

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit

Im Studiengang Physik

vorgelegt von

Fabian Allmendinger

geboren in Wuppertal

2011



Weiterentwicklung des  
CASCADE-MIEZE-Detektors und dessen  
Integration in RESEDA

Die Diplomarbeit wurde von Fabian Allmendinger

ausgeführt am

Physikalischen Institut

unter der Betreuung von

Herrn Priv.-Doz. Dr. Ulrich Schmidt



## **Weiterentwicklung des CASCADE-MIEZE-Detektors und dessen Integration in RESEDA:**

Der CASCADE-Detektor ist ein hochratentauglicher und ortsauflösender Neutronendetektor. Er basiert auf ladungstransparenten GEM-Folien, die mit  $^{10}\text{B}$  beschichtet sind. Durch Kaskadierung dieser Folien wird die Nachweiseffizienz für Neutronen erhöht, ohne dabei die Ortsinformation der Detektion zu verlieren.

Diese Arbeit befasst sich mit der Weiterentwicklung und Optimierung des CASCADE-Detektors für MIEZE-Messungen, einer speziellen Variante der NRSE-Spektroskopie. Dabei müssen Modulationen der Neutronenstrahlintensität mit Frequenzen bis zu einem MHz gemessen werden, wofür der CASCADE-Detektor geeignet ist. Insbesondere die kapazitive Entkopplung der GEM-Folien durch leitfähige Grids, sowie die Entwicklung von Kompaktmodulen zur Nachweiseffizienzsteigerung wurden im Rahmen dieser Arbeit behandelt. Zur Integration des CASCADE-Detektors in das NRSE-Spektrometer am FRM II wurden zwei verschiedene Varianten entwickelt und getestet. Schließlich wurden am TRIGA-Reaktor der Universität Mainz Messungen zur Charakterisierung des Detektors und des verfügbaren Strahlplatzes vorgenommen. Insbesondere die Ortsauflösung des CASCADE-Detektors in Abhängigkeit der Lage der Borschicht, in der das Neutron absorbiert wurde, konnte erstmals bestimmt werden.

## **Further development of the CASCADE-MIEZE detector and its integration in RESEDA:**

The CASCADE detector is a high rate position sensitive neutron detector. It is based on charge transparent GEM foils, which are coated with  $^{10}\text{B}$ . By cascading these foils the detection efficiency for neutrons can be increased without losing the information about the location of the detection.

This thesis deals with the development and optimization of the cascade detector for MIEZE measurements, a special variant of the NRSE spectroscopy. The CASCADE detector is suitable for the measurement of the occurring modulations of the neutron beam intensity at frequencies up to one MHz. The capacitive decoupling of the GEM foils with conductive grids, and the development of compact modules to increase the detection efficiency were treated in this work. To integrate the CASCADE detector in the NRSE spectrometer at the FRM II, two different versions were developed and tested. Finally, measurements for the characterization of the detector and the available neutron beam were made at the TRIGA reactor of the University of Mainz. In particular, the spatial resolution of the CASCADE detector as a function of the position of the boron layer in which the neutron was absorbed could be determined for the first time.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>9</b>
<b>2</b>	<b>Beschreibung der Neutronen-Spinecho-Methoden</b>	<b>13</b>
2.1	Neutronen-Spinecho (NSE) . . . . .	13
2.2	Neutronen-Resonanz-Spinecho (NRSE) . . . . .	15
2.3	Modulated Intensity by Zero Effort (MIEZE) . . . . .	16
2.3.1	Anforderungen an den Detektor . . . . .	18
<b>3</b>	<b>Detektoraufbau und -funktion</b>	<b>21</b>
3.1	$^3\text{He}$ -Zählrohre und Szintillationsdetektoren . . . . .	21
3.2	Der CASCADE-Detektor . . . . .	23
3.2.1	Gas-Electron-Multiplier-Folien . . . . .	23
3.2.2	Auslesestruktur und Vorverstärker . . . . .	25
3.2.3	Signalverarbeitung . . . . .	27
3.2.4	Hochspannungs- und Gasversorgung . . . . .	28
3.2.5	Modifikation und Optimierung des Detektors für die MIEZE-Messung . . . . .	28
<b>4</b>	<b>Weiterentwicklung des CASCADE-MIEZE-Detektors</b>	<b>31</b>
4.1	Gridauswahl . . . . .	31
4.1.1	Aktivierungsanalyse . . . . .	31
4.1.2	Untersuchung der abschirmenden Wirkung verschiedener Grids	33
4.2	Kompaktmodulentwicklung . . . . .	40
4.3	Untersuchung des Streifenmusters . . . . .	42
<b>5</b>	<b>Integration des CASCADE-Detektors in RESEDA</b>	<b>47</b>
5.1	Das NRSE-Spektrometer RESEDA . . . . .	47
5.2	Messdatenaufnahme und Steuerung des Detektors mit einem Mac-System . . . . .	49
5.3	Messdatenaufnahme und Steuerung des Detektors über TCP/IP . . . . .	50
5.3.1	Das TCP/IP-Referenzmodell . . . . .	50
5.3.2	Das Server/Client-Modell . . . . .	51
<b>6</b>	<b>Strahlzeit am TRIGA-Reaktor in Mainz</b>	<b>53</b>
6.1	Der TRIGA-Reaktor der Universität Mainz . . . . .	53
6.2	Der Detektoraufbau . . . . .	55
6.3	Messmethoden und Ergebnisse . . . . .	55
6.3.1	Messung des Strahlprofils . . . . .	55

6.3.2	Messung des Neutronenflusses des Reaktors im Pulsbetrieb . .	56
6.3.3	Untergrundmessung vor und nach Aktivierung . . . . .	58
6.3.4	Messung der Strahldivergenz . . . . .	59
6.3.5	Messung der Ortsauflösung des CASCADE-Detektors . . . . .	63
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>65</b>
<b>A</b>	<b>Funktionsumfang Server/Client</b>	<b>67</b>
<b>B</b>	<b>Simulation zur Entkopplung mit den Grids</b>	<b>69</b>
<b>C</b>	<b>Verzeichnisse</b>	<b>71</b>
C.1	Abbildungsverzeichnis . . . . .	71
C.2	Tabellenverzeichnis . . . . .	73
<b>D</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>74</b>



# 1 Einleitung

Das Neutron wurde von James Chadwick im Jahr 1932, nachdem die Erforschung der Isotope die Existenz eines neutralen Kernbausteines nahelegte, experimentell nachgewiesen, als er eine Form von Strahlung beobachtete, die entstand, als er Beryllium mit Alphastrahlung aus einer Radonquelle beschoss. Weitere Untersuchungen zeigten, dass es sich um eine elektrisch neutrale Teilchenstrahlung handelt, deren kinetische Energie auf thermische Energien verringert werden kann, indem die Teilchen der Strahlung in einem Medium aus leichten Atomen wiederholt streuen. Durch diese Fermi-Thermalisierung steigt die De-Broglie-Wellenlänge der Neutronenstrahlung auf Werte, die vergleichbar sind mit den Atomabständen in Festkörpern. Daher waren bei der elastischen Streuung von Neutronen an kondensierter Materie Interferenzeffekte zu erwarten, die sich für Strukturuntersuchungen ausnutzen lassen sollten. Dies wurde Mitte der 1930er Jahre in Experimenten zur Neutronenbeugung bestätigt. Zu dieser Zeit hatte sich die Röntgenbeugung als wichtige experimentelle Methode zur Untersuchung von Materie auf atomarer Ebene etabliert. Da anfangs Neutronenquellen im Vergleich zu Röntgenquellen sehr geringe Intensitäten hatten, stellte die Neutronenstreuung zuerst keine Alternative zur Röntgenbeugung dar. Dies änderte sich mit der Entdeckung der neutroneninduzierten Kernspaltung durch Otto Hahn und Lise Meitner und der Demonstration durch Enrico Fermi, dass damit eine selbsterhaltende Kettenreaktion möglich ist. Darauf folgten sehr schnell Mitte der 1940er Jahre die ersten Kernreaktoren, die einen intensiven Neutronenstrahl liefern konnten [27].

In den 1950er Jahren wurde die Methode der Neutronenstreuung zur Untersuchung kondensierter Materie etabliert. Der Nobelpreis für Physik im Jahr 1994 wurde für die Pionierleistungen zur Entwicklung von Neutronenstreutechniken zur Untersuchung kondensierter Materie an Clifford G. Shull und Bertram N. Brockhouse verliehen. Shull wurde dabei für die Entwicklung auf dem Gebiet der Neutronenbeugung und Brockhouse für seinen Beitrag zur Neutronenspektroskopie geehrt.

Auch weiterhin ist die Röntgenbeugung, da sie deutlich einfacher und günstiger als die Neutronenbeugung ist, die Standardmethode für Strukturuntersuchungen. Aufgrund besonderer Eigenschaften des Neutrons wird die Neutronenstreuung jedoch komplementär oder ergänzend eingesetzt: Der Wirkungsquerschnitt für die Neutronenstreuung, die am Atomkern stattfindet, hängt sehr stark vom streuenden Nuklid ab und variiert sogar zwischen Isotopen erheblich. Im Gegensatz dazu wird Röntgenstrahlung von den Elektronen in den Atomhüllen gestreut und somit wird durch die Röntgenbeugung die Elektronendichte ermittelt, weshalb diese Methode sensitiver auf Elemente mit einer höheren Kernladungszahl ist. Verschiedene Isotope eines Elements können nicht unterschieden werden und leichte Elemente - insbesondere

## 1 Einleitung

Wasserstoff - sind nahezu unsichtbar. Wasserstoffhaltige Proben, etwa organische Substanzen wie Proteine, können daher zur Positionsbestimmung der Wasserstoffatome mit Neutronenstreuung untersucht werden, um komplementäre Informationen zu erhalten. Weiterhin kann durch das gezielte Einbringen von bestimmten Isotopen in die Probe deren Position bestimmt werden.

Neben der elastischen Streuung, die sich zur Strukturuntersuchung nutzen lässt, treten quasielastische und inelastische Neutronenstreuung auf. Die inelastische Streuung, die durch einen Energieübertrag zwischen Neutron und Probe gekennzeichnet ist, ist mit der Anregung eines inneren Freiheitsgrades der Probe, z. B. der Anregung eines Phonons, verbunden. Die Energie dieser Anregung lässt sich durch die Messung der Änderung der kinetischen Energie des Neutrons bestimmen. Dabei macht man sich zunutze, dass die kinetischen Energien von thermischen Neutronen gerade im Bereich der Anregungsenergien von Phononen sind. Daher ist die inelastische Neutronenstreuung eine viel genutzte Methode zur Bestimmung von Phononen-Dispersionrelationen.

Von quasielastischer Neutronenstreuung spricht man, wenn die ausgetauschte Energie zwischen Neutron und der Probe sehr klein ist. Mit dieser Methode können beispielsweise Diffusionsmechanismen in kondensierter Materie auf atomaren Skalen untersucht werden.

Besonders geeignet sind Neutronen zur Untersuchung magnetischer Eigenschaften und Strukturen, da sie in Verbindung mit ihrem Kernspin ein magnetisches Moment besitzen. Unter Verwendung eines polarisierten Neutronenstrahls stehen ausgefeilte Methoden zur Bestimmung der magnetischen Ordnung und Substruktur von Festkörpern zur Verfügung.

Unabhängig von dem Interesse an der Untersuchung magnetischer Proben kann der Spin des Neutrons aber auch für Spinecho-Experimente ausgenutzt werden, die eine besonders hochauflösende Spektroskopie mit Energieauflösungen im Bereich von neV und gleichzeitig hoher Strahlintensität ermöglichen.

Das zweite Kapitel beschäftigt sich näher mit den verschiedenen Neutronen-Spinecho-Methoden und behandelt als letztes die MIEZE-Methode, eine besondere Variante der Neutronen-Resonanz-Spinecho-Methode, und stellt heraus, welche hohen Anforderungen dadurch an den Neutronendetektor gestellt werden.

Im dritten Kapitel werden verschiedene Neutronendetektoren vorgestellt und es wird begründet, warum besonders der CASCADE-Detektor für MIEZE-Messungen geeignet ist.

In den folgenden Kapiteln werden die Weiterentwicklungen und Optimierungen des CASCADE-Detektors für MIEZE-Messungen, die im Rahmen dieser Diplomarbeit entstanden, präsentiert. Insbesondere sind dies:

- Die Auswahl eines leitfähigen Grids zur kapazitiven Entkopplung von borbeschichteten Gas-Electron-Multiplier-Folien, die in dem CASCADE-Detektor kaskadiert in einem Stack verwendet werden.
- Die Entwicklung von Kompaktmodulen, die jeweils eine GEM-Folie und ein Grid vereinen, sodass der Abstand zwischen zwei GEMs deutlich verringert

wird. Schließlich steigt dadurch die Nachweiseffizienz bei MIEZE-Messungen, da mehr neutronenabsorbierende Borschichten im Bereich des Spinechopunktes zu liegen kommen.

- Die Untersuchung einer Asymmetrie des Detektors, die zu einem Streifenmuster in den Messdaten führt, und der partiellen Aufklärung der zugrunde liegenden Effekte. Schließlich wurde der Algorithmus zur Eventrekonstruktion verbessert und damit die Asymmetrie eliminiert.
- Die Entwicklung eines Systems zur Messdatenaufnahme und Steuerung des CASCADE-Detektors über ein Netzwerk zur Integration des Detektors in die Instrumentensteuerung des NRSE-Spektrometers RESEDA am FRM II.

Im sechsten Kapitel werden Messungen zur Charakterisierung des CASCADE-MIEZE-Detektors sowie des Neutronenstrahls am vorhandenen Strahlplatz am TRIGA-Reaktor in Mainz vorgestellt. Insbesondere die Ortsauflösung des CASCADE-Detektors in Abhängigkeit des Ortes der Neutronenkonvertierung in Strahlrichtung konnte erstmals gemessen werden.

Den Abschluss bilden eine Zusammenfassung, eine Diskussion der Ergebnisse und ein Ausblick auf mögliche weitere Messungen und Entwicklungen des CASCADE-MIEZE-Detektors.



## 2 Beschreibung der Neutronen-Spinecho-Methoden

Dieses Kapitel beschäftigt sich näher mit den verschiedenen Neutronen-Spinecho-Methoden und behandelt als letztes die MIEZE-Methode, eine besondere Variante der Neutronen-Resonanz-Spinecho-Methode, und stellt heraus, welche hohen Anforderungen dadurch an den Neutronendetektor gestellt werden.

### 2.1 Neutronen-Spinecho (NSE)

Die Neutronen-Spinecho-Spektroskopie ist eine experimentelle Methode der inelastischen Neutronenstreuung, welche im Jahre 1972 von Ferenc Mezei in Zusammenarbeit mit John Hayter entwickelt wurde [20, 21]. Anwendung findet sie in der Untersuchung dynamischer Prozesse, wie zum Beispiel der Diffusion in Festkörpern oder der Proteindynamik. Hierbei bieten Neutronen besondere Vorteile, da sie ein hohes Durchdringungsvermögen für die meisten Materialien besitzen, aber sehr stark an Wasserstoffkernen streuen. Somit ist die Neutronenstreuung besonders sensitiv auf Wasserstoffkerne und bildet eine komplementäre oder ergänzende Methode zur Röntgenstreuung. Zusätzlich erlauben Neutronen mit ihrem magnetischen Moment die Untersuchung magnetischer Stoffe auf mikroskopischer Ebene. Damit die Wellenlänge der Neutronen im Bereich der Atomabstände und ihre Energie im Bereich der Anregungsenergien in kondensierter Materie ist, werden im Falle der Untersuchung von Diffusion oder der Proteindynamik kalte Neutronen<sup>1</sup> verwendet. Im Falle der Festkörperphysik finden auch thermische Neutronen Verwendung.

Neutronen-Spinecho-Experimente unterscheiden sich technisch und konzeptionell deutlich von klassischen Neutronen-Streuexperimenten, etwa einem Drei-Achsen-Spektrometer oder einem Time-of-Flight-Spektrometer. Im klassischen Fall wird der (winkelabhängige) Energie- und Impulsübertrag, d. h. die Streufunktion  $S(q, \omega)$  mit Impulsübertrag  $q$  und Energieübertrag  $\hbar\omega$ , gemessen. Dazu ist es notwendig, aus dem polychromatischen einfallenden Neutronenstrahl (etwa von einem Forschungsreaktor nach Moderation) einen monochromatischen Neutronenstrahl zu erzeugen, diesen an der Probe streuen zu lassen und anschließend mit einem Analysator das Energiespektrum des gestreuten Strahls zu messen. Hierbei tritt durch Monochromator und Analysator ein Intensitätsverlust von mehreren Größenordnungen auf. Im Gegensatz dazu kann bei NSE-Experimenten mit einem kontinuierlichen Neutro-

---

<sup>1</sup>Als kalte bzw. thermische Neutronen bezeichnet man Neutronen mit einer Geschwindigkeitsverteilung, die der Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit der Temperatur von etwa 20 K bzw. 300 K entspricht.

nenstrahl und einem breiten Wellenlängenspektrum gemessen werden. Hierzu wird der Neutronenstrahl in Strahlrichtung polarisiert. Der Strahl tritt nun in ein Magnetfeld der Stärke  $B_1$  und Länge  $L_1$  ein, wobei  $B_1$  senkrecht zur Strahlrichtung orientiert ist (siehe Abb. 2.1). Es kommt nun zu einer Energieaufspaltung aufgrund des magnetischen Moments des Neutrons (Zeeman-Effekt). Die Down-Komponente der Spin-Wellenfunktion wird beschleunigt und gewinnt kinetische Energie auf Kosten seiner potentiellen Energie im Magnetfeld. Hingegen wird die Up-Komponente abgebremst und gewinnt potentielle Energie. Auf der Strecke  $L_1$  laufen daher die beiden Komponenten der Spin-Wellenfunktion räumlich und zeitlich auseinander und haben am Ende der Strecke, wenn der Strahl aus dem Magnetfeld austritt, den zeitlichen Abstand  $\tau_{NSE}$ , welcher sich im darauffolgenden feldfreien Raum nicht mehr ändert.  $\tau_{NSE}$  nennt man Spin-Echo-Zeit. Befindet sich keine Probe im Strahlgang oder tritt nur elastische Streuung auf, so wird dieser Effekt im zweiten Spektrometerarm wieder vollständig rückgängig gemacht. Hier ist das Magnetfeld  $B_2$  gerade der Richtung von  $B_1$  entgegengesetzt. Somit wird die Down-Komponente der Spin-Wellenfunktion abgebremst und die Up-Komponente beschleunigt. Gilt  $\int B_1 dl_1 = \int B_2 dl_2$ , so überlappen die beiden Komponenten der Spin-Wellenfunktion nach Durchlaufen der Strecke  $L_2$  wieder exakt. Es bildet sich das "Spinecho" und ein hinter dem Analysator aufgebauter Neutronendetektor misst maximale Intensität. Dieser Effekt ist unabhängig von der Geschwindigkeit (oder Wellenlänge) des einfallenden Neutrons, wodurch mit einem breiten Wellenlängenspektrum gearbeitet werden kann.

Betrachtet man nun inelastische Streuung an einer Probe, so verringert sich die

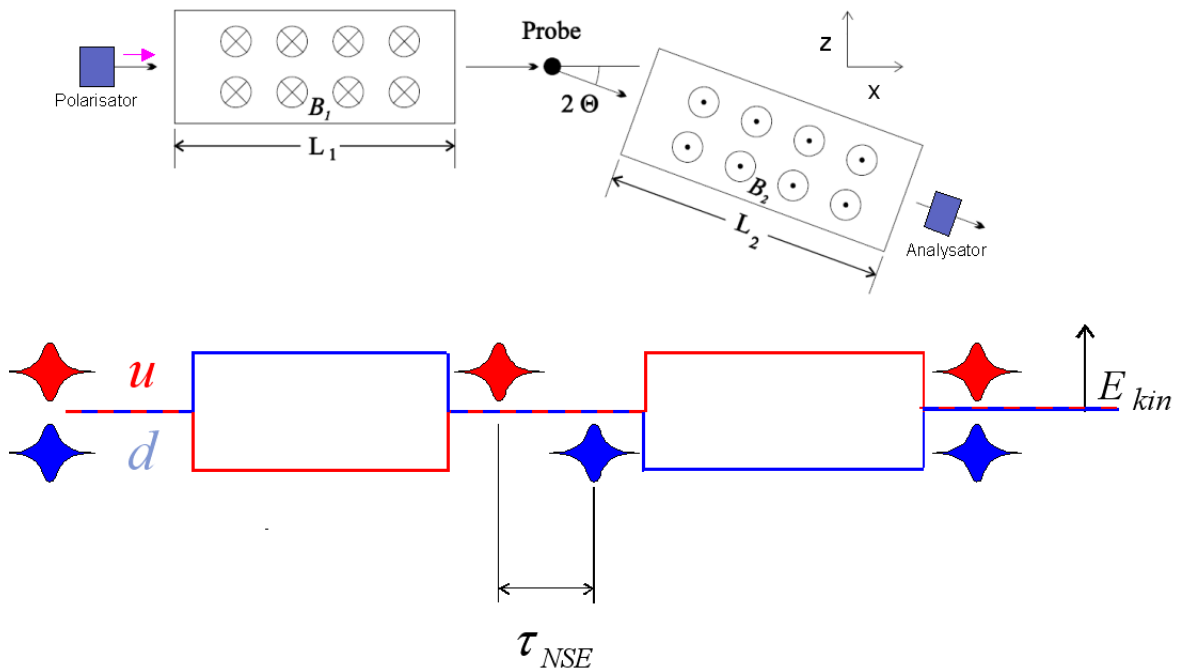


Abbildung 2.1: Prinzip des Neutronen-Spinechos [26].

