrea Mairani, *Proton and helium beams: the present and the future of light ion beam therapy* (2018) [https://tu-dresden.de/mn/physik/iktp/ressourcen/dateien/seminar/2018\\_05\\_03\\_AMairani.pdf?lang=de](https://tu-dresden.de/mn/physik/iktp/ressourcen/dateien/seminar/2018_05_03_AMairani.pdf?lang=de), zuletzt geprüft am: 19.01.2024.
  70. A. Rovelli, et al., *Low-intensity beam diagnostics with particle detectors*, AIP Conference Proceedings, 398 (1997), doi:10.1063/1.52296.
  71. PTW Dosimetry, *OCTAVIUS Detector 1600XDR* (2021) <https://www.ptwdosimetry.com/en/products/octavius-detector-1600xdr>, zuletzt geprüft am: 19.01.2024.
  72. E. Tsyganov, et al., *Gas Electron Multiplying Detectors for medical applications*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 597, 257 (2008), doi:10.1016/j.nima.2008.09.002.
  73. F. Sauli, *The gas electron multiplier (GEM): Operating principles and applications*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2 (2016), doi:10.1016/j.nima.2015.07.060.
  74. R. Bouclier, et al., *Ageing studies with microstrip gas chambers*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 348, 109 (1994), doi:10.1016/0168-9002(94)90848-6.
  75. Y. Giomataris, et al., *MICROMEGAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 376, 29 (1996), doi:10.1016/0168-9002(96)00175-1.
  76. Jürgen Debus, Ivan Peric, *Particle therapy beam monitoring with HV-CMOS sensors* (2020) <https://www.heika-research.de/index.php/en/research/medical-technology-health-mth/particle-therapy-beam-monitoring-hv-cmos-sensors>, zuletzt geprüft am: 07.10.2020.
  77. A. Weber, et al., *High-Voltage CMOS Active Pixel Sensor Chip With Counting Electronics for Beam Monitoring*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 69, 1288 (2022), doi:10.1109/TNS.2022.3173807.
  78. A. Dierlamm, et al., *A Beam Monitor for Ion Beam Therapy Based on HV-CMOS Pixel Detectors*, Instruments 7, 9 (2023), doi:10.3390/instruments7010009.