Überlappung der beiden Komponenten der Spin-Wellenfunktion, was sich in einer

verminderten Strahlintensität hinter dem Analysator niederschlägt. Dabei ist diese Messmethode sensitiv auf zeitliche Änderungen in der Probe, die im Bereich von  $\tau_{NSE}$  liegen. Durch Variation von  $B_1$  lässt sich  $\tau_{NSE}$  ändern. Somit kann mit der Spinechomethode die intermediäre Streufunktion  $\tilde{S}(q, t)$  bestimmt werden, welche mit der Streufunktion  $S(q, \omega)$ , die durch klassische Streumethoden bestimmt wird, über die eindimensionale Fouriertransformation zusammenhängt. Werte von  $\tau_{NSE}$  reichen von einigen *ps* bis zu einigen 100 *ns*. Diese Auflösung ist notwendig für die Untersuchung von Proben mit einer sehr langsamen Dynamik, etwa bei Diffusion in Polymeren, langen Alkanen oder in der Proteindynamik. So konnte etwa die Dynamik des Proteins Taq-Polymerase mit der Neutronen-Spinecho-Methode direkt beobachtet werden [5].

Neben den Vorteilen der NSE-Technik, wie sehr hoher Energieauflösung und hoher Strahlintensität im Vergleich zu klassischen Neutronen-Streuexperimenten, gibt es auch einige technische Schwierigkeiten. So sind große Spulen zur Erzeugung der ausgedehnten starken Magnetfelder nötig. Die räumliche Homogenität sowie die zeitliche Konstanz der Magnetfelder stellen ein großes technisches Problem dar. Eine Weiterentwicklung, die diese Probleme löst, ist die Neutronen-Resonanz-Spinecho-Methode. Diese soll im folgenden vorgestellt werden.

## 2.2 Neutronen-Resonanz-Spinecho (NRSE)

Im Jahre 1987 stellten R. Gähler und R. Golub das Prinzip des Neutronen-Resonanz-Spinechos als Weiterentwicklung der NSE-Technik vor [7, 8]. Hierbei werden die beiden großen Spulen, die die ausgedehnten Magnetfelder erzeugen, durch vier kleine Spulen ersetzt (siehe Abb. 2.2). Diese Spulen erzeugen neben einem statischen Feld  $B_0$ , welches wieder senkrecht zur Polarisation des Neutronenstrahls orientiert ist, auch ein Hochfrequenzfeld  $B_1 \sim \sin(\omega_L t)$ , wobei  $\omega_L$  gerade die Larmorfrequenz im statischen Feld  $B_0$  ist. Nun wird die Stärke von  $B_1$  gerade so gewählt, dass die ursprüngliche Spinrichtung invertiert wird ( $\pi$ -Flip). Tritt nun ein in Strahlrichtung polarisiertes Neutron in das Magnetfeld der ersten Spinflip-Spule ein, so kommt es wieder zu einer Energieaufspaltung der Komponenten der Spin-Wellenfunktion, d. h. die Down-Komponente wird beschleunigt, wohingegen die Up-Komponente abgebremst wird. Aufgrund des  $\pi$ -Flips zeigt sich das gleiche Verhalten auch beim Austritt aus dem Magnetfeld der ersten Spinflip-Spule, d. h. hier wird die vorauseilende Komponente weiter beschleunigt und die zurückliegende Komponente weiter abgebremst. Zwischen der ersten und der zweiten Spinflip-Spule laufen die beiden Komponenten also räumlich und zeitlich zunehmend auseinander. In der zweiten Spinflip-Spule wird die langsamere Komponente beschleunigt und die schnellere abgebremst, sodass der zeitliche Abstand  $\tau_{NRSE}$  zwischen den beiden Komponenten ab hier konstant bleibt. Wie im NSE-Experiment wird dieser Effekt im zweiten Spektrometerarm wieder rückgängig gemacht. Alle sonstigen Überlegungen sind analog zum NSE-Aufbau. Der entscheidende Vorteil der NRSE-Technik ist, dass mit räumlich deutlich begrenzteren Magnetfeldern eine Verdopplung der Spinechozeit erreicht

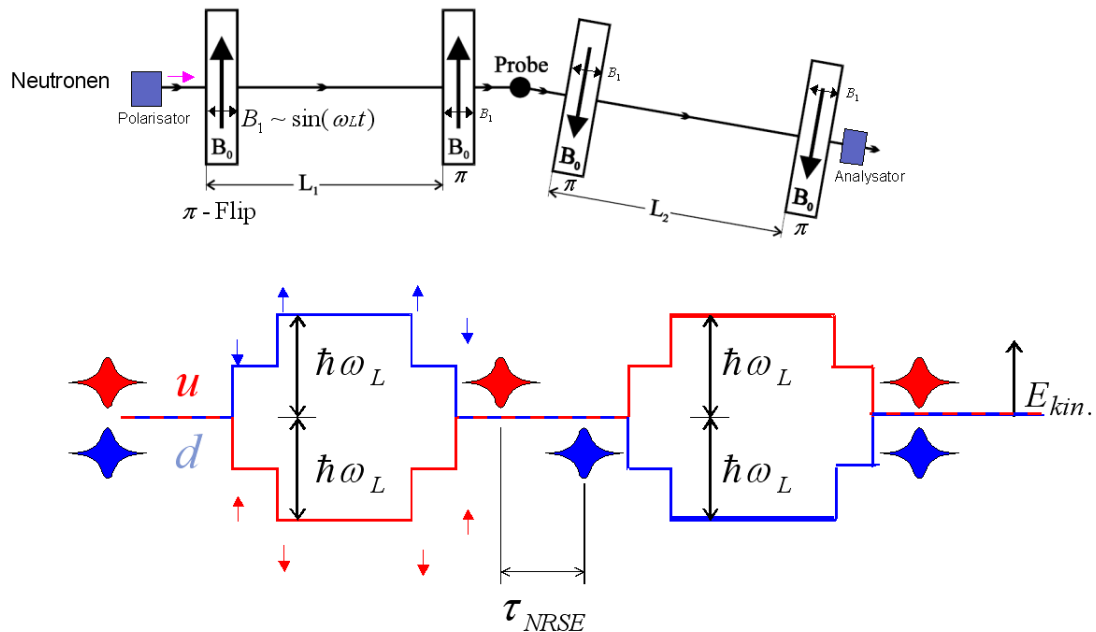


Abbildung 2.2: Prinzip des Neutronen-Resonanz-Spinechos.

werden kann, wenn im NSE- und im NRSE-Aufbau die gleiche Feldstärke  $B_0$  verwendet wird.

Es zeigte sich jedoch, dass in der Praxis deutlich geringere Spinechozeiten im Vergleich zu NSE-Spektrometern erreicht werden, denn die Einspeisung von hohen Leistungen in die Hochfrequenzspulen stellt ein großes technisches Problem dar, insbesondere da keine Streufelder, die zu unerwünschten, unkontrollierten Spinmanipulationen führen, entstehen dürfen.

Da bei der NSE- und der NRSE-Methode ein sekundärer Spektrometerarm benötigt wird, kann zu einem Zeitpunkt nur unter einem kleinen Bereich des Streuwinkels gemessen werden. Verschiedene Streuwinkel können nur zeitlich nacheinander vermessen werden, indem der sekundäre Spektrometerarm gedreht wird. Dies führt zu langen Messzeiten. Mit einer Spinechomethode, die keinen sekundären Spektrometerarm benötigt, ließe sich die benötigte Messzeit erheblich verkürzen, falls ein ortsauflösender Detektor verwendet wird, der einen großen Bereich des Streuwinkels abdeckt. Dieses Problem wird mit der MIEZE-Methode gelöst, die nun vorgestellt wird.

## 2.3 Modulated Intensity by Zero Effort (MIEZE)

Eine Weiterentwicklung des NRSE-Prinzips stellt das MIEZE-Prinzip dar. Zuerst soll das konzeptionell einfachere MIEZE-II vorgestellt werden. Ausgehend vom NRSE-Aufbau erhält man durch Entfernen der letzten Spinflip-Spule den MIEZE-II-Aufbau (siehe Abb. 2.3). Dies bewirkt, dass die Geschwindigkeiten der beiden Komponenten



der Spin-Wellenfunktion nicht wieder angeglichen werden. Somit ist die Überlappung nicht mehr räumlich und zeitlich konstant. Vielmehr oszilliert die Intensität hinter dem Analysator mit der doppelten Frequenz des Hochfrequenzfeldes. Dies stellt hohe Anforderungen an den Neutronendetektor, welche weiter unten diskutiert werden.

Bei einem MIEZE-I-Aufbau wird auch die dritte Spule nicht benötigt (siehe Abb.

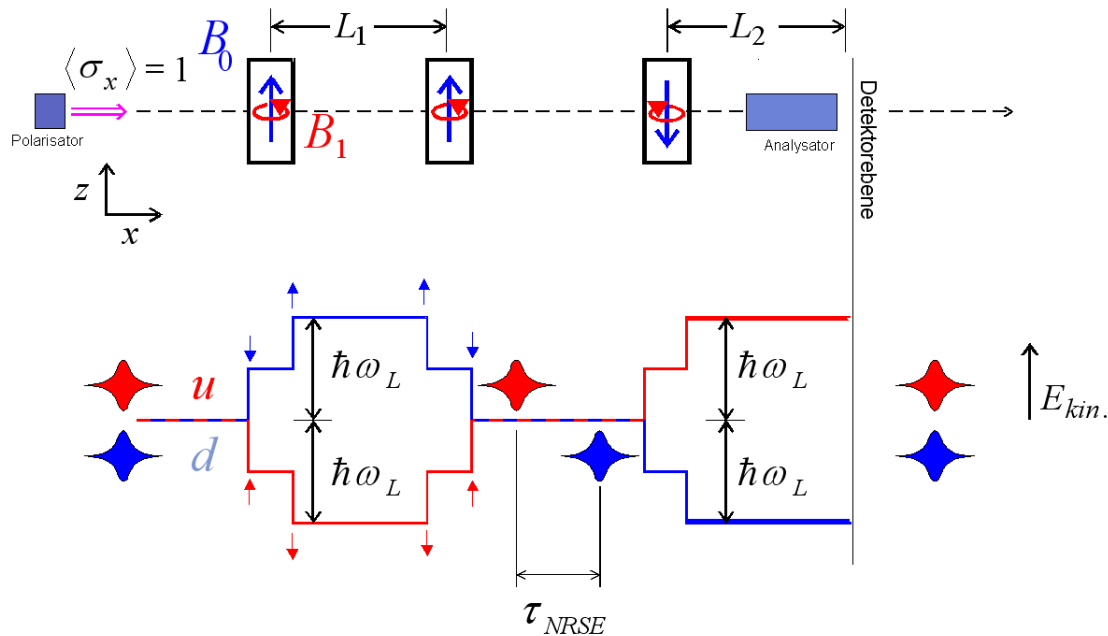


Abbildung 2.3: Prinzip von MIEZE-II.

2.4), was eine weitere Vereinfachung darstellt. Hier werden die beiden Spulen im ersten Spektrometerarm mit verschiedenen Frequenzen betrieben. Der Neutronenstrahl tritt nun sofort in den Analysator ein und streut erst anschließend an der Probe. Viele magnetische Proben können auch an sich schon als Analysator wirken. Allerdings gilt als Einschränkung, dass nur dünne Proben verwendet werden können, da sich Laufzeitunterschiede von Neutronen, die in unterschiedlichen Tiefen der Probe gestreut werden, negativ auf den Kontrast auswirken. Ein großer Vorteil ist, dass bei wasserstoffhaltigen Proben die aufwendige Deuterierung entfällt. Diese ist ansonsten nötig, um die Protonen einer Probe zu entfernen, an denen Neutronen inkohärent streuen und damit den Kontrast drastisch verschlechtern. MIEZE bietet nun den Vorteil, dass unkontrollierte Spinflips an Protonen in der Probe (und damit hinter dem Analysator) keinen Einfluss mehr auf die Messung haben. Mit der MIEZE-Methode können magnetische Proben ohne den sonst üblichen gravierenden Verlust an Kontrast vermessen werden, da nach der gleichen Argumentation Spindrehungen in der Probe keinen Einfluss auf die Messung haben. Erste Messungen, die die praktische Umsetzbarkeit des MIEZE-Prinzips zeigten, wurden im Jahre 1992 von R. Golub und R. Gähler gemacht [9]. Im Jahre 1998 wurden dann erste

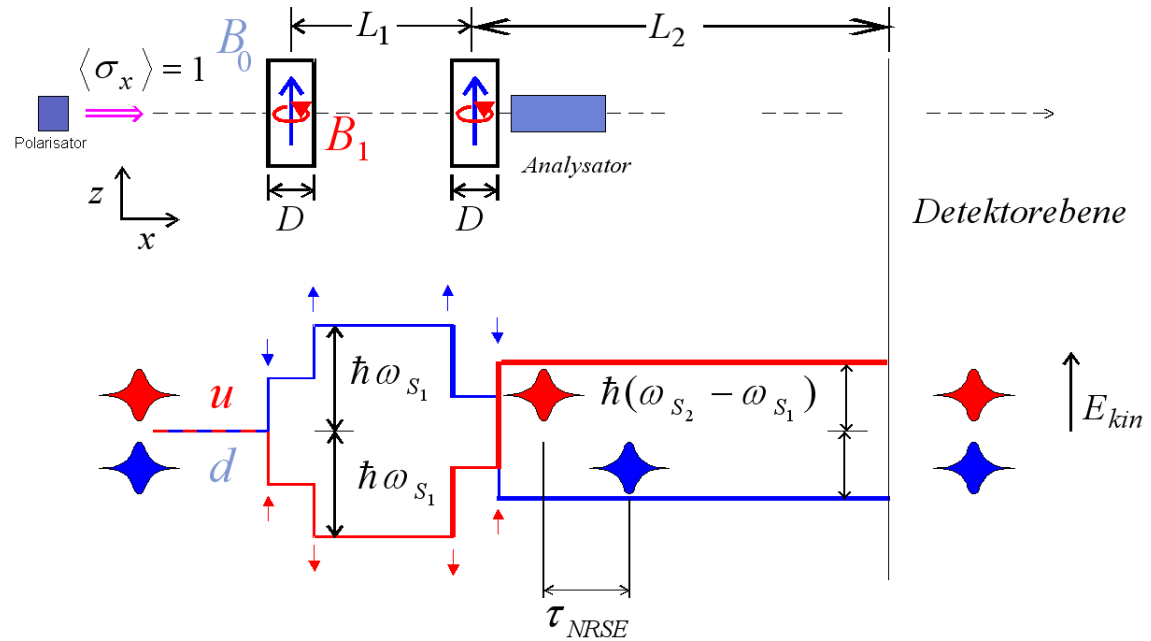


Abbildung 2.4: Prinzip von MIEZE-I.

Streuexperimente mit MIEZE durchgeführt [3].

Da für MIEZE-Messungen kein sekundärer Spektrometerarm verwendet wird, kann gleichzeitig unter einem großen Bereich des Streuwinkels gemessen werden. Hierdurch wird die benötigte Messzeit erheblich verkürzt. Dies ist ein großer Vorteil der MIEZE-Methode.

### 2.3.1 Anforderungen an den Detektor

Die Anforderungen, die das MIEZE-Prinzip an den Detektor stellt, sollen nun herausgestellt werden. Die Intensität des Neutronenstrahls ist in der Zeit und im Ort entlang der Flugrichtung der gestreuten Neutronen moduliert (siehe Abb. 2.5). Typische MIEZE-Frequenzen liegen im Bereich von etwa 10 kHz bis 1 MHz. D. h. der Neutronenstrahl, der auf den Detektor trifft, oszilliert mit bis zu einem Megahertz. Werden nun beispielsweise kalte Neutronen mit einer Geschwindigkeit  $v = 250 \frac{m}{s}$  verwendet, so ergibt sich bei der höchsten Frequenz  $f_{MIEZE} = 1 MHz$  eine Periodendauer  $T = 1 \mu s$  und eine Periodenlänge von  $s = 250 \mu m$ . Da nun der sinusförmige Verlauf des Signals mit Phasenlage und Amplitude gemessen werden soll, muss er dementsprechend häufig mit einigen Punkten auf der Periodendauer abgetastet werden. Dies ergibt, dass das Neutron auf einer Strecke von wenigen Mikrometern absorbiert und nachgewiesen werden muss. Die erforderliche Zeitauflösung liegt im Bereich von 100 ns. Ist die Dicke der neutronenabsorbierenden Schicht deutlich größer oder die Zeitauflösung deutlich schlechter, so würde man nicht die Modulation der Intensität messen, sondern vielmehr eine über die gesamte Periodenlänge gemitt-

telte Intensität.

Werden mehrere dünne neutronenabsorbierende Schichten zur Effizienzsteigerung verwendet, so muss sich die Schicht, in der das Neutron absorbiert wurde, ermitteln lassen, da sich für jede Schicht eine unterschiedliche Phasenlage ergibt. Weiterhin

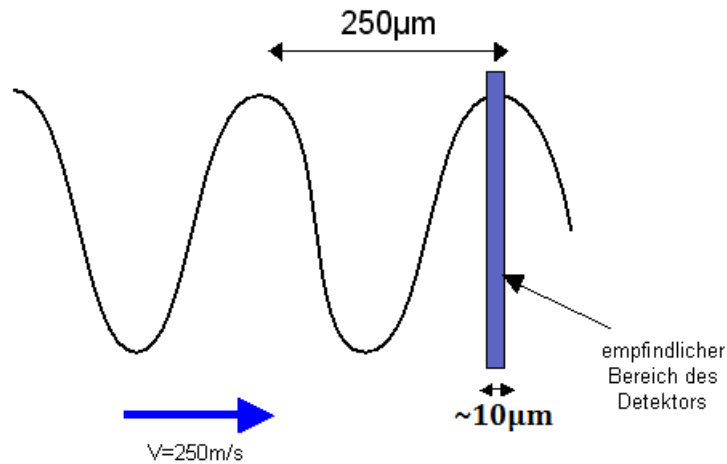


Abbildung 2.5: Die Intensitätsmodulation des MIEZE-Signals

muss der Ort des Neutrons auch in den beiden Dimensionen senkrecht zum Strahl mit der Genauigkeit von einigen Millimetern ermittelt werden. Denn ein ausgedehnter Detektor lässt sich praktisch nicht parallel zu der Phasenfront ausrichten; oder die Phasenfront ist selbst gekrümmt, was beispielsweise durch Streufelder von Spulenzuleitungen verursacht wird. Stünde nun beispielsweise ein Detektor der Ausdehnung  $20\text{ cm} \cdot 20\text{ cm}$  mit einem Winkel von nur  $0.7^\circ$  leicht schräg zur Phasenfront geneigt, sodass der linke Rand des Detektors gegenüber dem rechten Rand um  $250\text{ }\mu\text{m}$  zurückgesetzt wäre, so ergäbe sich auch hier wieder die Mittelung über die gesamte Periodenlänge von  $250\text{ }\mu\text{m}$ . Es ist also notwendig einen ortsauflösenden Detektor zu verwenden und für jedes Pixel die Intensitätsmodulation zu messen, da sich für jedes Pixel eine unterschiedliche Phasenlage ergibt.



## 3 Detektoraufbau und -funktion

Neutronen sind elektrisch neutrale Teilchen und können daher nicht direkt, etwa durch Ionisation, nachgewiesen werden. Neutronen wechselwirken stark und werden durch eine Kernreaktion mit einem Konvertermaterial nachgewiesen, bei der mindestens ein geladenes Teilchen entsteht. Diese dabei entstandenen geladenen Teilchen können nun mit konventionellen Methoden nachgewiesen werden.

Isotope, die sich zur Detektion von Neutronen eignen, haben einen großen Wirkungsquerschnitt für die Neutroneneinfangsreaktion. Eine Liste möglicher Isotope findet sich in Tab. 3.1. Weitere erwünschte chemische und physikalische Eigenschaften richten sich nach der Art des Neutronendetektors.

Im Folgenden werden die Funktionsprinzipien und Eigenschaften des  $^3\text{He}$ -Zählrohres, des Szintillationsdetektors und des CASCADE-Detektors vorgestellt. Die Eigenschaften dieser Detektoren insbesondere in Bezug auf die Möglichkeit von MIEZE-Messungen werden herausgestellt und verglichen.

### 3.1 $^3\text{He}$ -Zählrohre und Szintillationsdetektoren

#### Das $^3\text{He}$ -Zählrohr

Weite Verbreitung zur Detektion von Neutronen findet das  $^3\text{He}$ -Zählrohr (siehe Abb. 3.1). Hier dient  $^3\text{He}$  gleichzeitig als Konvertermaterial und als Zählgas. Die Neutronen treten durch ein Fenster in das Zählrohr ein und reagieren mit dem  $^3\text{He}$ , wobei energiereiche Protonen entstehen (vgl. Tab. 3.1). Diese ionisieren entlang ihrer Flugstrecke das vorhandene Zählgas. Die dabei entstandenen Ionen und Elektronen wer-

Isotop	Reaktion	Wirkungsquerschnitt $\sigma_A$
$^3\text{He}$	$^3\text{He} + n \rightarrow ^3\text{H} + p + 764\text{keV}$	5327 b
$^6\text{Li}$	$^6\text{Li} + n \rightarrow ^3\text{H} + \alpha + 4,78\text{MeV}$	940 b
$^{10}\text{B}$	$^{10}\text{B} + n \rightarrow ^7\text{Li} + \alpha + 2,79\text{MeV}(6\%)$ oder $\rightarrow ^7\text{Li}^* + \alpha + 2,31\text{MeV}(94\%)$	3837 b
$^{155}\text{Gd}$	$^{155}\text{Gd} + n \rightarrow ^{156}\text{Gd} + \gamma + e^- + \approx 100\text{keV}$	61000 b
$^{157}\text{Gd}$	$^{157}\text{Gd} + n \rightarrow ^{158}\text{Gd} + \gamma + e^- + \approx 100\text{keV}$	254000 b
$^{235}\text{U}$	$^{235}\text{U} + n \rightarrow \text{Spaltprodukte} + \approx 160\text{MeV}$	583,54 b
$^{239}\text{Pu}$	$^{239}\text{Pu} + n \rightarrow \text{Spaltprodukte} + \approx 160\text{MeV}$	742,5 b

Tabelle 3.1: Isotope, die sich zur Konvertierung von Neutronen eignen, sowie deren Reaktionen und Absorptionswirkungsquerschnitte für thermische Neutronen ( $\lambda = 1.8 \text{ \AA}$ )

### 3 Detektoraufbau und -funktion

den im elektrischen Feld zwischen äußerer Hülle (Kathode) und dem Anodendraht beschleunigt und können wiederum Ionen erzeugen. Es kommt zu einer Gasverstärkung, die stark abhängig von der gewählten Spannung ist. Schließlich fließt über den Anodendraht eine makroskopische Ladungsmenge ab, die nachgewiesen werden kann. Weitergehende Informationen hierzu finden sich in [19].

Um eine große Nachweiswahrscheinlichkeit für die einfallenden Neutronen bei akzeptablen geometrischen Ausdehnungen zu erreichen, wird mit einem Druck von bis zu 10 bar gearbeitet. Somit lassen sich Nachweiswahrscheinlichkeiten von etwa 80% erreichen. Deutliche Nachteile des  $^3\text{He}$ -Zählrohres sind die niedrige Ratenakzeptanz von  $10\text{-}20 \frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$  aufgrund der langen Driftzeiten der Ionen (die Driftgeschwindigkeit ist bei dem hohen Fülldruck sehr gering), sowie die große räumliche Ausdehnung des Zählrohres und der damit einhergehenden schlechten Ortsauflösung, die im Bereich von einigen cm liegt.

Ein Vergleich mit den weiter oben diskutierten benötigten Eigenschaften für MIEZE-Messungen zeigt, dass Zählrohre, die typische Zeitauflösungen von  $10 \mu\text{s}$  und Ortsauflösungen von einigen cm haben, für MIEZE-Messungen ungeeignet sind. Ortsauflösungen von einigen Mikrometern und Zeitauflösungen von etwa  $100 \text{ ns}$  werden generell mit Detektoren, die  $^3\text{He}$  als gasförmigen Neutronenkonverter nutzen, nicht erreicht.

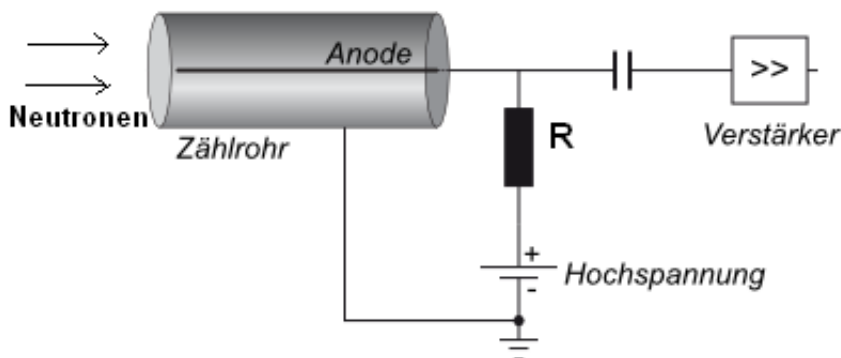


Abbildung 3.1: Prinzip des Zählrohres

#### Der Szintillationsdetektor

Ein Szintillator ist ein Material, das beim Durchgang von energiereichen Photonen oder geladenen Teilchen angeregt wird und diese Anregungsenergie in Form von niederenergetischen Photonen im UV- oder sichtbaren Bereich wieder emittiert. Die so entstandenen Photonen werden mit einem Photomultiplier oder einer Photodiode nachgewiesen. Dabei ist die Anzahl der Photonen proportional zu der im Szintillator deponierten Energie.

Um nun auch Neutronen mit Szintillatoren nachweisen zu können, müssen zunächst in einer Kernreaktion geladene Teilchen entstehen. Die Reaktion  $^6\text{Li} + n \rightarrow ^3\text{H} + \alpha + 4,78\text{MeV}$  bietet sich hierfür an und entsprechende Glasszintillatoren, die  $^6\text{Li}$

enthalten, sind kommerziell erhältlich [1]. Die ersten Streuexperimente mit MIEZE wurden von W. Besenböck et al. mit einem Szintillationsdetektor durchgeführt [3]. Die Herstellung sehr dünner Szintillatoren stellt ein technisches Problem dar. Zudem fällt die Nachweeffizienz mit abnehmender Dicke des Szintillators stark ab. So ergäbe sich etwa bei dem Glasszintillator GS2 der Firma “Applied Scintillation Technologies“ mit einem  ${}^6\text{Li}$ -Massenanteil von etwa 2.5% und einer Dicke von  $16\ \mu\text{m}$  (notwendig für Messungen bei MIEZE-Frequenzen um 1 MHz) und einer Wellenlänge der Neutronen von  $5.7\ \text{Å}$  eine Nachweeffizienz von etwa 0.5%. Dabei sind solche Szintillatordicken praktisch nicht zu erreichen. W. Besenböck et al. verwendeten eine Schichtdicke von  $250\ \mu\text{m}$ , was die maximal messbare MIEZE-Frequenz drastisch verringert, allerdings auch die Effizienz steigert. Bei Verwendung moderner Materialien wie KG2 der Firma “Applied Scintillation Technologies“ mit einem  ${}^6\text{Li}$ -Massenanteil von etwa 8% und einer Schichtdicke von  $250\ \mu\text{m}$  ergäbe sich eine Effizienz von 20%. Zusammenfassend kann man sagen, dass Szintillationsdetektoren für MIEZE-Messungen nur bedingt geeignet sind, da die erreichbaren Dicken der Szintillatoren zu groß sind, um bei hohen MIEZE-Frequenzen messen zu können.

## 3.2 Der CASCADE-Detektor

Der CASCADE-Detektor ist ein ortsauflösender und hochratentauglicher Neutronendetektor, der dünne Schichten aus  ${}^{10}\text{B}$  als festen Neutronenkonverter und ein Argon- $\text{CO}_2$ -Gemisch bei Normaldruck als Zählgas zur Gasverstärkung nutzt. Dabei werden durch kontinuierliches Spülen mit dem Zählgas Alterungseffekte verhindert und durch den Normaldruck lässt sich der Detektor großflächig mit einem dünnen Eintrittsfenster ( $500\ \mu\text{m}$  Aluminium) bauen. Zur Zeit werden in der Arbeitsgruppe Detektoren mit einer aktiven Fläche von  $20\cdot 20\ \text{cm}^2$  gebaut, die eine Auslesestruktur mit einer Auflösung von  $128\cdot 128$  Pixeln besitzen.

### 3.2.1 Gas-Electron-Multiplier-Folien

Herzstück des Detektors sind Gas-Electron-Multiplier-Folien (GEM-Folien) (siehe Abb. 3.3), die am CERN von F. Sauli im Jahr 1997 entwickelt wurden [23, 24]. Die hier verwendeten GEMs bestehen aus einer  $50\ \mu\text{m}$  dicken Kaptonfolie, die beidseitig mit  $7\ \mu\text{m}$  Kupfer beschichtet wird. Anschließend werden lithographisch Löcher mit einem Durchmesser von  $50\ \mu\text{m}$  in die Folie geätzt, so dass die Löcher einen Abstand von  $140\ \mu\text{m}$  haben. Wird nun eine elektrische Spannung zwischen der oberen und der unteren Kupferschicht angelegt, so ergibt sich der in Abb. 3.4 schematisch dargestellte Feldlinienverlauf. Ladungen, die in den Raum oberhalb der GEM eingebracht werden, folgen dem Verlauf der Feldlinien und werden somit durch die Löcher der GEM hindurch geschleust. Die GEM ist somit “ladungstransparent“. Je nach Höhe der angelegten Spannung kommt es auch zu einer Gasverstärkung in den Löchern der GEM, da hier die Feldstärke am größten ist. Es lassen sich Verstärkungsfaktoren

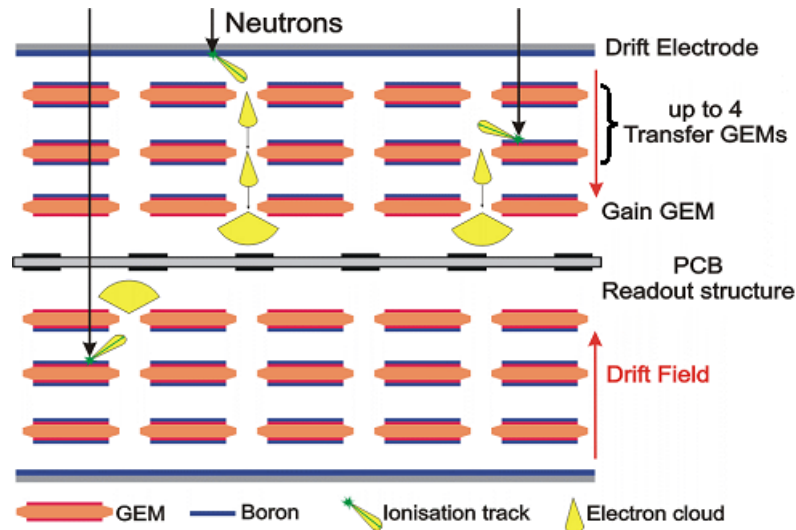


Abbildung 3.2: Aufbau des CASCADE-Detektors

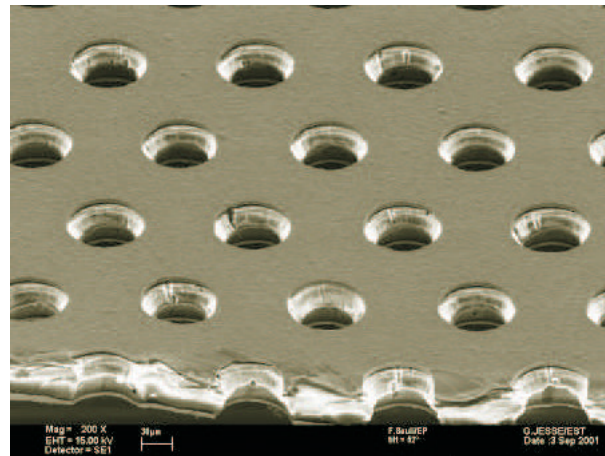


Abbildung 3.3: Elektronenmikroskopische Aufnahme einer GEM [25]

bis etwa  $10^3$  erreichen.

Zur Detektion von Neutronen wird nun auf die GEM eine wenige Mikrometer dicke Schicht des Feststoffes  $^{10}\text{B}$  aufgebracht.  $^{10}\text{B}$  hat einen großen Wirkungsquerschnitt für den Neutroneneinfang (vgl. Tab. 3.1). Die bei der Reaktion entstehenden  $\alpha$ - und  $^7\text{Li}$ -Kerne sollen nun nachgewiesen werden. Dazu müssen sie die feste Borschicht verlassen und das vorhandene Zählgas ionisieren. Dies begrenzt die maximale Dicke der Borschicht auf wenige Mikrometer. Um trotzdem eine akzeptable Neutronen-Nachweiswahrscheinlichkeit zu erhalten, werden mehrere borbeschichtete GEM-Folien kaskadiert (siehe Abb. 3.2). Dies ist möglich, da die GEMs, wie oben erwähnt, ladungstransparent sind und die Ortsinformation erhalten bleibt. Effektiv ergibt sich somit für die Neutronen eine dicke Borschicht, was zu einer hohen Reaktionswahrscheinlichkeit führt. Hingegen ergibt sich für die  $\alpha$ - und  $^7\text{Li}$ -Kerne, die



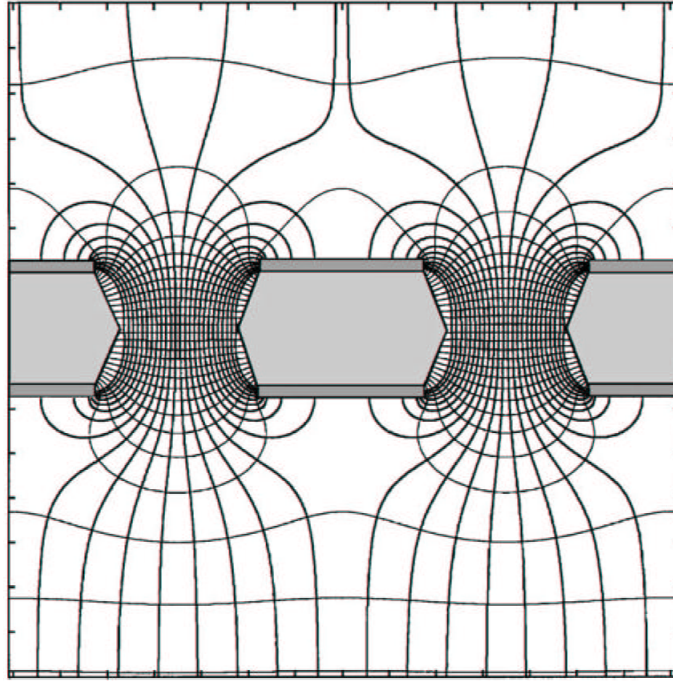


Abbildung 3.4: Feldlinienverlauf an einer GEM [25]

aus dem Feststoff in den Gasraum entweichen müssen, um nachgewiesen zu werden, effektiv eine dünne Borschicht.

Die Gasverstärkung an der letzten GEM wird nun so eingestellt, dass eine ausreichend große Ladungswolke auf die zweidimensionale Auslesestruktur trifft, um mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker detektiert zu werden.

### 3.2.2 Auslesestruktur und Vorverstärker

Um nun die Ladungswolke orts aufgelöst zu detektieren, wird eine Auslesestruktur verwendet, wie sie in Abb. 3.5 schematisch zu sehen ist. Die Kantenlänge einer Elementarzelle der zur Zeit verwendeten Auslesestrukturen beträgt  $1,56 \text{ mm} = \frac{200 \text{ mm}}{128}$ . Für eine Elementarzelle ergibt sich folgendes Bild: Zur zweidimensionalen Signalauslese wird die Ladung von zwei ineinandergreifenden Elektroden (Leiterbahnen aus Kupfer), die den beiden Dimensionen X und Y entsprechen, gesammelt. Dabei wurde das Design der Auslesestruktur so gewählt, dass sich die Ladung möglichst gleichmäßig auf die X- und Y-Elektrode verteilt (siehe dazu [12]). Die koinzidente Registrierung von Ladungssignalen auf beiden Elektroden ermöglicht somit den Nachweis eines Neutrons an der Position  $(x, y)$ . Reiht man nun solche Elementarzellen in x- und in y-Richtung aneinander und fasst diese spalten- bzw. zeilenweise zusammen, so ergibt sich die verwendete Auslesestruktur, die  $128 \cdot 128$  Pixel enthält, wobei  $2 \cdot 128$  Kanäle elektronisch ausgelesen werden müssen. Dazu werden vier Stück des im ASIC-Labor der Universität Heidelberg entwickelten CIPix-Chips verwendet [2, 18, 28, 30]. Der CIPix besitzt 64 unabhängige Eingangskanäle mit jeweils

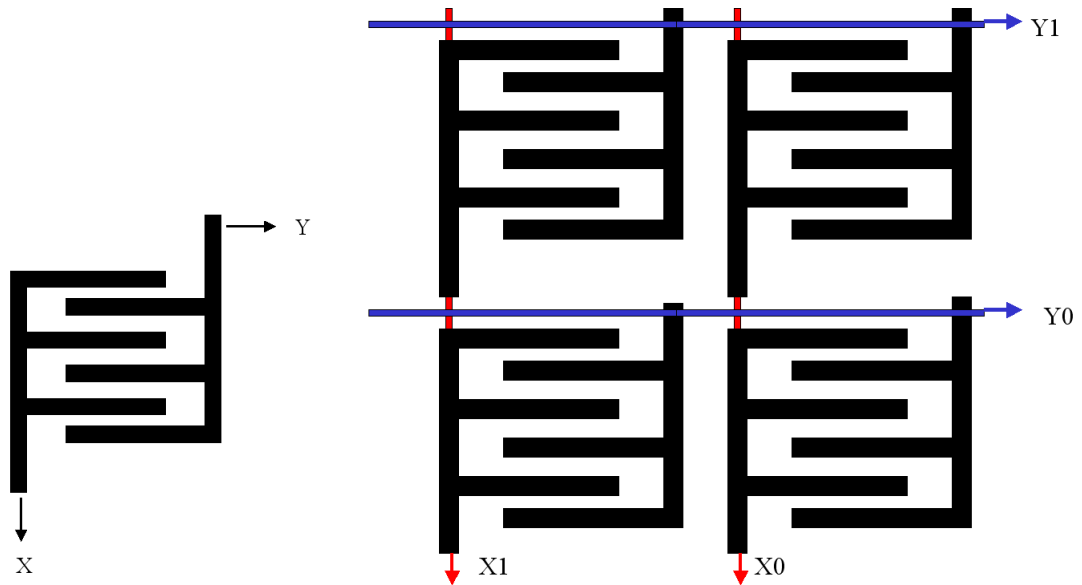


Abbildung 3.5: Schematische Abbildung der Auslesestruktur. Links: Elementarzelle der Auslesestruktur, rechts: zweidimensionale Anordnung der Elementarzellen. Insgesamt enthält die momentan verwendete Auslesestruktur  $128 \cdot 128$  dieser Elementarzellen.

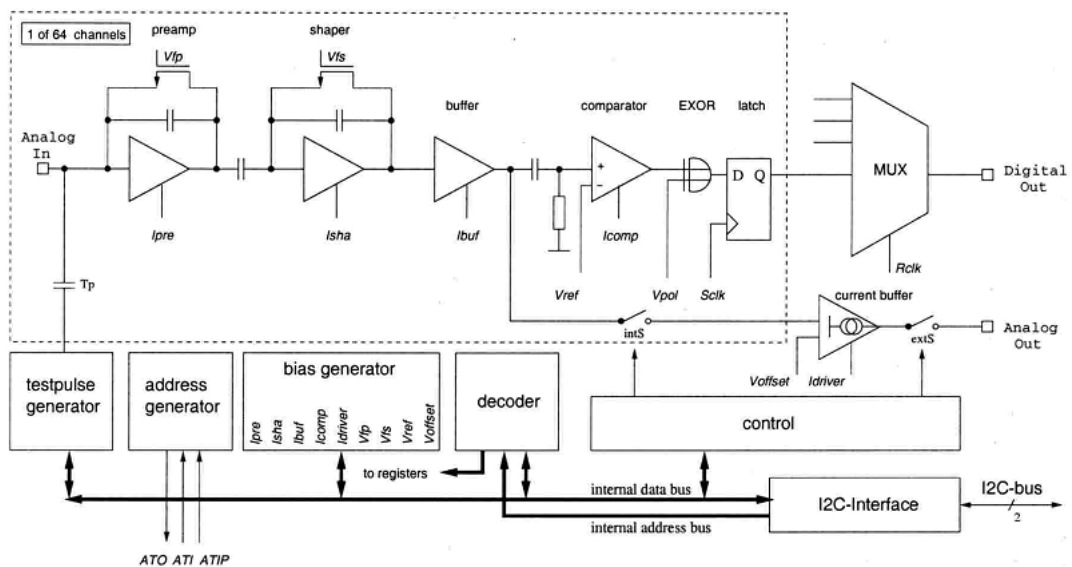


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau des CIPix-Chips [18]

einem ladungsempfindlichen Vorverstärker, einem Shaper, einem Buffer und einem Diskriminator (siehe Abb. 3.6). Die Daten liegen anschließend digital vor. Zahlreiche Parameter, wie etwa die Diskriminatorschwelle oder der Verstärkungsfaktor lassen sich einstellen. Die Arbeitsfrequenz von 10 MHz des CIPix-Chips gibt auch die maximale Zeitauflösung der Neutronendetektion vor, die  $100 \text{ ns}$  beträgt.

### 3.2.3 Signalverarbeitung

Das Herzstück der Signalverarbeitung bildet ein FPGA-Chip (Field Programmable Gate Array). Hier werden die von den CIPix-Chips kommenden Rohdaten aufbereitet und hier findet die Eventrekonstruktion in Echtzeit statt, d. h. koinzidente Signale in X- und in Y-Richtung werden korreliert und einem Neutron an der Position  $(x, y)$  zugeordnet. Auf diese Weise kann die Datenmenge erheblich reduziert werden. Das entstehende Bild aus den rekonstruierten Daten wird nun in einem SRAM-Modul der Größe 8 MB gespeichert.

Zusätzlich übernimmt der FPGA die Ansteuerung der CIPix-Chips sowie die Kommunikation mit dem Mess-PC über eine optische Schnittstelle. Über den Mess-PC können verschiedene Einstellungen, wie etwa die CIPix-Parameter, die Messzeit etc. eingestellt, die Messung gestartet und gestoppt werden, sowie die im SRAM gespeicherten rekonstruierten Daten nach Beendigung der Messung ausgelesen werden. Zusätzlich können auch bei Bedarf während einer Messung Rohdaten übertragen werden.