79. M. Martisíková, et al., *Characterization of a flat-panel detector for ion beam spot measurements*, *Physics in medicine and biology* 57, 485 (2012), doi:10.1088/0031-9155/57/2/485.
80. Hamamatsu Photonics K.K., *Photomultiplier Tubes - Basics and Applications. Fourth Edition* (2017) [https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99\\_SA-LES\\_LIBRARY/etd/PMT\\_handbook\\_v4E.pdf](https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SA-LES_LIBRARY/etd/PMT_handbook_v4E.pdf), zuletzt geprüft am: 21.01.2024.
81. T. Förster, *Zwischenmolekulare Energiewanderung und Fluoreszenz*, *Annalen der Physik* 437, 55 (1948), doi:10.1002/andp.19484370105.
82. I. Ortega Ruiz, et al., *A Multipurpose Scintillating Fibre Beam Monitor for the Measurement of Secondary Beams at CERN*, *Proc. IBIC2018* (2019), doi:10.18429/JACOW-IBIC2018-WEPB15.
83. B. Walasek-Höhne, *Scintillating screen applications in beam diagnostics*, *DIPAC 2011 - Proceedings of the 10th European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators* (2011).
84. S. Lahrman, *Investigation of a scintillating screen detector for ion beam therapy*. Dissertation (2012).
85. M. Antonello, et al., *Development of a Silicon Photomultiplier based dual readout calorimeter: The pathway beyond the proof-of-concept*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 936, 127 (2019), doi:10.1016/j.nima.2018.10.169.
86. L. Gruber, *LHCb SciFi — Upgrading LHCb with a scintillating fibre tracker*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 958, 162025 (2020), doi:10.1016/j.nima.2019.03.080.
87. I. Ortega Ruiz, *Accurate Profile Measurement of the low Intensity Secondary Beams in the CERN Experimental Areas*. PhD Thesis (Lausanne, EPFL 2018).
88. U. Bravar, et al., *Development of the Fast Neutron Imaging Telescope*, 107, doi:10.1109/NSS-MIC.2005.1596217.
89. S. Hansmann-Menzemer, et al., *A beam monitor for the HIT* (Heidelberg 2017).
90. T.O. White, *Scintillating fibres*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 273, 820 (1988), doi:10.1016/0168-9002(88)90102-7.
91. Kuraray Co., Ltd., *Plastic Scintillating Fibres* [https://www.kuraray.com/uploads/5a717515df6f5/PR0150\\_psf01.pdf](https://www.kuraray.com/uploads/5a717515df6f5/PR0150_psf01.pdf), zuletzt geprüft am: 03.08.2022.
92. LHCb Collaboration, *LHCb Tracker Upgrade Technical Design Report* (2014).
93. W. Demtröder, *Experimentalphysik 3* (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg 2016).
94. Michael schmitz, *Eigenschaften der Auslese von Szintillatoren mit Wellenlängenschieber und Lichtleiterfasern*. Diplomarbeit (Hamburg 1987).
95. G. Keil, *Design principles of fluorescence radiation converters*, *Nuclear Instruments and Methods* 89, 111 (1970), doi:10.1016/0029-554X(70)90813-X.
96. Saint-Gobain Crystals / Luxiumsolutions, *Plastic Scintillating Fibers* (2021) <https://luxiumsolutions.com/sites/default/files/2021-11/Fiber-Product-Sheet.pdf>, zuletzt geprüft am: 21.01.2024.
97. Joona Rissanen, *Fresnel reflection and transmission calculator* (2024) <https://www.lasercalculator.com/fresnel-reflection-and-transmission-calculator>, zuletzt geprüft am: 21.10.2024.
98. J.B. BIRKS, *The Theory and Practice of Scintillation Counting* (Elsevier 1964).
99. I. Ortega, et al., *A scintillating fibre beam profile monitor for the experimental areas of the SPS at CERN*, *J. Phys.: Conf. Ser.* 763, 12012 (2016), doi:10.1088/1742-6596/763/1/012012.
100. Stephan Lederer, *Strahlenschäden in Szintillator-Materialien für die Hochstrom-Diagnose von Schwerionenstrahlen*. PhD Thesis (Darmstadt 2016).
101. Bernd Bodmann, *Strahlenschäden in Plastik-Szintillatoren nach Gamma- und Neutronen-Bestrahlung*. PhD Thesis (Hamburg 2003).
102. J. Bähr, et al., *A fiber detector radiation hardness test*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 449, 260 (2000), doi:10.1016/S0168-9002(99)01437-0.
103. E.C. Aschenauer, et al., *Tests of a fiber detector concept for high rate particle tracking*, 249, doi:10.1063/1.56939.
104. S. Bruggisser, *Literature study on the radiation damage on KURARAY SCSF-78M and SCSF-78MJ fibers* (2012) <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/LHCb/ScintFiber/FiberSummaryNew.pdf>, zuletzt geprüft am: 22.01.2024.
105. K. Hara, et al., *Radiation hardness and mechanical durability of Kuraray optical fibers*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 411, 31 (1998), doi:10.1016/S0168-9002(98)00281-2.
106. Y.N. Kharzheev, *Radiation Hardness of Scintillation Detectors Based on Organic Plastic Scintillators and Optical Fibers*, *Phys. Part. Nuclei* 50, 42 (2019), doi:10.1134/S1063779619010027.