Ein großer Vorteil des FPGA-Chips ist seine große Flexibilität, denn er lässt sich frei programmieren. So werden alle benötigten Module, wie z. B. der Eventfilter oder das Protokoll zur Kommunikation über die optische Schnittstelle, in der Sprache VHDL (Very High Speed Integrated Circuit Hardware Description Language) geschrieben und die sich daraus ergebende Firmware auf den FPGA übertragen. Soll etwa der Algorithmus zur Eventrekonstruktion verbessert oder angepasst werden, so ist nur eine Anpassung der Firmware und keine Veränderung der Hardware nötig. Hiervon wird weiter unten Gebrauch gemacht.

Zusätzlich befindet sich im CASCADE-Detektor ein am Physikalischen Institut entwickeltes Modul zur Pulshöhenanalyse (PHA-Modul IF15), welches über fünf unabhängige Eingänge verfügt. Die Amplitude der eingehenden Signale wird erfasst und digitalisiert. Dabei beträgt die Abtastrate 40 MHz und die Abtasttiefe 12 bit. Mit diesem Modul lassen sich die auf die Auslesestruktur treffenden Ladungsmengen analysieren und ein Pulshöhenspektrum erstellen.

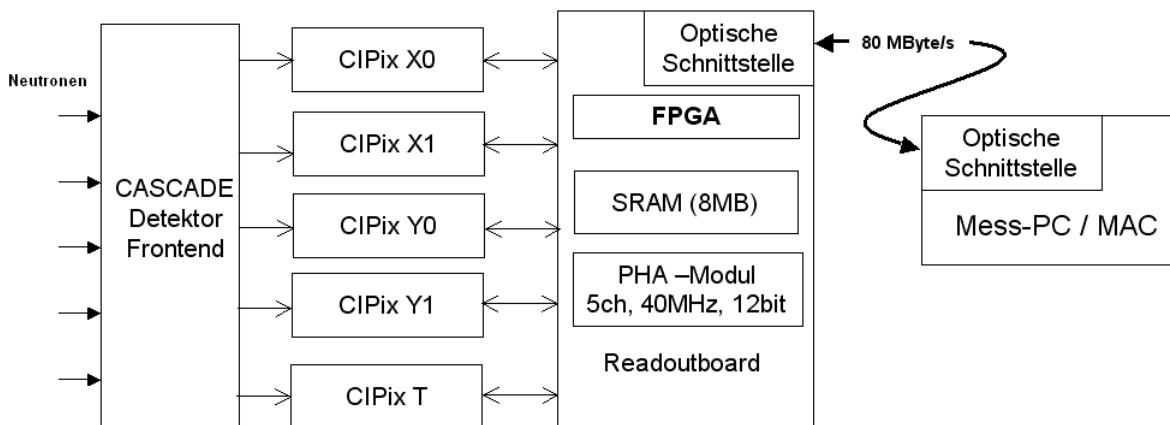


Abbildung 3.7: Blockschaltbild der CASCADE-Signalverarbeitung

### 3.2.4 Hochspannungs- und Gasversorgung

Um die Spannungen für die einzelnen GEMs (zwischen Ober- und Unterseite), sowie für die Driftfelder zwischen den GEMs zu erzeugen, findet ein Hochspannungsnetzgerät der Firma Iseg vom Typ NHQ in Kombination mit einem Spannungsteiler Verwendung. Der Spannungsteiler ist dabei so bemessen, dass sich die nach [12] ermittelten Spannungen an den GEMs und zwischen den GEMs ergeben. Zusätzlich ist noch jeweils ein  $10\text{M}\Omega$ -Widerstand in Reihe geschaltet, welcher zur Strombegrenzung im Falle eines Überschlages oder eines Kurzschlusses innerhalb der GEM dient. Zur Gasversorgung des Detektors werden zwei Gasflussregler vom Typ 1179 der Firma "MKS Instruments" eingesetzt. Diese lassen sich elektronisch regeln und kontrollieren. Dabei kann das Mischungsverhältnis von Argon und  $\text{CO}_2$  bis zu einem maximalen Fluss von etwa 150 sccm (sccm: Standardkubikzentimeter pro Minute) eingestellt werden.

### 3.2.5 Modifikation und Optimierung des Detektors für die MIEZE-Messung

Der einfachste Aufbau eines CASCADE-Detektors, der zur Messung des MIEZE-Signals geeignet ist, ist in Abb. 3.8 zu sehen. Hier besteht der aktive Teil des Detektors aus nur einer borbeschichteten GEM-Folie, sowie einer Driftelektrode und der Auslesestruktur. Die Borschicht ist nur wenige Mikrometer dick. Somit ist sichergestellt, dass die Konvertierung und der Nachweis eines Neutrons innerhalb der weiter oben geforderten  $16\ \mu\text{m}$  stattfindet, um die Intensitätsmodulation des MIEZE-Signals zu vermessen. Des Weiteren liegt die Abtastfrequenz der Diskriminatoren im CIPix-Chip mit 10 MHz im Bereich der benötigten Zeitauflösung. Die zweidimensionale Auslesestruktur erlaubt es, für jedes Pixel die Intensitätsmodulation einzeln zu messen. Dies ist notwendig, da sich aufgrund der gekrümmten oder nicht parallel zum Detektor ausgerichteten Phasenfront für jedes Pixel eine unterschiedliche Phasenlage ergibt. Messungen zu MIEZE mit diesem Aufbau des Detektors wurden im Jahre 2008 gemacht [13].

Die Effizienz eines solchen Detektors mit nur einer Borschicht, die nur wenige Mi-

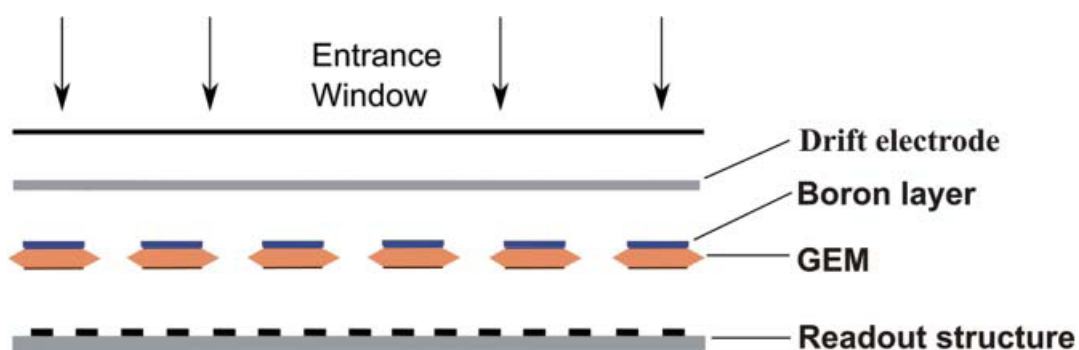


Abbildung 3.8: Der CASCADE-Detektor mit nur einer Borschicht

krometer dick ist, liegt für Neutronen der Wellenlänge  $\lambda = 5 \text{ \AA}$  bei unter 10% [12]. Zur Steigerung dieser Nachweiseffizienz ist es unumgänglich mehrere Borschichten zu verwenden. Dabei muss weiterhin sichergestellt werden, dass der Ort der Konvertierung in Strahlrichtung auf wenige Mikrometer festgelegt ist. Werden also mehrere Borschichten verwendet, die jeweils einige Mikrometer dick sind, so muss die Borschicht ermittelt werden, in der das Neutron absorbiert wurde. Dies ist möglich und wurde erstmals von F. Groitl gezeigt [10].

In dem erweiterten Aufbau des CASCADE-Detektors werden mehrere einseitig mit Bor beschichtete GEM-Folien verwendet (siehe Abb. 3.9). Das bei der Konvertierung eines Neutrons entstehende Lithium- oder  $\alpha$ -Teilchen fliegt aus der Borschicht und erzeugt eine Wolke von Ladungsträgern. Diese driften zu der unter dieser Borschicht liegenden GEM und werden in dieser, sowie jeder der folgenden GEMs, gasverstärkt. Zur Ermittlung der Borschicht, in der das Neutron konvertiert wurde, macht man sich zunutze, dass eine Ladungswolke, die durch das Loch einer GEM drifftet und dort auch gasverstärkt wird, eine Spiegelladung auf den beiden Kupferschichten der GEM influenziert. Somit lässt sich durch eine Messung von Ladungspulsen an den einzelnen GEMs ermitteln, an welcher Borschicht das Neutron konvertiert wurde. Da diese beiden Kupferschichten einer GEM einen Plattenkondensator bilden, der bei Folien der Größe  $20 \cdot 20 \text{ cm}^2$  im Bereich von  $20 \text{ nF}$  liegt, muss die Gasverstärkung und somit die Spannung sehr hoch gewählt werden, um noch ein messbares Signal zu erhalten.

In dem in Abb. 3.9 dargestellten Fall wird das Neutron in der Borschicht auf GEM 2 absorbiert und die Ladungswolke drifftet durch GEM 2 und GEM 3 bevor sie die Auslesestruktur an der Position  $(x, y)$  erreicht. An die GEMs angeschlossene Verstärker detektieren somit an GEM 2 und 3 ein Signal, nicht jedoch an GEM 1. Der implementierte Algorithmus zur Eventrekonstruktion ordnet nun diesen koinzidenten Signalen ein Neutron auf Schicht 2 an der Position  $(x,y)$  zu.

Es zeigte sich allerdings, dass auch GEM-Folien, durch welche keine Ladungswolke

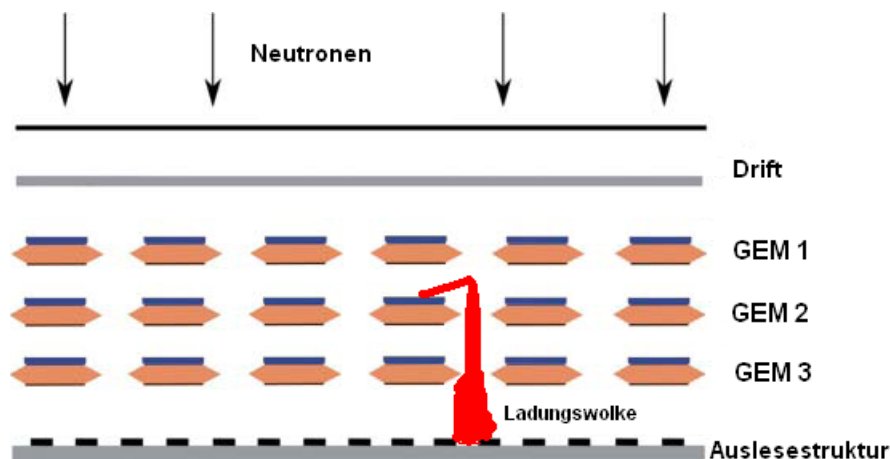


Abbildung 3.9: Der CASCADE-Detektor mit mehreren Borschichten

driftet, ein großes Signal liefern. Dabei ist die Amplitude dieser Signale vergleichbar mit den Amplituden der “echten“ Signale. Dies lässt sich durch die kapazitive Kopplung der GEMs untereinander erklären. Die GEMs werden in einem Abstand von wenigen Millimetern angeordnet und diese bilden somit einen Plattenkondensator mit einer Kapazität von einigen Hundert Nanofarad, sodass es zu einem Übersprechen der Signale durch die kapazitive Kopplung kommt. Um diesen Effekt zu unterdrücken, werden nun leitfähige Grids zwischen den GEMs gespannt. Dies ist schematisch in Abb. 3.10 zu sehen. Die Grids befinden sich auf dem elektrischen Potential, das ihrem geometrischen Ort entspricht, damit das Driftfeld zwischen zwei GEMs nicht verzerrt wird. Über Kondensatoren der Größe von typischerweise  $1\text{ nF}$  werden die Grids geerdet. Somit liegt das Grid für Wechselspannungssignale auf Erdpotential. Dies führt zu einer effektiven Entkopplung der GEMs und verhindert das Übersprechen der Signale.

Gleichzeitig erfüllen die Grids noch eine weitere Aufgabe mit folgendem Hinter-

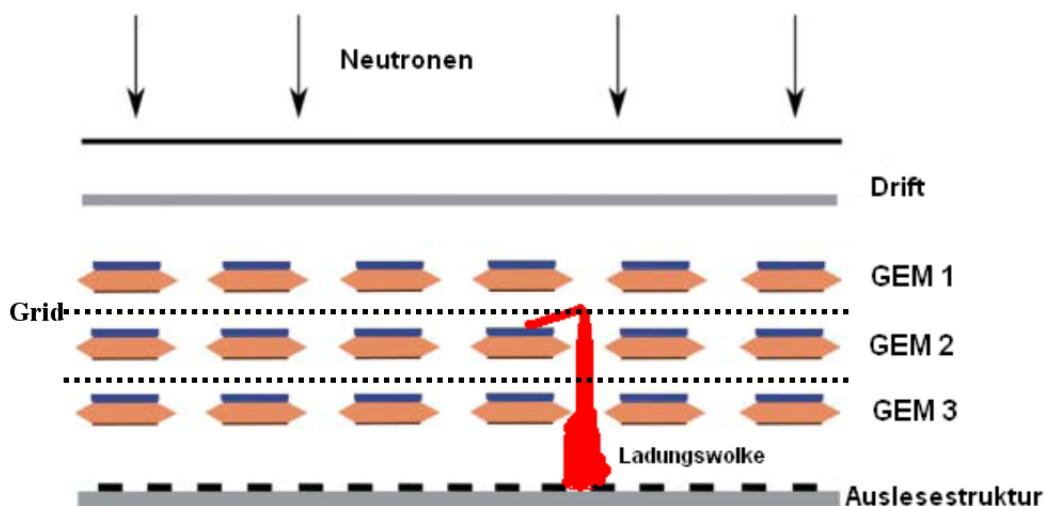


Abbildung 3.10: Der CASCADE-Detektor mit mehreren Borschichten und Grids

grund: Damit an einer GEM-Folie beim Durchgang einer Ladungswolke ein ausreichend großes Signal abgegriffen werden kann, muss die Gasverstärkung bei etwa 30 liegen. Dies führt dazu, dass die Größe der Ladungswolke sehr schnell ansteigt. Sie nimmt exponentiell mit der Anzahl der durchflogenen GEMs zu. Große Ladungswolken bewirken eine geringe Driftgeschwindigkeit, denn es kommt zu Abschirmungseffekten. Für das Innere der Ladungswolke wird die effektive Driftfeldstärke stark herabgesetzt. Damit einher gehen entsprechend lange Totzeiten des Detektors. Zum anderen hängt nun die auf die Auslesestruktur treffende Ladungsmenge stark vom Ort der Konvertierung des Neutrons ab, was eine sinnvolle Einstellung von Vorverstärkern und Diskriminatorschwellen unmöglich macht. Das Grid muss nun zusätzlich einen Teil der Ladung absorbieren und diese Effekte reduzieren bzw. eliminieren.

## 4 Weiterentwicklung des CASCADE-MIEZE-Detektors

In diesem Kapitel werden die Veränderungen und Optimierungen des CASCADE-MIEZE-Detektors, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt worden sind, vorgestellt.

### 4.1 Gridauswahl

Das Grid, das zwischen jeweils zwei GEMs eingebaut wird, hat folgende zwei Funktionen: Es soll zum einen der Entkopplung der GEMs dienen, in dem Sinne, dass es die kapazitive Kopplung der GEMs untereinander deutlich reduziert. Zum anderen dient es der Ladungsabsorption. Um an einer GEM ein Ladungssignal auslesen zu können, muss die Gasverstärkung an der jeweiligen GEM ausreichend groß sein. Da nun mehrere GEMs kaskadiert werden, ergeben sich daraus folgende unerwünschte Eigenschaften: Die Größe der Ladungswolke steigt exponentiell mit der Anzahl der GEMs an und große Ladungswolken bewirken eine geringe Driftgeschwindigkeit und entsprechend lange Totzeiten des Detektors. Zum anderen hängt nun die auf die Auslesestruktur treffende Ladungsmenge stark vom Ort der Konvertierung des Neutrons ab, was eine sinnvolle Einstellung von Vorverstärkern und Diskriminator-schwellen unmöglich macht. Im Idealfall soll nun das Grid gerade so viel Ladung absorbieren, wie an einer GEM durch die Gasverstärkung hinzu kommt. Das Paar aus GEM und Grid soll also in Kombination die Verstärkung von eins haben.

Neben diesen Hauptfunktionen gibt es noch weitere Anforderungen an das Grid: Es darf keine neutronenstreuenden Materialien (insbesondere Wasserstoff, z. B. in Kunststoff) enthalten. Da der Detektor in einem intensiven Neutronenstrahl mit  $10^8 \frac{\text{Neutronen}}{\text{cm}^2\text{s}}$  zum Einsatz kommt, darf sich das verwendete Material nicht leicht aktivieren lassen bzw. muss die Aktivität schnell abklingen. Zudem sollte das Grid möglichst dünn sein, um eine kompakte Bauform des sensitiven Bereichs des Detektors zu ermöglichen. Wichtig für den Betrieb des Detektors ist auch eine geringe Sensitivität auf  $\gamma$ -Strahlung, d. h. es sollten Werkstoffe mit einer geringen Kernladungszahl  $Z$  zum Einsatz kommen, da der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts sehr stark mit  $Z$  ansteigt. Es gilt näherungsweise  $\sigma_{ph} \propto \frac{Z^5}{E_\gamma^3}$ .

#### 4.1.1 Aktivierungsanalyse

Als Aktivierung bezeichnet man die Umwandlung stabiler Isotope in instabile und somit radioaktive Isotope mittels Neutronen. Einige Isotope haben einen großen Wirkungsquerschnitt für die Neutronenabsorptionsreaktion, denn - anders als bei ge-

ladenen Reaktionspartnern - muss keine Coulombbarriere überwunden werden und es wirkt nur die starke Wechselwirkung. Technische Anwendung findet die Aktivierung etwa im empfindlichen Nachweis von kleinsten Mengen bestimmter Isotope, die über das charakteristische  $\gamma$ -Spektrum des entstandenen Tochternuklids detektiert werden.

Hier ist die Aktivierung unerwünscht, denn die radioaktiven Isotope erzeugen einen Untergrund, auch wenn der Detektor selbst unempfindlich auf Gammastrahlung ist, und ist aus Strahlenschutzgründen problematisch. Deshalb sollen im folgenden zwei für Grids in Frage kommende Materialien auf ihre Aktivierbarkeit untersucht werden.

Für die Rate der Aktivierung  $R_{akt}$ , d. h. neu gebildete Kerne pro Zeit, gilt:

$$R_{akt} = j_0 \cdot \sigma_{abs} \cdot n_B \cdot d \cdot A_0. \quad (4.1)$$

Dies gilt, falls der Absorptionswirkungsquerschnitt insgesamt klein ist, so dass der Neutronenfluss mit zunehmender Tiefe im Material nur marginal kleiner wird. Hierbei ist  $j_0$  der Neutronenfluss,  $\sigma_{abs}$  der Wirkungsquerschnitt für die betrachtete Neutroneneinfangsreaktion,  $n_B$  die Teilchenzahldichte des Targets,  $d$  die Dicke des Targets und  $A_0$  die Querschnittsfläche der Probe.  $\sigma_{abs}$  ist stark von der Geschwindigkeit der einfallenden Neutronen abhängig und es gilt:

$$\sigma_{abs} = \sigma_0 \cdot \frac{v_0}{v} \quad (4.2)$$

mit dem entsprechenden Wirkungsquerschnitt für therm. Neutronen  $\sigma_0$ , der Geschwindigkeit therm. Neutronen  $v_0$  und der Geschwindigkeit  $v$  der betrachteten Neutronen. Weiterhin gilt für die Teilchenzahldichte  $n_B = N_A \cdot \frac{p \cdot \rho}{A}$  mit der Massendichte des Targets  $\rho$ , dem Anteil  $p$  des Isotops an der gesamten Massendichte und der Massenzahl  $A$  des Isotops.

Somit erhält man:

$$R_{akt} = j_0 \cdot \sigma_0 \cdot \frac{v}{v_0} \cdot N_A \cdot \frac{p \cdot \rho}{A} \cdot d \cdot A_0 = j_0 \cdot \sigma_0 \cdot \frac{v}{v_0} \cdot N_A \cdot \frac{p \cdot \rho_F}{A} \cdot A_0, \quad (4.3)$$

mit der Massenflächendichte  $\rho_F$  des verwendeten Grids.

Ist  $N$  die Anzahl der der aktiven Kerne und  $\tau$  deren Lebensdauer, so gilt für die zeitliche Änderung:

$$dN(t) = \left(-\frac{1}{\tau} \cdot N(t) + R_{akt}\right) \cdot dt \quad (4.4)$$

$$\Rightarrow N(t) = \tau \cdot R_{akt} \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}), \quad (4.5)$$

falls zum Zeitpunkt  $t = 0$  keine aktiven Kerne vorhanden sind.

Angenommen, es wird bis zum Zeitpunkt  $t_1$  aktiviert, so gilt für die Anzahl an aktiven Kernen:

$$N(t) = \begin{cases} \tau \cdot R_{akt} \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) & , t \leq t_1 \\ \tau \cdot R_{akt} \cdot (1 - e^{-\frac{t_1}{\tau}}) \cdot e^{-\frac{t-t_1}{\tau}} & , t > t_1 \end{cases}, \quad (4.6)$$



$$\Rightarrow N(t) = \begin{cases} \tau \cdot j_o \cdot \sigma_0 \cdot \frac{v}{v_0} \cdot N_A \cdot \frac{p \cdot \rho_F}{A} \cdot A_0 \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) & , t \leq t_1 \\ \tau \cdot j_o \cdot \sigma_0 \cdot \frac{v}{v_0} \cdot N_A \cdot \frac{p \cdot \rho_F}{A} \cdot A_0 \cdot (1 - e^{-\frac{t_1}{\tau}}) \cdot e^{-\frac{t-t_1}{\tau}} & , t > t_1 \end{cases} \quad (4.7)$$

Und entsprechend für die Aktivität  $\alpha$ :

$$\alpha(t) = \begin{cases} j_o \cdot \sigma_0 \cdot \frac{v}{v_0} \cdot N_A \cdot \frac{p \cdot \rho_F}{A} \cdot A_0 \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) & , t \leq t_1 \\ j_o \cdot \sigma_0 \cdot \frac{v}{v_0} \cdot N_A \cdot \frac{p \cdot \rho_F}{A} \cdot A_0 \cdot (1 - e^{-\frac{t_1}{\tau}}) \cdot e^{-\frac{t-t_1}{\tau}} & , t > t_1 \end{cases} \quad (4.8)$$

Untersucht wurden nun kommerziell erhältliche Grids aus der Edelstahlsorte 1.4301 (siehe Tab. 4.1) und Grids aus Aluminium (AlMg5) (siehe Tab. 4.2). Dabei wurden folgende Annahmen zur Aktivitätsberechnung gemacht: Die Dauer der Aktivierung ist üblicherweise im Bereich von Stunden, sodass  $t_1 = 3600$  s gewählt wurde. Der Neutronenfluss erreicht im Extremfall etwa  $10^8 \frac{\text{Neutronen}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$  auf einer Fläche von  $10 \text{ cm}^2$ , sodass  $j_o \cdot A_0 = 10^{10} \text{ s}^{-1}$  angenommen wurde. Für die Massenanteile der Elemente, sowie die Massenflächendichte  $\rho_F = 150 \frac{\text{g}}{\text{m}^2}$  für Edelstahlgrids bzw.  $\rho_F = 480 \frac{\text{g}}{\text{m}^2}$  für die Grids aus AlMg5 wurden die Herstellerangaben herangezogen. Wirkungsquerschnitte und Lebensdauern wurden der Karlsruher Nuklidkarte entnommen.

Die zeitliche Entwicklung der Aktivität nach Beendigung der Aktivierung mit kalten Neutronen ( $\lambda = 5.3 \text{ \AA}$ ), wie sie in RESEDA verwendet werden, ist in Abb. 4.1 und 4.2 dargestellt.

Die anfängliche Aktivität ist beim Aluminium-Grid mit etwa 7 MBq deutlich größer, fällt aber aufgrund der kurzen Lebensdauer von  $^{28}\text{Al}$  mit  $\tau = 3.23$  min sehr schnell ab. So ergibt sich beispielsweise nach einer dreiviertel Stunde eine vernachlässigbare Restaktivität von 6 Bq. Kritisch hingegen sind die langlebigen Isotope, die durch Aktivierung des Edelstahls entstehen, z. B.  $^{51}\text{Cr}$ , da mit längerem Betrieb des Detektors im Neutronenstrahl diese immer weiter akkumulieren.

Das Eintrittsfenster des CASCADE-Detektors besteht auch aus Aluminium. Insgesamt ergibt sich eine Aktivität des Isotops  $^{28}\text{Al}$  von etwa 43.3 bzw. 14.4 MBq für kalte bzw. thermische Neutronen. Dabei wurde mit einer Dichte  $\rho = 2.7 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  und Dicke  $d = 1.1 \text{ mm}$  gerechnet und ansonsten gleiche Bedingungen angenommen. Es stellte sich die Frage, ob der Detektor empfindlich für die beim Zerfall des  $^{28}\text{Al}$  entstehende Gamma- oder Betastrahlung mit einer Maximalenergie von 4.6 MeV ist. Während einer Messung im intensiven Neutronenstrahl am TRIGA-Reaktor in Mainz (siehe Kapitel 6) konnte gezeigt werden, dass nach Aktivierung kein höherer Untergrund messbar war als vor der Aktivierung.

Somit spricht die Betrachtung der Aktivität für ein Aluminium-Grid.

### 4.1.2 Untersuchung der abschirmenden Wirkung verschiedener Grids

Das Grid, das jeweils zwischen zwei GEMs eingebaut wird, hat unter anderem die Funktion der Entkopplung der GEMs; in dem Sinne, dass es die kapazitive Kopplung

#### 4 Weiterentwicklung des CASCADE-MIEZE-Detektors

Stahl 1.4301							
Elemente	Fe 70%		Cr 18%		Ni 10%		
Isotop (aktivierbar)	<sup>54</sup> Fe	<sup>58</sup> Fe	<sup>50</sup> Cr	<sup>54</sup> Cr	<sup>58</sup> Ni	<sup>62</sup> Ni	<sup>64</sup> Ni
Anteil p	0.041	0.002	0.008	0.004	0.068	0.001	0.001
Massenzahl A in $\frac{g}{mol}$	54	58	50	54	58	62	64
$\sigma_0$ in barn	2.25	1.15	15.9	0.36	4.6	14.2	1.49
entstehendes Isotop	<sup>55</sup> Fe	<sup>59</sup> Fe	<sup>51</sup> Cr	<sup>55</sup> Cr	<sup>59</sup> Ni	<sup>63</sup> Ni	<sup>65</sup> Ni
$\tau$	3.93a	64d	40d	5min	$1.1 \cdot 10^5$ a	144a	3.6h
Zerfallsenergie in MeV	0.231	1.565	0.753	2.603	1.072	0.067	2.137
Zerfallsart	$\epsilon$	$\beta$	$\epsilon$	$\beta$	$\epsilon$	$\beta$	$\beta$
		1.1	0.32	1.5			1.5
		$\gamma$	$\gamma$	$\gamma$			$\gamma$
Aktivität in Bq, $\frac{v_0}{v} = 1$	4.5	2.3	238	2400	$5 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-2}$	508
Aktivität in Bq, $\frac{v_0}{v} = 3$	13.5	6.9	714	7200	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$4.8 \cdot 10^{-2}$	1524

Tabelle 4.1: Aktivierungsanalyse Stahl 1.4301. Annahmen zur Aktivitätsberechnung:  $t_1 = 3600s$ ,  $j_0 \cdot A_0 = 10^{10} s^{-1}$ ,  $\rho_F = 150 \frac{g}{m^2}$

AlMg5		
Elemente	Al 95%	Mg 5%
Isotop (aktivierbar)	<sup>27</sup> Al	<sup>26</sup> Mg
Anteil p	0.95	0.006
Massenzahl A in $\frac{g}{mol}$	27	26
$\sigma_0$ in barn	0.230	0.0382
entstehendes Isotop	<sup>28</sup> Al	<sup>27</sup> Mg
$\tau$	3.23 min	13.645min
Zerfallsenergie in MeV	4.642	2.610
Zerfallsart	$\beta$	$\beta$
	1.779	1.014
	$\gamma$	$\gamma$
Aktivität in Bq, $\frac{v_0}{v} = 1$	2 330 667	2 511
Aktivität in Bq, $\frac{v_0}{v} = 3$	6 992 001	7533

Tabelle 4.2: Aktivierungsanalyse AlMg5. Annahmen zur Aktivitätsberechnung:  $t_1 = 3600 s$ ,  $j_0 \cdot A_0 = 10^{10} s^{-1}$ ,  $\rho_F = 480 \frac{g}{m^2}$

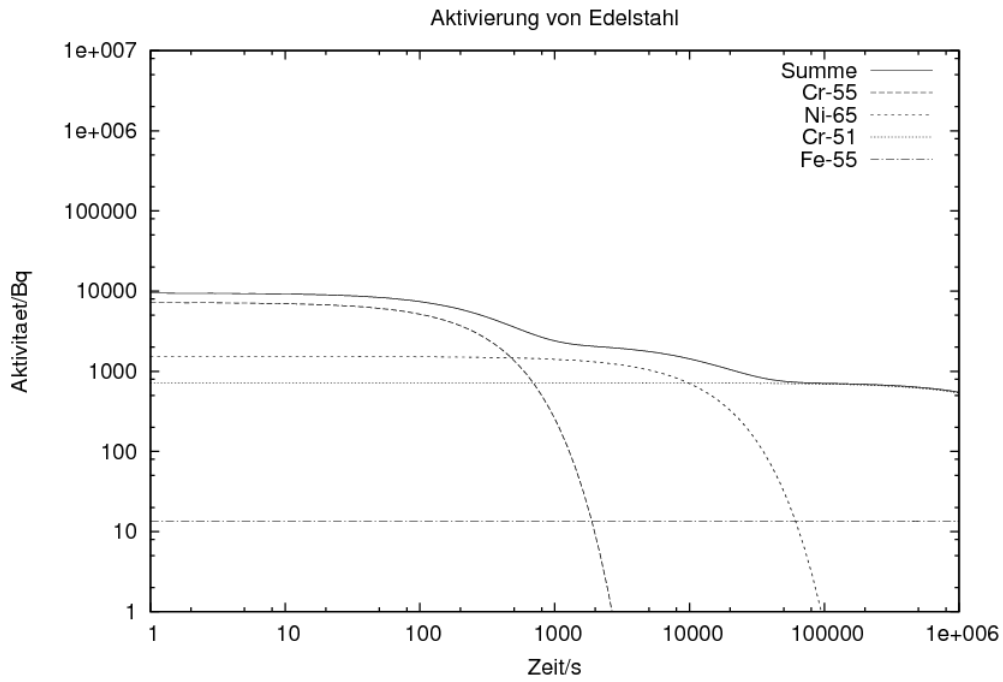


Abbildung 4.1: Entwicklung der Aktivität für Edelstahl nach Beendigung der Aktivierung mit kalten Neutronen. Man beachte die log. Darstellung.

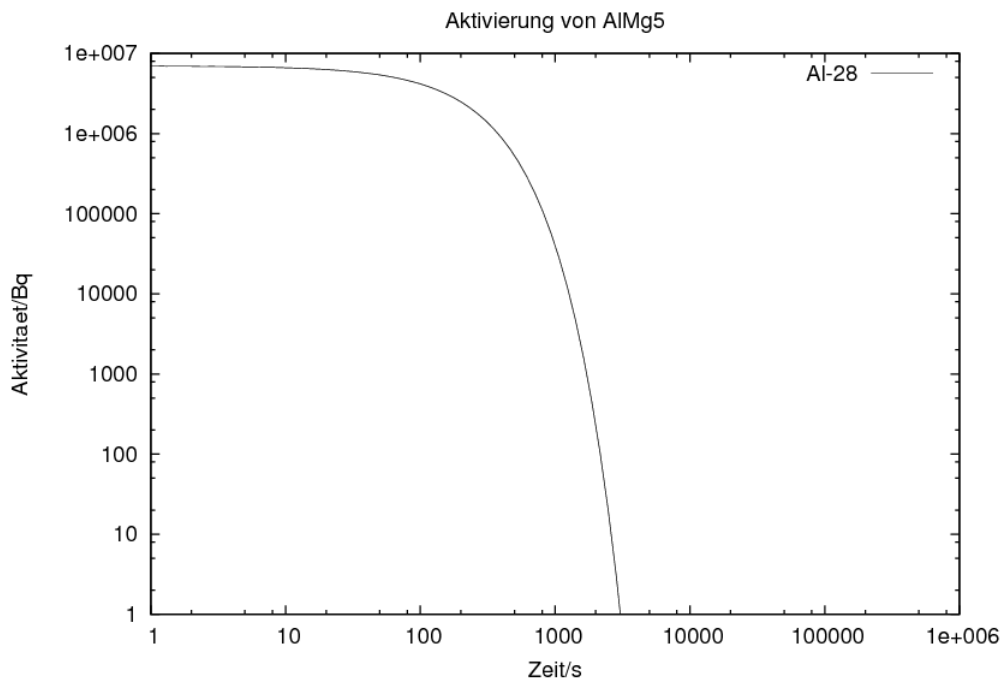


Abbildung 4.2: Entwicklung der Aktivität für AlMg5 nach Beendigung der Aktivierung mit kalten Neutronen. Man beachte die log. Darstellung.

der GEMs untereinander deutlich reduziert. In dieser Arbeit wurden unterschiedliche, kommerziell erhältliche Grids auf ihre abschirmenden Eigenschaften untersucht.

### Der Einfluss der Edelstahlrahmen auf die kapazitive Kopplung der GEMs

Im Rahmen dieser Arbeit konnte festgestellt werden, dass ein Großteil der Kopplung zwischen den GEMs durch die Edelstahlrahmen, die zur Fixierung verwendet werden, verursacht wird. Dies wird sofort ersichtlich, wenn man die Kapazitäten  $C$  zwischen je zwei GEM-Modulen vergleicht, die durch sich gegenüberstehende Kupferschichten der GEMs (bzw. die durch eine Teflon-Schicht getrennte Edelstahlrahmen) verursacht werden (siehe Abb. 4.3, oben). Es handelt sich um Plattenkondensatoren und es gilt  $C = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \frac{A}{d}$ . Für die Edelstahlrahmen ergibt sich mit  $\epsilon_r = 2$ ,  $d = 100 \mu\text{m}$  und  $A = 3.5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$ :  $C_{\text{Rahmen}} \approx 620 \text{ pF}$  und für die GEM-Folien mit  $\epsilon_r = 1$ ,  $d = 2 \text{ mm}$  und  $A = 4 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$ :  $C_{\text{GEM}} \approx 180 \text{ pF}$ .

Es stellte sich daher die Frage, ob ein Streifen aus Aluminium- oder Kupferfolie, der

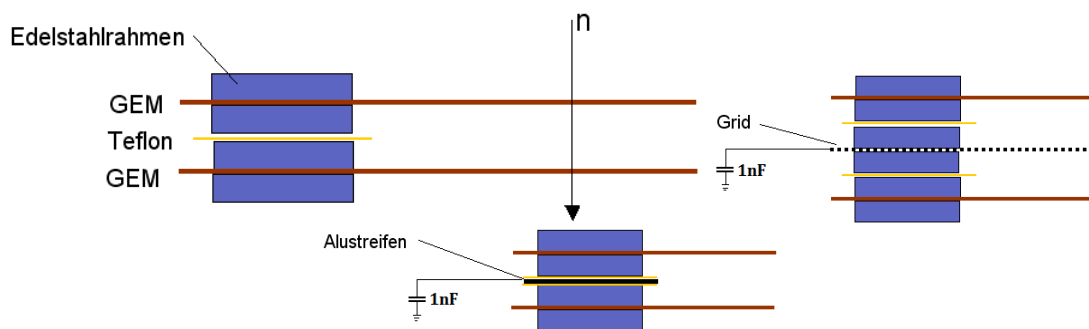


Abbildung 4.3: Skizze zum Aufbau der Rahmen zum Spannen und Halten der GEMs

zwischen jeweils zwei Edelstahlrahmen eingebracht, mit Teflon isoliert und kapazitiv geerdet wird (siehe Abb. 4.3, rechts), schon eine ausreichende Entkopplung bewirkt. Diese Option wurde daher zusammen mit verschiedenen Grids getestet.

### Die untersuchten Grids

Untersucht wurden ein aluminiumbeschichtetes Kunststoffgrid, das in den bisherigen MIEZE-Detektoren Verwendung fand, sowie Aluminium- und Edelstahlgrids der Firma Spörl und der oben beschriebene Streifen aus Aluminium. Daten dazu finden sich in Tab. 4.3. Es handelt sich mit einer Ausnahme um Quadratmaschengewebe. Das Aluminiumgewebe mit der offenen Fläche von 9% ist ein Tressengewebe, bei dem zwei Drähte unterschiedlichen Durchmessers verwebt werden. Insbesondere der Anteil der offenen Fläche (und somit die optische Transparenz) variiert, da vermutet wurde, dass sie direkt mit den Entkopplungseigenschaften zusammenhängt.

### Messmethoden und Ergebnisse

Die Entkopplungseigenschaften der Grids wurden auf zwei Arten gemessen. Die erste Methode beruht allein auf Überlegungen und Messungen zu den elektronischen Eigenschaften der Komponenten, aus denen der Detektor aufgebaut ist. Hierzu wurde vereinfacht angenommen, dass die Kopplung zwischen den GEMs rein kapazitiv

Nummer	Maschenweite w/mm	Drahtdurchmesser d/mm	Gewebedicke s/mm	Material	Anteil offene Fläche
0	0.050	0.038	0.055	Alu, Kunststoff	32%
1	0.025	0.025	0.06	Stahl 1.4401	25%
2	0.032	0.025	0.06	Stahl 1.4401	32%
3	0.040	0.025	0.06	Stahl 1.4301	38%
4	0.085	0.025	0.06	Stahl 1.4301	53%
5	0.075	0.052	0.11	AlMg5	35%
6	$d_1 = 0.060\text{mm}, d_2 = 0.045\text{mm}$		0.15	AlMg5	9%

Tabelle 4.3: Daten zu den untersuchten Grids

geschieht und die Verbindungen zwischen den Komponenten, wie in Abb. 4.4 zu sehen, als ein Netzwerk von Kondensatoren dargestellt werden können.

Ausgehend von einem Aufbau aus zwei GEMs und einem kapazitiv geerdeten Grid

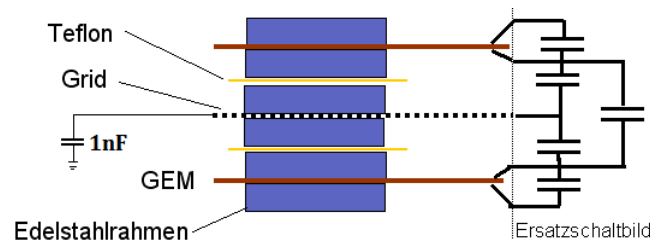


Abbildung 4.4: Die elektrischen Eigenschaften des Stacks aus GEMs und Grid als Kapazitätsnetzwerk

(oder Alustreifen) wurden an der Oberseite der oberen GEM mit einem Funktionsgenerator Sinussignale mit der Amplitude 2 V und verschiedenen Frequenzen bis 20 MHz eingespeist. An der Oberseite der unteren GEM wurden nun die Amplituden der übergekoppelten Signale gemessen. Dabei zeigte sich, dass die gemessene Amplitude von etwa 100 mV bei 20 MHz für die verschiedenen Grids innerhalb der Messgenauigkeit nicht variiert. Bei Verwendung des kapazitiv geerdeten Alustreifens ergab sich eine Amplitude von etwa 200 mV. Wurde hingegen keine Abschirmung verwendet, d. h. bei einem Aufbau aus zwei GEMs, die nur durch einen Teflonstreifen getrennt waren (siehe Abb. 4.3, oben), so war fast die volle Amplitude von 2 V messbar, d. h. die Überkopplung des Signals war sehr stark.

Zusätzlich wurden die Kapazitäten, wie sie im Ersatzschaltbild in Abb. 4.4 zu sehen sind, gemessen. Hier ergab sich eine Kapazität von 24 nF zwischen Ober- und Unterseite einer GEM, etwa 450 pF zwischen GEM und Grid und 270 pF zwischen zwei GEMs, die durch ein Grid getrennt sind. Mit diesen Werten wurden anschließend mit dem Programm Multisim von Electronics Workbench Simulationen zum elektronischen Verhalten des gesamten Netzwerks aus Kapazitäten, der Hochspannungsversorgung mit Spannungsteiler, Pufferkondensatoren, Schutzwiderständen und den ladungsempfindlichen Vorverstärkern VV50 gemacht. An GEM

1 wurden Ladungspulse injiziert, die in Amplitude, Zeitdauer und Signalform den "echten" Signalen aus dem Detektorbetrieb ähneln. Die Signalamplituden nach den Vorverstärkern an GEM 1 und GEM 2 wurden ermittelt und verglichen. Bei einer guten Entkopplung sollte an GEM 1 ein möglichst großes Signal messbar sein und an GEM 2 keines. Dabei ließ sich zeigen, dass das Verhältnis der Signalamplituden an GEM 1 zu GEM 2 generell mit der Kapazität, über die das Grid geerdet wird, ansteigt. Daraus ließ sich die benötigte Größe des Kondensators, über den das Grid geerdet wird, abschätzen. So war etwa bei 2nF für die Entkopplung mit den Grids die Amplitude an GEM 1 sechzehnmal größer als an GEM 2. Für die Entkopplung mit dem Alustreifen erreichte das entsprechende Verhältnis etwa den Wert Zehn. Im Anhang findet sich die zur Simulation benutzte Schaltung aus Netzwerk der Kapazitäten, der Hochspannungsversorgung mit Spannungsteiler, Pufferkondensatoren und Schutzwiderständen, sowie den ladungsempfindlichen Vorverstärkern VV50.