- 
107. Hamamatsu Photonics K.K., s, *MPPCs for precision measurement* (2016) <https://confluence.slac.stanford.edu/download/attachments/213887199/SiPM%20Hamamatsu%20S13360%20series.pdf?api=v2>, zuletzt geprüft am: 22.01.2024.
  108. I. Fleck, M. Titov, C. Grupen, I. Buvat (eds), *Handbook of Particle Detection and Imaging* (Springer International Publishing; Springer, Cham 2021).
  109. Mirco Deckenhoff, *Scintillating Fibre and Silicon Photomultiplier Studies for the LHCb Upgrade*. PhD Thesis (Dortmund 2015).
  110. Hamamatsu Photonics K.K., *MPPC Technical note* (2021) [https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99\\_SALES\\_LIBRARY/ssd/mppc\\_kapd9008e.pdf](https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/mppc_kapd9008e.pdf), zuletzt geprüft am: 03.08.2022.
  111. Kirnehkrib, *Avalanche Photo Diode (APD)* (2011) [https://de.wikipedia.org/wiki/Avalanche-Photodiode#/media/Datei:APD3\\_German.png](https://de.wikipedia.org/wiki/Avalanche-Photodiode#/media/Datei:APD3_German.png), zuletzt geprüft am: 22.01.2024.
  112. First Sensor, *Introduction to silicon photomultipliers (SiPMs). White Paper* (2019) [https://www.first-sensor.com/cms/upload/appnotes/AN\\_SiPM\\_Introduction\\_E.pdf](https://www.first-sensor.com/cms/upload/appnotes/AN_SiPM_Introduction_E.pdf), zuletzt geprüft am: 22.01.2024.
  113. sensl, *Introduction to SiPM - technical note* (2011) [https://websites.umich.edu/~ners580/ners-bioe\\_481/lectures/pdfs/2017-02-SensL\\_IntroSiPM.pdf](https://websites.umich.edu/~ners580/ners-bioe_481/lectures/pdfs/2017-02-SensL_IntroSiPM.pdf), zuletzt geprüft am: 22.01.2024.
  114. M. Venaruzzo, et al., *FERS-5200: a distributed Front-End Readout System for multidetector arrays* (2020), doi:10.48550/arXiv.2010.15688.
  115. weeroc, *Citiroc 1A - Scientific instrumentation SiPM read-out chip* (2021) <https://www.weeroc.com/products/sipm-read-out/citiroc-1a>, zuletzt geprüft am: 17.05.2021.
  116. CAEN S.p.A., *DT5215 - Concentrator Board for FERS-5200* (2024) <https://www.caen.it/products/dt5215/>, zuletzt geprüft am: 22.01.2024.
  117. CAEN S.p.A., *User Manual UM7945 A5202/DT5202. 64-Channel Citiroc-1A Unit for FERS-5200* (2022).
  118. CAEN S.p.A., *User Manual UM7946 Janus. CAEN FERS-5200 Readout Software* (2022).
  119. Thorlabs Inc., *Blackout and Laser Safety Materials* (2024) [https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=190](https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=190), zuletzt geprüft am: 22.01.2024.
  120. Hamamatsu Corporation, *What is an SiPM and how does it work?* (2016) <https://hub.hamamatsu.com/us/en/technical-notes/mppc-sipms/what-is-an-SiPM-and-how-does-it-work.html>, zuletzt geprüft am: 22.01.2024.
  121. R. Hermann, et al., *Development of a Scintillation Fibre Transverse Profile Monitor for Low-Intensity Ion Beams at HIT*, IBIC Proceedings (2022), doi:10.18429/JACoW-IBIC2022-MOP17.
  122. R. Hermann, et al., *Advancements in the scintillation fibre beam monitor for low-intensity ion beams at HIT*, IPAC Proceedings (2023), doi:10.18429/JACoW-IPAC2023-THPL101.
  123. C.W.E. van Eijk, *Inorganic scintillators in medical imaging*, Phys. Med. Biol. 47, R85-106 (2002), doi:10.1088/0031-9155/47/8/201.
  124. T Gehrke, et al., *Assessing the spill microstructure of a medical ion synchrotron in different radiation fields*, submitted to Medical Physics (2024).
  125. K. Parodi, et al., *Random coincidences during in-beam PET measurements at microbunched therapeutic ion beams*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 545, 446 (2005), doi:10.1016/j.nima.2005.02.002.
  126. M. Wolverson, *Muons for Peace*, Scientific American 297, 26 (2007), doi:10.1038/scientificamerican0907-26.

## 8 ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS

APD .....	<i>Avalanche-Photodiode</i>
ARTEMIS.....	<i>Adaptive Radiotherapy with MR-guided Ion Beams</i>
BAMS.....	<i>Beam Application and Monitoring System</i>
BKS.....	<i>Beschleunigerkontrollsystem</i>
CCD.....	<i>Charge-Coupled Device</i>
CERN .....	<i>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire</i>
CT.....	<i>Computertomographie</i>
DCR .....	<i>Dunkelzählrate (Dark Count Rate)</i>
DFG .....	<i>Deutsche Forschungsgemeinschaft</i>
DIC.....	<i>Dynamische Intensitätskontrolle</i>
FERS .....	<i>Front-End Readout System</i>
FFT .....	<i>Fast Fourier Transformation</i>
FPGA.....	<i>Field Programmable Gate Array</i>
FWHM.....	<i>Halbwertsbreite (Full Width Half Maximum)</i>
GEM.....	<i>Gas-Elektron-Multiplier</i>
HIT .....	<i>Heidelberger Ionenstrahl-Therapiezentrum</i>
IC.....	<i>Ionisationskammer (Ionization Chamber)</i>
LED.....	<i>Leuchtdiode</i>
LHCb.....	<i>Large Hardron Collider beauty</i>
LIBC .....	<i>Library of Ion Beam Characteristic</i>
Linac .....	<i>Linearbeschleuniger (Linear Accelerator)</i>
MRT .....	<i>Magnetresonanztomographie</i>
MW.....	<i>Vieldrahtkammer (Multiwire chambers)</i>
PCB.....	<i>Leiterplatte (Printed Circuit Board)</i>
PDE.....	<i>Photon Detection Efficiency</i>
PMMA.....	<i>Polymethylmethacrylat</i>
PMT.....	<i>Photomultiplier Tube</i>
pps.....	<i>Teilchen/Sekunde (particles per second)</i>
RFQ .....	<i>Radio-Frequenz Quadrupol</i>
RMS.....	<i>Quadratisches Mittel (root mean square)</i>
SciFi .....	<i>Szintillationsfaser (Scintillating Fibre)</i>
SiPM.....	<i>Silizium-Photomultiplier</i>
SPAM .....	<i>Spillabbruchmagnet</i>
TCS .....	<i>Therapiekontrollsystem</i>
TCU.....	<i>Therapiekontrolleinheit</i>
ToA.....	<i>Time of Arrival</i>
ToT.....	<i>Time over Threshold</i>
UV .....	<i>Ultraviolettstrahlung</i>
WET .....	<i>Dicke in Wasseräquivalenten (Water Equivalent Thickness)</i>