Die zweite Methode zur Untersuchung der Entkopplungseigenschaften der Grids

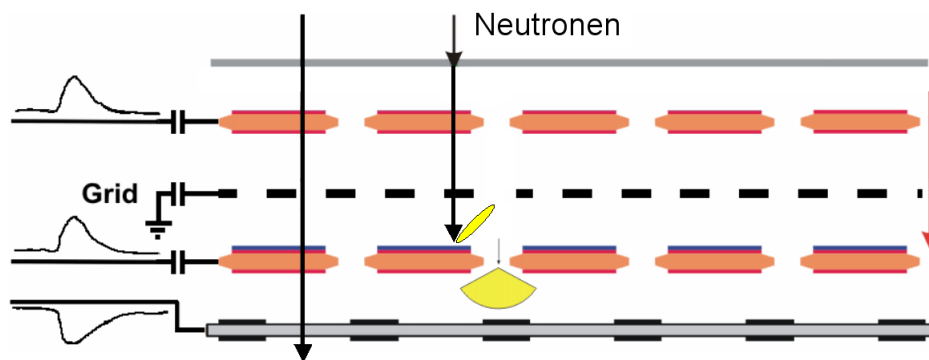


Abbildung 4.5: Detektoraufbau zur Untersuchung der Entkopplungseigenschaften der Grids

beruht auf Messungen an einem Detektor, dessen Aufbau in Abb. 4.5 zu sehen ist. Der Detektor besteht aus zwei GEMs, einer Driftelektrode, der Auslesestruktur und einem Grid (bzw. einem Alustreifen entlang des Rahmens). Dabei ist nur die GEM mit Bor beschichtet, die der Auslesestruktur am nächsten ist. Im Neutronenstrahl sollte nun nur an der unteren GEM ein Signal messbar sein, da prinzipiell keine Ladungswolke durch die obere GEM driften kann, denn oberhalb der oberen GEM befindet sich keine Borschicht, an der ein Neutron konvertiert werden könnte. Wird nun doch ein Signal an der oberen GEM gemessen, so entsteht dies durch die kapazitive Kopplung der GEMs. Die Rate der Fehlzugeordnungen, in dem Sinne, dass Events der oberen GEM anstatt der unteren GEM zugeordnet werden, lässt sich somit direkt bestimmen. Im folgenden wurde der Einfluss der verschiedenen Grids, der CIPix-Diskriminatorschwellen und der Detektorhochspannung auf die Rate der Fehlzugeordnungen untersucht.

Als Auswahl sind in Abb. 4.6 die Ergebnisse des aluminiumbeschichteten Kunststoffgrids dargestellt. Mit steigender Diskriminatorschwelle sinkt die Rate der Fehlzugeordnungen rapide ab. Dabei müssen für höhere Spannungen die Diskriminatorschwellen

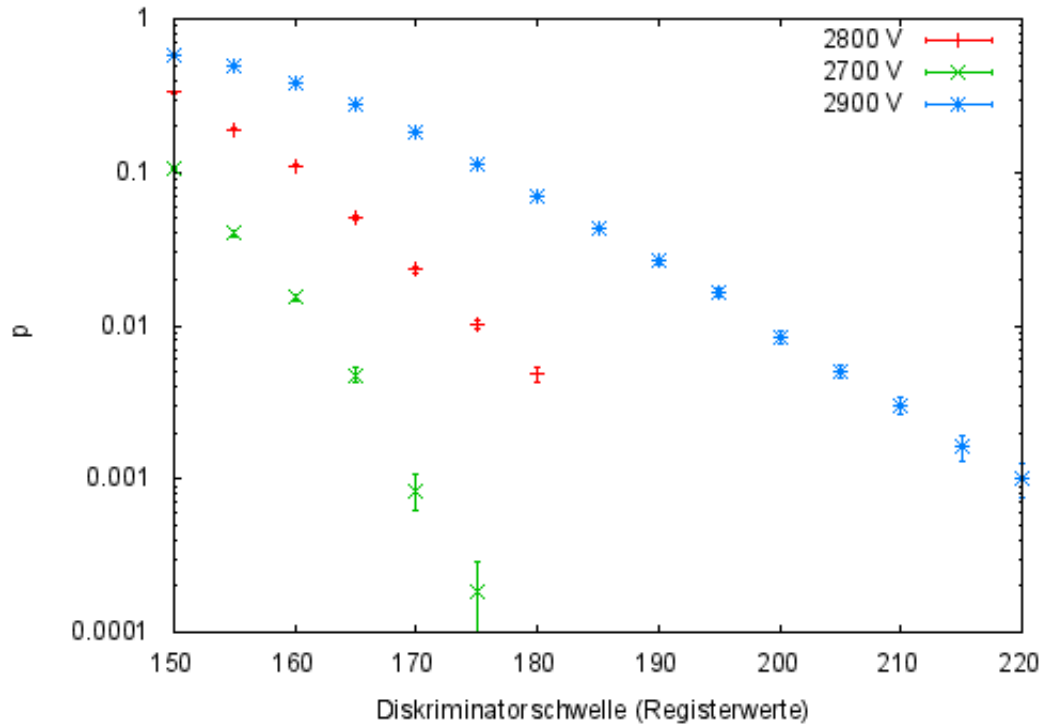


Abbildung 4.6: Anteil der Fehlzuordnungen  $p$  in Abhängigkeit der Diskriminatorschwelle und der Hochspannung für das aluminiumbeschichtete Kunststoffgrid

generell höher eingestellt werden, da die Signale aufgrund der höheren Gasverstärkung größer sind.

In Abb. 4.7 sind die Raten der Fehlzuordnungen bei 2800 V für verschiedene Grids und den Alustreifen in Abhängigkeit von der CIPix-Diskriminatorschwelle aufgetragen. Es zeigte sich, dass für jedes Grid (und den Alustreifen) eine Einstellung der Diskriminatorschwellen gefunden werden kann, sodass der Anteil der Fehlzuordnungen unter einen beliebigen Wert, etwa 0.1%, fällt. Gleichzeitig sollen natürlich so wenig echte Ereignisse wie möglich unter die Diskriminatorschwelle fallen, da sonst die Effizienz des Detektors sinkt. Um dies zu untersuchen, wurden die Zählraten der rekonstruierten Events aus den koinzidenten Signalen an den GEMs und auf der Auslesestruktur mit den Zählraten verglichen, die man erhält, falls nur die Signale auf der Auslesestruktur zur Eventrekonstruktion berücksichtigt werden (der Detektor also im 2D-Modus betrieben wird). Der Quotient aus diesen beiden Zählraten ist die relative Zählrate. Mit anderen Worten: Die relative Zählrate gibt an, welcher Anteil der Zählrate noch erhalten bleibt, falls zur Rekonstruktion eines Events nicht nur koinzidente Signale auf den x- und y-Streifen auf der Auslesestruktur benötigt werden, sondern auch ein koinzidentes Signal der GEMs, welches eine Identifizierung der Borschicht der Neutronenkonvertierung ermöglicht. In Tab. 4.4 sind die gefundenen Parameter zur Einstellung der Hochspannung und der Diskriminatorschwellen

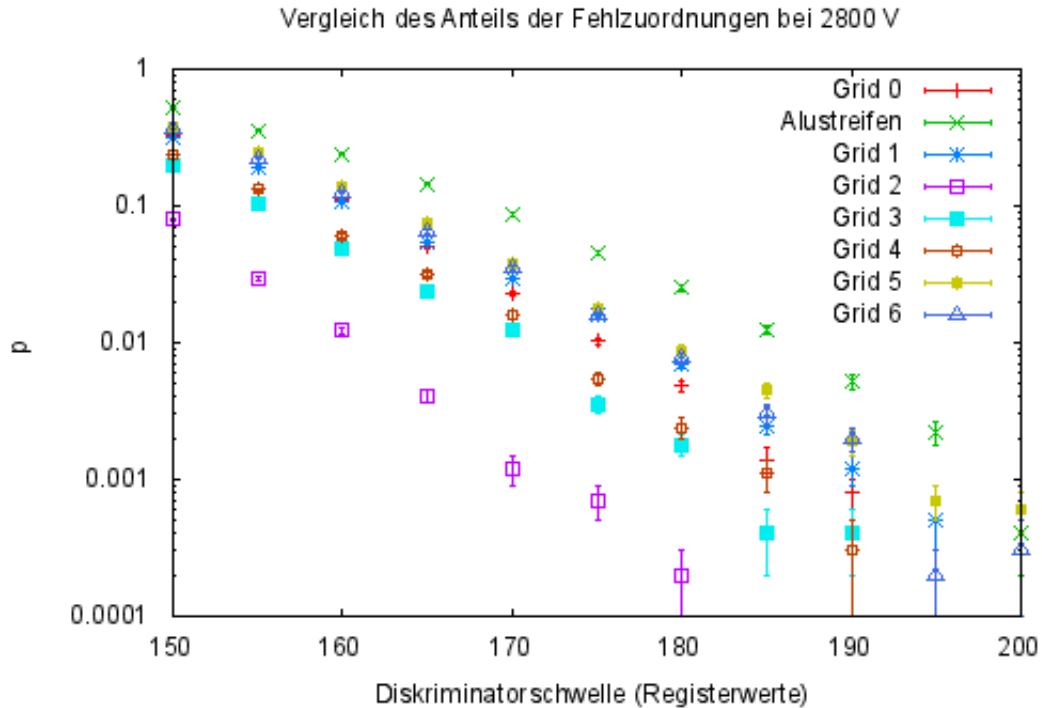


Abbildung 4.7: Anteil der Fehlzureordnungen  $p$  bei 2800 V in Abhängigkeit der Diskriminatorchwelle für verschiedene Grids

aufgelistet, sodass die Rate der Fehlzureordnungen unter 0.1% liegt und gleichzeitig die relative Zählrate möglichst hoch ist.

Unter den genannten Bedingungen liegt für jedes der hier untersuchten Grids die erreichbare relative Zählrate bei etwa 80%. Unterschiedliche Eigenschaften zur Entkopplung konnten innerhalb der Messgenauigkeit nicht festgestellt werden. Dies ist auch darauf zurückzuführen, dass ein Grosteil der Kopplung der GEMs durch die Kapazität entlang der Edelstahlrahmen verursacht wird und schon durch den Alustreifen zwischen den Edelstahlrahmen deutlich verringert werden kann.

Die alleinige Entkopplung mit dem Alustreifen ist auch möglich, wenn das Absinken der relativen Zählrate von 80% auf etwa 70% in Kauf genommen werden kann.

## 4.2 Kompaktmodulentwicklung

In den bisherigen Detektoraufbauten werden die GEMs und die Grids jeweils einzeln zwischen zwei Edelstahlrahmen der Stärke 1 mm geklebt. Die so entstandenen Module werden zur elektrischen Isolation und zur Gasabdichtung durch Streifen aus Teflon getrennt und aufeinander gepresst. Dies ist schematisch in Abb. 4.8 zu sehen. Benachbarte GEMs haben somit einen Abstand von etwa 4.5 mm.

Mehrere mit Bor beschichtete GEMs werden in dem CASCADE-MIEZE-Detektor eingesetzt, um die Effizienz zu steigern. Da die Spinechogruppe aber eine begrenzte



	Diskriminator- schwelle (Registerwerte)	Diskriminator- schwelle/mV	Spannung/V	rel. Zählrate
Alustreifen	200	1125	2800	69%
Grid 0	190	969	2800	82%
Grid 1	195	1047	2800	80%
Grid 2	180	813	2800	82%
Grid 3	185	891	2800	79%
Grid 4	190	969	2800	79%
Grid 5	190	969	2800	79%
Grid 6	180	813	2700	80%

Tabelle 4.4: Optimierte Einstellungen für Spannung und Diskriminatoren, sodass der Anteil der Fehlzunordnungen unter 0.1% liegt und die Zählrate maximal wird.

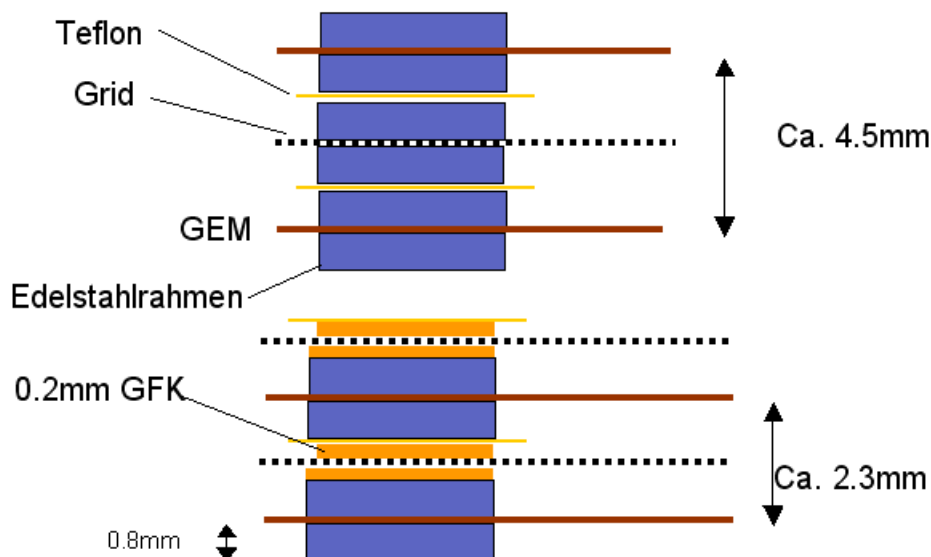


Abbildung 4.8: Schema des Detektoraufbaus aus diskreten Modulen (oben) und aus Kompaktmodulen (unten).

Ausdehnung hat, liegen nun einige der Borschichten außerhalb des Spinechopunktes, des Bereiches größter Intensität. Somit stößt die Effizienzsteigerung durch Verwendung mehrerer Borschichten schnell an ihre Grenzen.

Teil dieser Arbeit war es, den Abstand zwischen benachbarten GEMs zu reduzieren, sodass mehr Borschichten in der Nähe des Spinechopunktes platziert werden können und somit die Detektoreffizienz steigt. Dazu wurden "Kompaktmodule" entwickelt, die GEM und Grid in einem Modul vereinen. Die GEM wird weiterhin zwischen zwei Edelstahlrahmen verklebt, die jedoch eine Stärke von nur noch 0.8 mm haben. Anschließend folgt ein Rahmen aus Glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK) der Stärke

0.2 mm, sowie das Grid und ein weiterer Rahmen aus GFK der Stärke 0.2 mm. GFK zeichnet sich als Glasfaser-Kunststoff-Verbund durch eine hohe mechanische Stabilität und eine hohe Durchschlagspannung aus. Für jede Klebung wird der Kleber “Stycast“ verwendet, der gute Ausgasungseigenschaften sowie Hochspannungsfestigkeit besitzt. Das Schema der Kompaktmodule ist in Abb. 4.8 zu sehen. Einzelne Kompaktmodule werden wieder durch einen Teflonstreifen zur Gasabdichtung getrennt und beim Einbauen in den Detektor aufeinander gepresst. Der Abstand der GEMs konnte durch die Entwicklung der Kompaktmodule auf 2.3 mm verringert werden. Dies ist im Vergleich zum diskreten Aufbau eine Halbierung des Abstandes. Zudem wird nun die Hochspannung insgesamt verringert, da sich die Abstände zwischen den einzelnen Elementen im Gasdetektorraum verringert haben, aber die Driftfelder konstant gehalten werden sollen. Durch die Reduktion der Hochspannung sinkt die Wahrscheinlichkeit von Überschlägen auf dem HV-Board und damit verbundenen Störungen.

### 4.3 Untersuchung des Streifenmusters

Zur Zeit wird im CASCADE-Detektor eine Auslesestruktur mit 128·128 Pixeln benutzt. Im Rahmen von Testmessungen am CASCADE-Detektor wurde festgestellt, dass sich bei 2D-Messungen ein Streifenmuster zeigt. Ein Ausschnitt eines solchen Bildes ist in Abb. 4.9 zu sehen. Die Farbe eines Pixels zeigt dabei die Anzahl der gemessenen Events auf diesem Pixel an. Deutlicher sichtbar wird dieser Effekt, wenn anstelle des 2D-Bildes  $Counts(x, y)$  die durch spaltenweise bzw. zeilenweise Addition erhaltenen eindimensionalen Bilder

$$Counts_x(x) = \sum_y Counts(x, y) \text{ und } Counts_y(y) = \sum_x Counts(x, y)$$

betrachtet werden (siehe Abb. 4.10). Hier zeigt sich deutlich, dass Kanäle mit einer geraden Nummer eine um etwa 8% höhere Zählrate aufweisen.

Zur Klärung der Ursache wurden zuerst die einzelnen Kanäle der CIPix-Chips vermessen, um festzustellen, ob die ungeraden Kanäle eine niedrigere Empfindlichkeit besitzen, was etwa durch unterschiedliche Eigenschaften der Vorverstärker oder höhere Diskriminatorschwellen verursacht werden kann. Dazu wurden auf die einzelnen Kanäle des CIPix definiert künstliche Ladungspulse gegeben und somit die Diskriminatorschwelle bestimmt. Die Schwelle variiert stark, aber es zeigten sich keine systematischen Variationen, insbesondere keine Variation mit einer Zweierperiode.

Die Firmware zur Signalverarbeitung des CASCADE-Detektors bietet die Möglichkeit, die von den CIPix-Chips gelieferten Rohdaten zu protokollieren und an den Mess-PC zu senden, um sie nach der Messung offline auszuwerten. Die Rohdaten enthalten zu jedem der 256 Kanäle (128 Kanäle in X-Richtung und 128 Kanäle in Y-Richtung) die Information, ob das Signal zu einem gewissen Zeitpunkt über oder unter der Diskriminatorschwelle lag. Dabei liegt die Abtastfrequenz bei 10 MHz. Diese Funktion wurde genutzt um die Ursache des Streifenmusters näher zu bestimmen. Hierzu ist ein genauerer Blick auf die Funktion des Event-Filters notwendig.

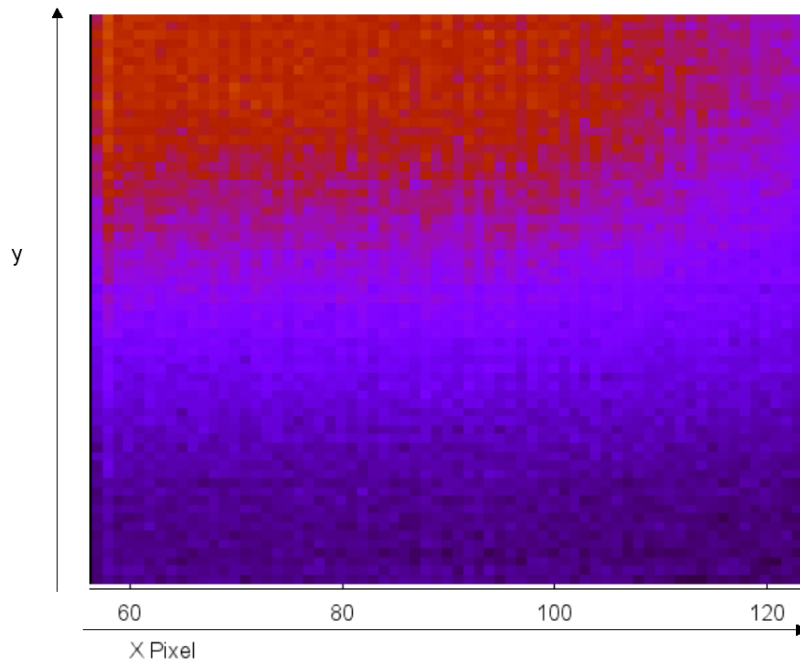


Abbildung 4.9: Ausschnitt aus einer 2D-Aufnahme mit dem CASCADE-Detektor. Es zeigt sich ein Streifenmuster, d. h. jeder zweite Kanal hat eine verminderte Zählrate.

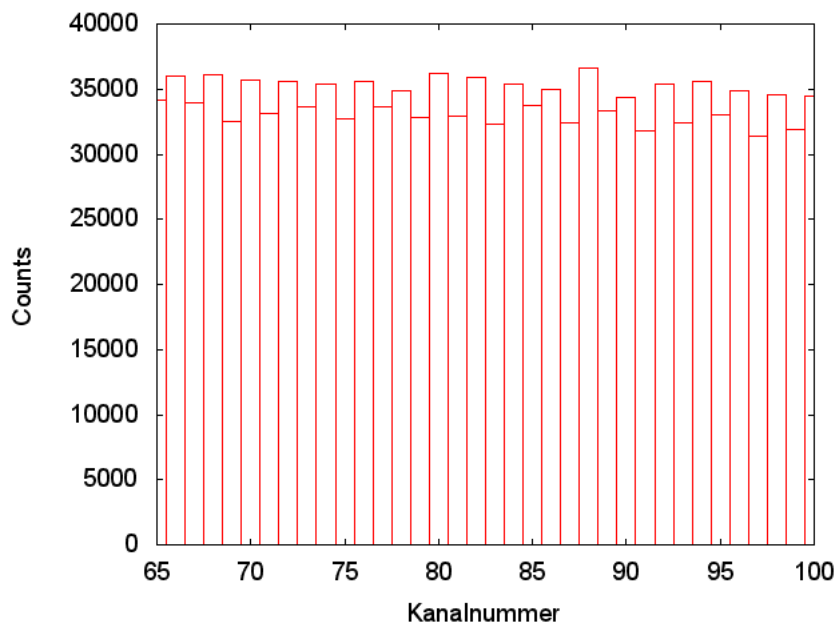


Abbildung 4.10: Ausschnitt aus dem Histogramm der Anzahl der Events, die jeweils einem Kanal in X-Richtung zugeordnet wurden. Jeder zweite Kanal hat eine verminderte Zählrate.

### Funktion des Event-Filters

Die auf die Auslesestruktur treffenden Ladungswolken haben unterschiedliche Größen und können durchaus auf mehrere benachbarte Auslestreifen treffen, wie etwa in Abb. 3.10 zu sehen. Dies hat zur Folge, dass benachbarte Kanäle am CIPix gleichzeitig ein Signal über der Diskriminatorschwelle liefern. In Abb. 4.11 ist dies schematisch etwa für die X-Richtung zu sehen. Man unterscheidet dabei zwischen “Single-Events“, bei denen jeweils nur ein Kanal aktiv ist, “Double-Events“ mit zwei benachbarten aktiven Kanälen, “Triple-Events“ mit drei benachbarten aktiven Kanälen und allgemein “Multiple-Events“ mit mehr als drei benachbarten aktiven Kanälen. Einem Event soll jedoch schließlich nur eine Position (x, y) zugeordnet werden. In der Abbildung soll etwa den Signalen auf Kanal 3 und 4 ein Event mit der X-Koordinate von entweder 3 oder 4 zugeordnet werden. Diese Zuordnung wird im Event-Filter implementiert. Dabei ist die Zuordnung bei Single-Events trivial. Bei Triple-Events wird das Neutron dem mittleren Kanal zugeordnet. Bei einem Double-Event ordnete der Event-Filter in der Version, in der er bisher eingesetzt wurde, das Neutron dem Kanal mit der größeren Kanalnummer zu und schob es somit immer nach rechts; in dem gezeigten Fall also auf Kanal 4.