---

## DANKSAGUNG

Zum Abschluss meiner Dissertation möchte ich mich von ganzem Herzen bedanken.

Danke Prof. Dr. Thomas Haberer für die Betreuung, die hilfreichen Anregungen und konstruktive Kritik an dieser Arbeit. Danke für die Möglichkeit an und mit dem HIT Beschleuniger zu forschen und zu entwickeln.

Danke Prof. Dr. Ulrich Ratzinger, ebenfalls für die Betreuung, und die immer wertschätzenden Worte. Danke auch für die Einbindung in das Institut und den bereichernden Austausch in Vorträgen und bei Ausflügen.

Danke Andreas Peters für die durchgehende bedingungslose Unterstützung, die anhaltend neue Motivierung und den unerschütterlichen Glauben an mich.

Danke Dr. Blake Leverington für die zahlreichen Erklärungen und die unerschöpfliche Fülle an Wissen. Danke für die fachliche Expertise und die wertvollen Ratschläge, die maßgeblich zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben.

Danke Dr. Tim Gehrke für all die Hilfe und Unterstützung während all der Zeit. Danke für die anregenden Kaffee-Runden und die liebevolle Aufnahme in die wunderbare DKFZ Truppe.

Danke all jenen, die mit ihrer Hilfe, ihrem Engagement und ihrer Expertise zum Gelingen meiner Dissertation einen bedeutenden Beitrag geleistet haben: Christian Schömers, Michael Galonska, Patrick Busch, Stefan Brons, Julian Horn, Jakob Naumann, Andreas Gaffron, Eike Feldmeier, Sebastian Bachmann, Maria Martisikova, Laurent Kelleter und Prof. Oliver Jäkel.

Danke den guten Seelen Rosi Vay-Meyer, Celine Kerle, Rene Steinbrügge, und den RONKrunners.

Danke an meine guten Freunde und Querleser: Merlin Lex, Max Bier, Mario Burger und Lukas Freund.

Danke an die für mich wichtigsten Menschen, Danke an meine Familie. Danke, zutiefst Danke, für all die Liebe, die ihr mir schenkt. Danke für all die Unterstützung, auf die ich mich immer verlassen kann. Und Danke für all die Kraft, die ihr mir gegeben habt, diese Reise zu bewältigen.

## **LEBENS LAUF**

### **Persönliche Angaben**

Richard Leopold Hermann

### **Ausbildung**

Okt. 2020 – Jun. 2024: Promotionsstudium in Physik an der Goethe-Universität Frankfurt; Promotionsarbeit am Heidelberger Ionenstrahl-Therapiezentrum (HIT) zum Thema Ionendetektion

Autor: DOI 10.18429/JACoW-IBIC2022-MOP17 ; DOI 10.18429/JACoW-IPAC2023-THPL101

Okt. 2017 – Feb. 2020: Masterstudium in Angewandter Physik an der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg; Masterarbeit am Fraunhofer-Institut für Solare Energiesysteme (ISE) zum Thema Tandemsolarzellen

Coautor: DOI 10.1109/JPHOTOV.2020.3038604 ; DOI 10.1109/PVSC45281.2020.9300646

Okt. 2014 – Sep. 2017: Bachelorstudium an der Universität Stuttgart; Bachelorarbeit am 5. Physikalischen Institut zum Thema Halbleiterlaser

Aug. 2005 – Jun. 2013: Abitur am Friedrich-Schiller-Gymnasium Marbach

### **Berufserfahrung**

Dez. 2017 – Aug. 2018: Wissenschaftliche Hilfskraft im Bereich Quantenkaskadenlaser am Fraunhofer-Institut für Angewandte Festkörperphysik (IAF) in Freiburg

Okt. 2014 – Sep. 2017: Wissenschaftliche Hilfskraft im Schülerlabor und Tutor in der Experimentalphysik an der Universität Stuttgart

Jul. 2014 – Sep. 2014: Praktikum in der Industriemechanik bei Gleason Pfauter (GmbH) in Ludwigsburg

Jun. 2013 – Sep. 2013: Praktikum im Schallimmissionsschutz bei Dekra (SE) in Stuttgart