Bei der Analyse der Rohdaten zeigte sich, dass Single- und Triple-Events gleich-

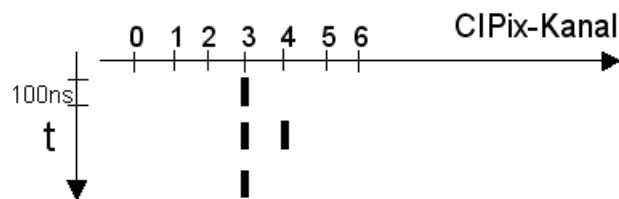


Abbildung 4.11: Zur Veranschaulichung der Funktion des Event-Filters. Ein schwarzer Balken hat dabei die Bedeutung “Signal über Diskriminatorschwelle“. Es handelt sich hier um ein Double-Event.

mäßig über die gesamte Detektorfläche verteilt sind und somit nicht für die höhere Zählrate auf Kanälen mit einer geraden Nummer verantwortlich sind. Bei Double-Events zeigte sich jedoch eine Besonderheit: Double-Events treten etwa 15% häufiger auf den Kanälen 1 und 2 oder 3 und 4 etc. auf als auf den Kanälen 0 und 1, 2 und 3 etc. Mit anderen Worten: Double-Events mit einer geraden Nummer des rechten Kanals sind häufiger. Dies führt zusammen mit dem Event-Filter, der Double-Events grundsätzlich nach rechts schiebt, zu dem beobachteten Streifenmuster. Das gleiche gilt für die Y-Koordinate; hier schiebt der Event-Filter in der alten Version grundsätzlich nach oben.

Als Grund für die genannte Verteilung von Double-Events wird eine kapazitive Kopplung der einzelnen Kanäle auf der Auslesestruktur vermutet, die etwa zwischen Kanal 1 und 2 größer ist als zwischen Kanal 0 und 1. Trifft nun eine große Ladungsmenge etwa Kanal 3, wie es in Abb. 4.11 dargestellt ist, so kommt es vor, dass das Signal auf die benachbarten Kanäle 2 und 4 überspricht. Dabei ist das Übersprechen auf Kanal 4 etwas stärker, sodass das Signal auf Kanal 4 zumindest zeitweise über der

Diskriminatorschwelle liegt, auf Kanal 2 jedoch nicht. Es kommt also zu der dargestellten Signalverteilung des Double-Events mit drei Taktzyklen “Over Threshold“ für den linken Kanal und nur einem Taktzyklus für den rechten. Solche Verteilungen ließen sich in den Rohdaten überproportional häufig feststellen.

Diese Kopplung der Kanäle tritt auf der Auslesestruktur auf und nicht etwa in den Zuleitungen zum CIPix oder innerhalb des CIPix. Denn bei Verwendung der Rückseite der Auslesestruktur, die die entsprechende Leiterbahnstruktur gerade gespiegelt enthält, tritt die höhere Zählrate gerade bei Kanälen mit einer ungeraden Nummer auf.

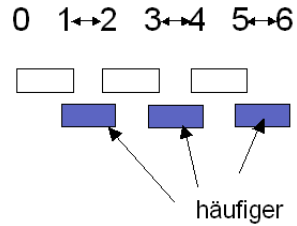


Abbildung 4.12: Double-Events mit einer geraden Nummer des rechten Kanals sind häufiger.

### Modifikation des Event-Filters

Der Event-Filter berücksichtigte in seiner bisherigen Form nicht die Dauer der Signale. Mit einem Event-Filter, der nun bei Double-Events nicht grundsätzlich nach rechts schiebt, sondern den Kanal mit der maximalen Zeitdauer des Signals ermittelt und diesem Kanal das Event zuordnet, lässt sich der Effekt, der zum Streifenmuster führt, korrigieren. Es wird somit der Ladungsschwerpunkt bestimmt. In dem abgebildeten Beispiel führt eine solche Verteilung des Signal also zu einem Event auf Kanal 3.

Der neu implementierte Event-Filter reduziert den Unterschied der Zählraten von geraden und ungeraden Kanälen von 8% auf unter 1%.



# 5 Integration des CASCADE-Detektors in RESEDA

In diesem Kapitel werden zwei Wege zur Integration der Ansteuerung und Messdatenübertragung des CASCADE-Detektors in die Instrumentensteuerung des NRSE-Spektrometers RESEDA am FRM II vorgestellt, die im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelt wurden.

## 5.1 Das NRSE-Spektrometer RESEDA

RESEDA (Resonance Spin Echo for Diverse Applications ) ist ein Neutronen-Resonanz-Spinecho-Spektrometer an der Forschungsquelle Heinz Meier-Leibnitz (FRM II) der TU München. Um gleichzeitig unter zwei verschiedenen Streuwinkeln messen zu können, ist RESEDA mit zwei kompletten sekundären Spektrometerarmen ausgestattet (siehe Abb. 5.1). Sowohl der primäre als auch die beiden sekundären Spektrometerarme enthalten identische Spinpräzessionsregionen. RESEDA kann dabei als reines NRSE-Spektrometer mit je zwei Spinflipper-Spulen pro Spektrometerarm betrieben werden, oder aber mit zusätzlichen NSE-Spulen, die sich zwischen den NRSE-Spulen befinden. Abhängig von der Betriebsart, werden kleine Spinecho-Zeiten bis 1 ps (unter Verwendung der NSE-Spulen) oder große Spinechozeiten von bis zu 10 ns mit Bootstrap-NRSE-Spulen erreicht.

Das gesamte Spektrometer ist von einer Abschirmung aus  $\mu$ -Metall umgeben. Magnetische Streufelder werden sehr effektiv unterdrückt und die beiden sekundären Spektrometerarme entkoppelt, sodass eine gleichzeitige Messung mit beiden sekundären Armen möglich wird.

Der FRM II ist mit einer thermischen Leistung von 20 MW optimiert für die Erzeugung eines hohen Neutronenflusses. Das Konzept basiert auf dem Einsatz eines Kompaktkerns, der ein einziges zylinderförmiges Brennelement mit hochangereichertem Uran enthält. Dieses befindet sich im Zentrum eines mit schwerem Wasser ( $D_2O$ ) gefüllten Moderatortanks. Die Kühlung erfolgt mit leichtem Wasser im Reaktorbecken. Die kompakte Bauweise des Brennelements führt dazu, dass mehr als 70% der Neutronen die Uranzone verlassen und in einem Abstand von 12 cm von der Oberfläche des Brennelements das Maximum der thermischen Neutronenflussdichte von etwa  $8 \cdot 10^{14} \frac{\text{Neutronen}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$  aufbauen. In diesem Bereich befindet sich ein zusätzlicher Tank, die sogenannte kalte Quelle, die 15 l flüssiges Deuterium bei einem Druck von 150 kPa und einer Temperatur von 25 K enthält [31]. Die Neutronen werden hier weiter moderiert. Es werden also kalte Neutronen erzeugt. Hier beginnt der Neutronenleiter der Länge 65 m, der diese kalte Quelle mit dem Experiment

RESEDA verbindet. Dem Neutronenleiter folgt ein Geschwindigkeitsselektor und ein Polarisator. Die Neutronen werden anschließend über Koppelpulen in den primären Spektrometerarm geleitet. [14, 15]

In RESEDA werden zum einen ein  $^3\text{He}$ -Zählrohr zur Neutronendetektion eingesetzt und zum anderen aber auch seit neuestem ein CASCADE-Detektor, der MIEZE-Messungen ermöglicht. Teil dieser Arbeit war nun die Integration der Detektoransteuerung und Datenaufnahme in die bestehende RESEDA-Instrumentensteuerung, die die Einstellung zahlreicher Instrumentenparameter wie Spulenströme, Stärke und Frequenz der HF-Felder usw. übernimmt. Die Integration ist in vielfacher Hinsicht notwendig. Etwa zum "Tunen" des Spektrometers, d. h. zur Bestimmung des Spinechopunktes, ist es unverzichtbar die Instrumentenparameter häufig zu verändern und die Veränderung der Zählrate zu bestimmen. Eine automatisierte Ermittlung der Antwort auf die Veränderung der Instrumentenparameter vereinfacht die Messungen erheblich im Vergleich zu einer manuellen Ermittlung.



Abbildung 5.1: Der Strahlplatz RESEDA am FRM II. Zu sehen ist im Vordergrund der primäre Spektrometerarm und die Probenposition. Im Hintergrund die beiden sekundären Spektrometerarme mit den Detektoren in den schwarzen Abschirmungskästen.



Neutronenleiter	NL5
Länge des Neutronenleiters	65 m
Querschnitt des Neutronenleiters	30x30 mm <sup>2</sup>
Wellenlängenselektor	Geschwindigkeitsselektor (max. 28000 rpm)
Wellenlängenbereich	$\lambda = 4.5 - 12 \text{ \AA}$
Polarisator	Cavity (Länge 2 m)
Fluss an der Probenposition	$\Phi \geq 10^7 \frac{\text{Neutronen}}{\text{s}\cdot\text{cm}^2} (\lambda = 4 \text{ \AA})$
Länge der Spektrometerarme	2.6 m
Magnetfeldabschirmung	$\mu$ -Metall (doppelt)
Max. Stärke des Magnetfeldes	$B = 300 \text{ G}$
Spinechozeit	$\tau = 0.001 \text{ ns} \dots 10 \text{ ns}$
Energieauflösung	0.05...600 $\mu\text{eV}$
Max. Streuwinkel	$\alpha = 132^\circ$
Max. Streuvektor	$q = 2.3 \text{ \AA}^{-1} (\lambda = 4 \text{ \AA})$
Anzahl sekundärer Spektrometerarme	2
Analysator	Bender
Detektoren	<sup>3</sup> He-Zählrohre und CASCADE-Detektor

Tabelle 5.1: Technische Daten von RESEDA [22]

## 5.2 Messdatenaufnahme und Steuerung des Detektors mit einem Mac-System

Die Kommunikation des CASCADE-Detektors mit dem Messrechner erfolgt über eine optische Schnittstelle. Eingesetzt wird hier ein kommerziell erhältliches System der Firma Struck Innovative Systeme GmbH [29]. Die Modulkarte SIS1100-OPT befindet sich auf der Detektorseite und ist direkt auf dem FPGA-Board montiert und mit diesem verbunden. Über diese Subkarte wird der bidirektionale Link mit einem Glasfaserkabel zu einem Messrechner hergestellt, der seinerseits mit der PCI-Karte SIS1100 und der darauf befindlichen Subkarte SIS1100-OPT ausgestattet ist. Daten lassen sich nun mit einer Bandbreite von 80 MByte/s übertragen.

Da die RESEDA-Instrumentensteuerung auf einem Mac-System basiert, wurde die

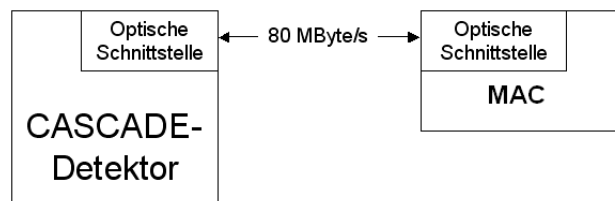


Abbildung 5.2: Ansteuerung des Detektors mit einem MAC-System

Ansteuerung der PCI-Karte und aller für die Kommunikation mit dem Detektor wichtigen Befehle auf einem Mac implementiert. Dazu stand kein Treiber des Herstel-

lers Struck zur Verfügung, sondern nur eine einfache Version, die im Rahmen eines Forschungsprojektes am DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) entwickelt wurde [17]. Die benötigten Funktionen wurden in die vorhandene CASCADE-Detektor Hardware-Library integriert. Somit steht nun eine C++-Klassenbibliothek zur Ansteuerung des CASCADE-Detektors mit einem Mac-System zur Verfügung.

Während der Entwicklung zeigte sich jedoch, dass die maximal erreichbare Übertragungsgeschwindigkeit sehr gering ist und bei weitem nicht ausreicht, um etwa Messdaten während des Tunens des Spektrometers zu übertragen. Dies liegt an der eingeschränkten Funktionalität dieses Mac-Treibers. Ein Blocktransfer, wie er zur schnellen Übertragung großer Datenmengen benötigt wird, ist nicht implementiert. Als ein weiterer Nachteil erwies sich die mangelnde Kompatibilität des verfügbaren Treibers für verschiedene -insbesondere neuere- Versionen des Mac-Betriebssystems. Da der Aufwand einer fortlaufenden Aktualisierung des Treibers unverhältnismäßig groß ist, wurde folgende zweite Lösung entwickelt.

### 5.3 Messdatenaufnahme und Steuerung des Detektors über TCP/IP

Als zweite Lösung zur Ansteuerung des CASCADE-Detektors mit der auf einem Mac-System basierenden RESEDA-Instrumentensteuerung wurde ein Server/Client-Modell basierend auf TCP/IP entwickelt. Dazu erfolgt die Verbindung des Detektors nicht direkt mit dem Mac-System, sondern über einen Windows-PC. Mit dem Glasfaserkabel des optischen Links wird also der Detektor mit dem Windows-PC, der die entsprechende SIS1100-Karte enthält, verbunden. Für Windowssysteme werden vom Hersteller Struck voll funktionsfähige und regelmäßig aktualisierte Treiber bereitgestellt. Auf dem Windows-PC kann nun ein Server-Programm laufen, das einerseits die C++-Klassenbibliothek zur direkten Ansteuerung der CASCADE-Hardware enthält und andererseits über eine Netzwerkverbindung mit der RESEDA-Instrumentensteuerung kommuniziert. Dieses Konzept soll im folgenden vorgestellt werden.

#### 5.3.1 Das TCP/IP-Referenzmodell

Das Internet Protocol -kurz IP- ist das in Computernetzwerken am weitesten verbreitete Netzwerkprotokoll und wird zur Vermittlung von Datenpaketen verwendet. Es ist die Implementierung der Internetschicht des TCP/IP-Modells. Dabei bildet IP die erste vom Übertragungsmedium (etwa Ethernet oder WLAN) unabhängige Schicht der Internetprotokoll-Familie. Das bedeutet, dass mittels IP-Adresse und der "subnet mask" Computer innerhalb eines Netzwerkes in logische Einheiten, so genannte Subnetze, gruppiert werden können. Auf dieser Basis ist es möglich, Computer in größeren Netzwerken zu adressieren und Verbindungen zu ihnen aufzubauen, ohne dass Kenntnisse über das Übertragungsmedium notwendig sind, da die logische Adressierung und nicht die physikalische Adressierung die Grundlage für das

Routing (Wegewahl und Weiterleitung von Netzwerkpaketen) ist.

Das Transmission Control Protocol (TCP) setzt in den meisten Fällen auf das Internet-Protokoll auf. Es ist ein Protokoll, das regelt, auf welche Art und Weise nun Daten zwischen Computern ausgetauscht werden sollen. Nahezu sämtliche aktuellen Betriebssysteme beherrschen TCP und setzen es für den Datenaustausch mit anderen Rechnern ein. Das Protokoll ist ein zuverlässiges, verbindungsorientiertes Transportprotokoll in Computernetzwerken. Im Unterschied zum verbindungslosen UDP (User Datagram Protocol) stellt TCP eine Verbindung zwischen zwei Endpunkten einer Netzverbindung (Sockets) her. Auf dieser Verbindung können in beide Richtungen Daten übertragen werden. Datenverluste werden erkannt und automatisch behoben, indem das fehlerhafte Datenpaket nochmals angefordert wird. Zudem wird auf die aktuelle Netzwerklast reagiert und somit Netzüberlastung verhindert. Daher ist TCP ein sehr weit verbreitetes Protokoll zur Datenübertragung. Beispielsweise wird TCP als fast ausschließliches Transportmedium für das WWW, E-Mail und viele andere weit verbreitete Netzdienste verwendet. Ein Nachteil des TCPs ist seine geringe Geschwindigkeit bzw. Effizienz im Vergleich zu UDP. Die Daten werden in kleine Datenpakete aufgeteilt und jedem dieser Datenpakete ein Datensatz, der als Header bezeichnet wird, vorangestellt. Dies ist nötig zur Verwaltung und Fehlerdetektion. Pro Datenpaket ergeben sich somit Daten von mindestens 20 Byte, die zusätzlich zu den Nutzdaten übertragen werden müssen. Zudem sendet der Empfänger nach jedem Empfang eine Bestätigung an den Empfänger und initiiert damit den Versand des folgenden Pakets. Nur wenn Datenpakete von mehreren kByte gebildet werden, ist das Verhältnis von Nutzdaten zu insgesamt übertragenen Daten angemessen groß.

Zusammenfassend kann man zur Funktionsweise von TCP/IP sagen, dass IP dafür sorgt, dass ein gesendetes Datenpaket seinen Ziel-Rechner erreicht und TCP die Datenübertragung kontrolliert und überprüft und den Datenstrom der Anwendung zur Verfügung stellt.

Ein großer Vorteil von TCP/IP ist seine Universalität, denn es ist an keinen Hersteller, kein bestimmtes Betriebssystem oder Übertragungssystem gebunden. Dies soll im Folgenden genutzt werden, um die Verbindung zwischen dem auf Windows basierten CASCADE-Mess-PC, der über einen optischen Link direkt mit der CASCADE-Hardware verbunden ist, und der MAC-basierten RESEDA-Instrumentensteuerung herzustellen. Dabei fiel die Wahl auf die Verwendung von TCP und nicht UDP, da es bei für diese Anwendung ausreichender Übertragungsgeschwindigkeit deutlich robuster gegen Störungen und Datenverlust ist.

#### 5.3.2 Das Server/Client-Modell

Der CASCADE-Detektor wird mit dem Windows-PC, der die entsprechende SIS1100-PCI-Karte enthält, mit einem Glasfaserkabel verbunden. Auf dem PC läuft das Server-Programm, das die C++-Klassenbibliothek (Hardware-Library) zur direkten Ansteuerung der CASCADE-Hardware enthält. Der Server wartet nun auf eine Verbindung mit dem Client-Rechner. Das in die RESEDA-Instrumentensteuerung

integrierte Client-Programm stellt eine Verbindung über das Netzwerk zum Server her. Server und Client können nun über TCP/IP miteinander kommunizieren. Dazu wurde ein ASCII-basiertes Protokoll entwickelt, welches auf TCP/IP aufsetzt. Der Aufbau dieses Protokolls, sowie die wichtigsten Funktionen, finden sich im Anhang. Der Client sendet einen Befehl etwa zur Einstellung von Messparametern an den Server, der ständig auf Anfragen wartet. Der Befehl wird vom Server interpretiert und entsprechend umgesetzt. Anschließend wird eine Bestätigung der erfolgreichen Ausführung, eine Fehlermeldung oder angeforderte Messdaten an den Client gesendet.

Im Test zeigten sich hohe Übertragungsgeschwindigkeiten. So konnten etwa Mess-

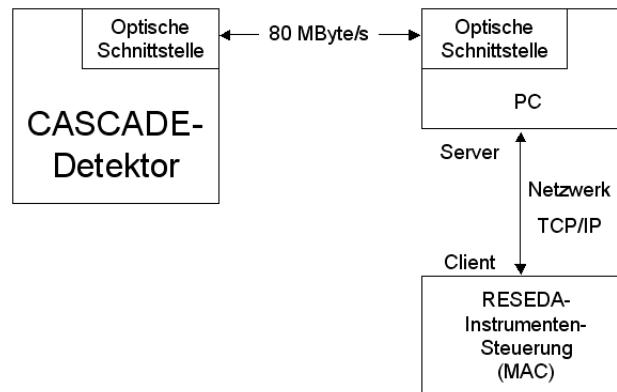


Abbildung 5.3: Prinzip des Server/Client-Modells

daten der Größe 8 MB in 70 ms übertragen werden. Somit steht nun ein voll funktionsfähiges System zur zuverlässigen Ansteuerung des CASCADE-Detektors im Experiment RESEDA zur Verfügung.

Ein großer Vorteil des Server/Client-Modells ist seine Flexibilität, denn es lassen sich mit geringem Aufwand neue Befehle integrieren und auf andere Systeme übertragen. So wird dieses Server-Programm nun auch innerhalb der Arbeitsgruppe am Physikalischen Institut bei einem orts- und zeitauflösenden Detektor mit ähnlicher Hardware in einem  $^3\text{He}$ -Spinecho-Experiment eingesetzt. Des Weiteren ermöglicht das Server/Client-Modell mit entsprechenden Sicherheitsvorkehrungen auch einen Remote-Zugriff auf das Experiment, was sich bei langen Messzeiten als nützlich erweist.

## 6 Strahlzeit am TRIGA-Reaktor in Mainz

Die in diesem Kapitel vorgestellten Messungen wurden im Oktober 2011 am Forschungsreaktor TRIGA des Instituts für Kernchemie der Universität Mainz durchgeführt. Diese Strahlzeit hatte zum Ziel, den CASCADE-Detektor sowie den Neutronenstrahl am verfügbaren Strahlplatz zu charakterisieren. Insbesondere die Ortsauflösung des CASCADE-Detektors in Abhängigkeit der Lage der Borschicht, in der das Neutron konvertiert wurde, konnte erstmals bestimmt werden.

### 6.1 Der TRIGA-Reaktor der Universität Mainz

Der TRIGA-Forschungsreaktor des Instituts für Kernchemie der Universität Mainz ist ein Reaktor in Schwimmbadreaktorbauweise, der im Dauerbetrieb eine thermische Maximalleistung von 100 kW hat. Der Reaktor vom Typ TRIGA Mark II wurde von der Firma General Atomics gebaut und im Jahr 1965 in Betrieb genommen. Die Abkürzung TRIGA steht dabei für "Training, Research, Isotope Production, General Atomic". In Abb. 6.1 ist der Reaktor mit Betonabschirmung in der Reaktorhalle zu sehen. Der Reaktorkern befindet sich etwa einen Meter über dem Hallenboden und ist mit einer Wassersäule der Höhe 5 m aus leichtem Wasser bedeckt. Da die thermische Leistung sehr gering ist, wird kein Kühlkreislauf benötigt, denn die Wärmeabgabe über die Betonwand an die Reaktorhalle ist ausreichend zur Kühlung des Reaktors.

Die Brennelemente bestehen aus 20%-ig angereichertem Uran und Zirkoniumhydrid. Der enthaltene Wasserstoff in dem Brennelement dient als Moderator. Ein Großteil der Moderation findet schon im Brennelement statt und nur ein kleiner Teil im Beckenwasser. Da nun die Temperatur des Brennstoffes sehr stark an die Temperatur des Moderators gekoppelt ist, führt eine Temperaturerhöhung des Brennstoffes sehr schnell zu einer Erhöhung der mittleren Geschwindigkeit der Neutronen. Da nun weniger Neutronen eine Kernspaltung verursachen können, wird der Reaktor sehr schnell unterkritisch und die Kettenreaktion kommt zum Erliegen. Dies ist ein besonderes Sicherheitsmerkmal des TRIGA-Reaktors und führt dazu, dass er im Pulsmodus betrieben werden kann. Dazu wird ein zentraler Regelstab aus dem Reaktorkern, der zuvor kritisch bei 50 W läuft, herausgeschossen. Der Reaktor wird prompt überkritisch und die Leistung steigt exponentiell mit einer sehr kurzen Zeitkonstanten an. Die daraus folgende Temperaturerhöhung bewirkt, dass der Reaktor nun wieder unterkritisch wird. Der Puls hat eine Dauer von etwa 30 ms und die Leistung steigt kurzzeitig auf 250 MW. Der Neutronenfluss im Reaktorkern beträgt bei einer Leistung von 100 kW durchschnittlich  $1.6 \cdot 10^{12} \frac{n}{cm^2 \cdot s}$  und steigt im Pulsbetrieb auf  $4 \cdot 10^{15} \frac{n}{cm^2 \cdot s}$  an [6, 11, 16].

6 Strahlzeit am TRIGA-Reaktor in Mainz

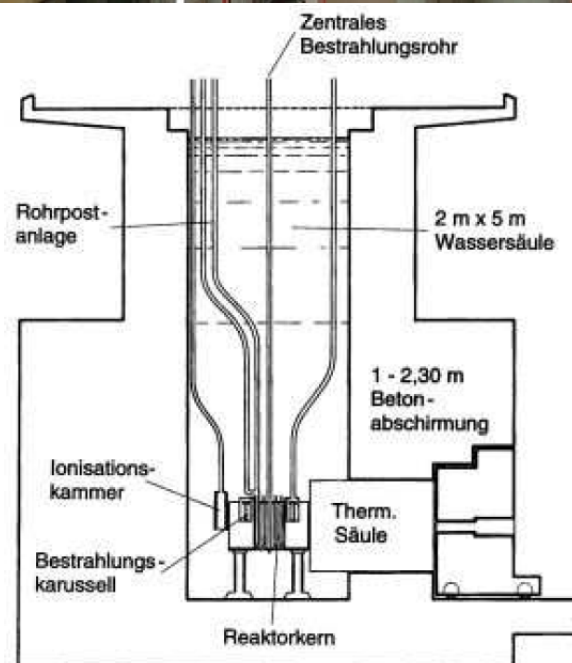


Abbildung 6.1: Die Reaktorhalle und Längsschnitt des TRIGA-Reaktors in Mainz [16, 6].

Neben den in Abb. 6.1 schematisch dargestellten Bestrahlungsrohren, die zur Isotopenproduktion und Aktivierungsanalyse verwendet werden, enthält der Reaktor vier Strahlrohre und eine Thermische Säule, die aus einem Graphitmoderator besteht. Die Messungen, die mit dem CASCADE-Detektor vorgenommen wurden, fanden hinter der Thermischen Säule statt. Laut Angabe auf der Webseite des Instituts für Kernchemie erreicht der Neutronenfluss bei einer Leistung von 100 kW etwa  $10^9 \frac{n}{cm^2 \cdot s}$  und im Pulsbetrieb  $2 \cdot 10^{12} \frac{n}{cm^2 \cdot s}$  im Abstand von 30 cm hinter der thermischen Säule (d. h. noch innerhalb der Reaktorwand) [16].

## 6.2 Der Detektoraufbau

Der Detektor, der während dieser Strahlzeit eingesetzt wurde, besteht aus vier GEMs, die wie in Abb. 6.2 angeordnet sind. Zwei benachbarte GEMs werden jeweils durch ein Grid aus Kunststoff, das mit Aluminium beschichtet ist, getrennt, um eine kapazitive Kopplung der GEMs zu unterdrücken. Neben den vier CIPix-Chips zur Detektion der Signale auf der Auslesestruktur wird noch ein fünfter CIPix zum Auslesen der GEMs verwendet und somit die Identifikation der Borschicht, in der das Neutron konvertiert wurde, ermöglicht.

Der Spannungsteiler wurde so bemessen, dass bei einer Gesamtspannung  $U_0$  jeweils die Spannung  $U_{GEM} = \frac{4}{31} \cdot U_0$  an den einzelnen GEMs und zwischen unterster GEM und der Auslesestruktur abfällt und zwischen Grid und GEM die Spannung  $U_{Grid} = \frac{3}{31} \cdot U_0$  abfällt. Aus den Abständen benachbarter Elemente von 2 mm ergeben sich die jeweiligen Driftfelder. Zur Bestimmung der Betriebsspannung wurde zu Beginn der Strahlzeit die Zählrate in Abhängigkeit der Spannung  $U_0$  gemessen. Der Plateaubereich begann bei etwa 2900 V, sodass eine Betriebsspannung von  $U_0 = 3000$  V gewählt wurde.

Während der gesamten Strahlzeit wurde ein Gasgemisch von 82 : 18 ( $Ar : CO_2$ ) verwendet.

## 6.3 Messmethoden und Ergebnisse

### 6.3.1 Messung des Strahlprofils

Der Strahl tritt aus einer kreisförmigen Öffnung mit einer Durchmesser von etwa 3 cm aus der Reaktorwand aus. In Abb. 6.1 ist der Ort des Strahlplatzes mit einem roten Pfeil markiert. Das gemessene Strahlprofil für die Abstände 0 cm, 130 cm und 210 cm ist in Abb. 6.3 abgebildet. Deutlich zu erkennen ist die Form der kreisförmigen Öffnung im Bild des unmittelbar hinter der Öffnung platzierten Detektors (0 cm in logarithmischer Darstellung). Der Strahl tritt nicht zentriert aus der Öffnung aus, sondern er ist deutlich zum unteren Rand verschoben.

Dies führt offenbar dazu, dass ein Teil des Neutronenstrahls auf eine Kante der

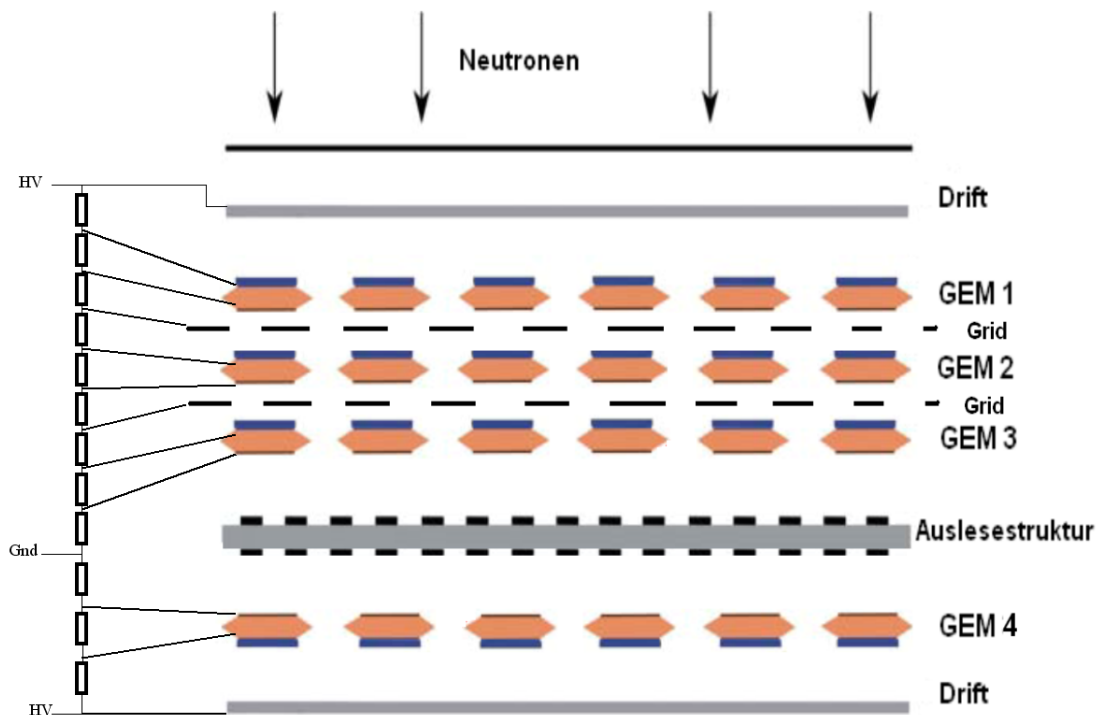


Abbildung 6.2: Der Detektoraufbau mit vier GEMs. Nicht eingezeichnet sind die Schutzwiderstände von jeweils  $10\text{ M}\Omega$  zwischen Spannungsteiler und den GEMs bzw. Grids, sowie die Kondensatoren zur Signalabkoppelung an den GEMs und zur Erdung der Grids.

Strahlführung trifft und aufgestreut wird. Dabei entstehen die in Abb. 6.3 zu sehenden Fahnen, die zueinander senkrecht und stark divergent sind.

Insgesamt wurde auf dem Detektor eine Zählrate von etwa  $33000 \frac{\text{Counts}}{\text{s}}$  gemessen. Im Zentrum des Strahles lag die Zählrate bei  $85 \frac{\text{Counts}}{\text{s}\cdot\text{Pixel}}$ .

Die Messung des Neutronenflusses durch eine Goldfolienaktivierung, die allerdings schon einige Jahre zurück liegt, ergab insgesamt  $10^6 \frac{\text{Neutronen}}{\text{s}}$ . Unter Berücksichtigung der theoretischen Detektoreffizienz waren daher Zählraten von etwa  $10^5 \frac{\text{Counts}}{\text{s}}$  zu erwarten. Um die Ursache dieser Diskrepanz von gemessener und erwarteter Zählrate zu bestimmen, ist eine erneute Messung mit einer Goldfolienaktivierung geplant.

### 6.3.2 Messung des Neutronenflusses des Reaktors im Pulsbetrieb

Eine Besonderheit der TRIGA-Reaktoren ist, dass sie gepulst betrieben werden können. Dazu wird ein zentraler Regelstab aus dem Reaktorkern, der zuvor kritisch bei  $50\text{ W}$  läuft, herausgeschossen. Der Reaktor wird prompt überkritisch und die Leistung steigt exponentiell mit einer sehr kurzen Zeitkonstante (etwa  $0.1\text{ ms}$ ) an, denn



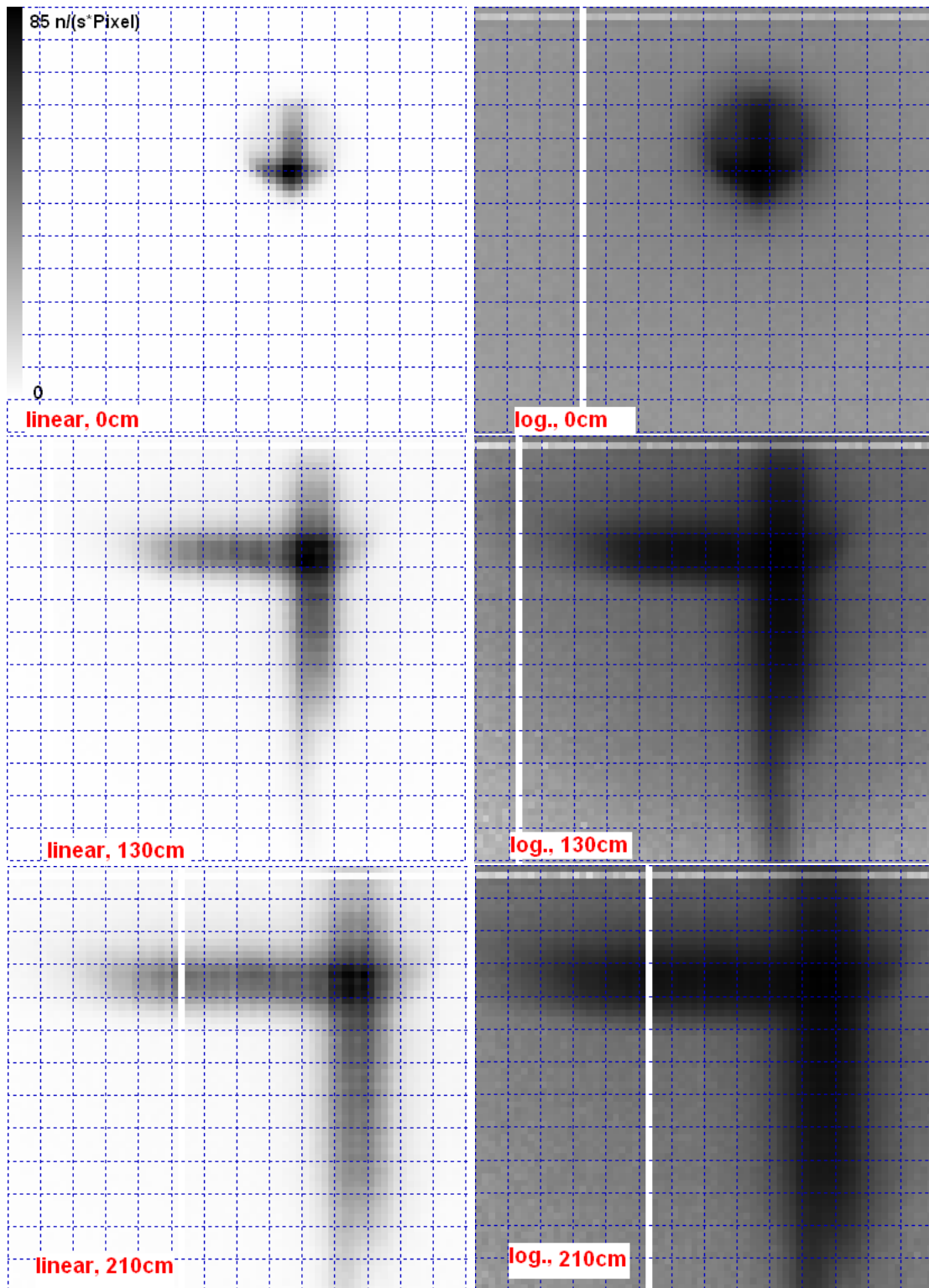


Abbildung 6.3: Das Strahlprofil in linearer und logarithmischer Darstellung der Zählrate. Angegeben sind die Abstände zum Strahlaustrittspunkt. Die Breite eines Pixels entspricht 1.56 mm. Die weißen Streifen entstanden durch defekte Vorverstärkerkanäle. Die Skala links oben gilt für alle Darstellungen auf der linken Seite.

schon allein die Anzahl der bei der Kernspaltung unmittelbar (d. h. innerhalb von etwa  $10^{-14}$  s) frei werdenden prompten Neutronen reicht aus, um die Reaktionsrate zu erhöhen. Die Zeitkonstante wird hier durch die Dauer der Neutronenmoderation vorgegeben. Reaktoren im Dauerbetrieb werden im Gegensatz dazu über die verzögerten Neutronen geregelt, die durch den Zerfall der Spaltprodukte entstehen und Zeitkonstanten von Sekunden bis Minuten vorgeben. Die aus der hohen Reaktorleistung im Pulsbetrieb folgende Temperaturerhöhung des Moderators bewirkt, dass die Neutronen, deren Spektrum nun zu höheren Energien verschoben ist, weniger Kernspaltungen auslösen können und der Reaktor als Folge wieder unterkritisch wird.

Der Puls hat eine Dauer von etwa 30 ms und die Leistung steigt kurzzeitig auf 250 MW. Der Neutronenfluss im Reaktorkern beträgt bei einer Leistung von 100 kW durchschnittlich  $1.6 \cdot 10^{12} \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$  und steigt im Pulsbetrieb auf  $4 \cdot 10^{15} \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$  an.

Der CASCADE-Detektor konnte an der thermischen Säule während des Pulses und den folgenden 150 s insgesamt etwa  $7 \cdot 10^5$  Neutronen zählen. Die verzögerten Neutronen, die dem etwa 30 ms dauernden Puls folgen, stammen aus den Zerfällen der Spaltprodukte. Wichtige Spaltprodukte, die Neutronen emittieren, und ihre Halbwertszeiten sind:  $^{89}\text{Br}$  (4.4 s),  $^{87}\text{Br}$  (55.6 s),  $^{137}\text{I}$  (24.5 s) und  $^{135}\text{Sb}$  (1.7 s).

Die Messung des Neutronenflusses des Reaktors im Pulsbetrieb erfolgte mit einer reduzierten Detektorspannung von  $U_0 = 2400$  V, da es zu diesem Zeitpunkt bei höheren Spannungen zu vereinzelt Überschlägen im Gasdetektorraum kam.

### 6.3.3 Untergrundmessung vor und nach Aktivierung

Das Eintrittsfenster des CASCADE-Detektors besteht aus verschiedenen Lagen aus Aluminium mit einer Dicke von insgesamt etwa 1.1 mm.  $^{27}\text{Al}$ , das eine natürliche Häufigkeit von 100% hat, wird durch Neutronen aktiviert (siehe Tab. 4.2). Es stellte sich die Frage, ob der Detektor empfindlich für die beim Zerfall des  $^{28}\text{Al}$  entstehende Betastrahlung mit einer Maximalenergie von 4.6 MeV oder für Gammastrahlung der Energie 1.8 MeV ist.

Um dies zu untersuchen, wurde bei einer Reaktorleistung von 100 kW, aber geschlossenem Shutter, der Untergrund gemessen. Dabei wurden 86 Ereignisse in 300 s gezählt. Dies entspricht  $2.87 \pm 0.31$  Counts in 10 s. Anschließend wurde der Shutter für eine Viertelstunde geöffnet und das im Detektor vorhandene Aluminium aktiviert. Diese Dauer reicht aus, da  $^{28}\text{Al}$  eine Lebensdauer von 3.23 min hat und sich nach 15 min ein Gleichgewicht zwischen Aktivierung und Zerfall gebildet hat. Danach folgten bei geschlossenem Shutter Messungen von jeweils 10 s Dauer. Insgesamt wurden 55 Ereignisse in 210 s gezählt. Dies entspricht  $2.61 \pm 0.35$  Counts in 10 s. Der zeitliche Verlauf der Zählrate ist in Abb. 6.4 dargestellt. Wäre der Detektor empfindlich für die Beta- oder Gammastrahlung des  $^{28}\text{Al}$ , so sollte sich unmittelbar nach der Aktivierung ein erhöhter Untergrund feststellen lassen, der mit der Lebensdauer des  $^{28}\text{Al}$  von  $\tau = 3.23$  min abfällt.

Der bei dieser Strahlintensität innerhalb der Messgenauigkeit unveränderte Untergrund zeigt, dass der CASCADE-Detektor unempfindlich für die beim Zerfall des  $^{28}\text{Al}$  entstehende Strahlung ist.

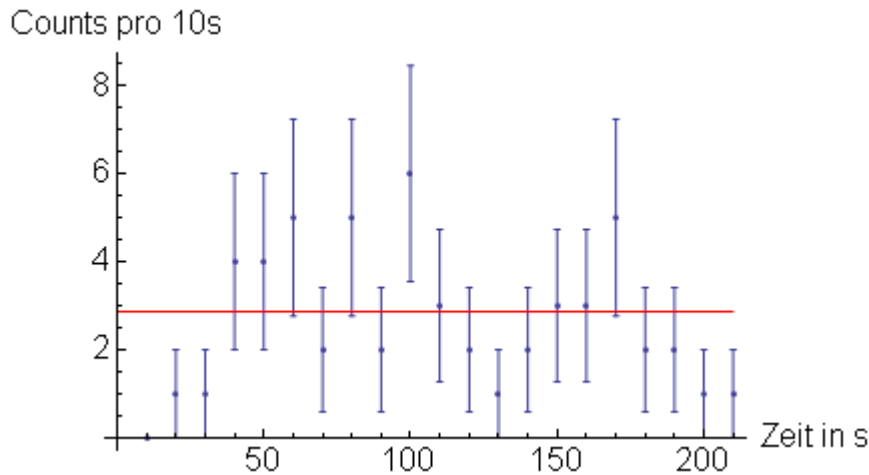


Abbildung 6.4: Verlauf der Zählrate nach Aktivierung im intensiven Neutronenstrahl. In rot ist die durchschnittliche Zählrate vor der Aktivierung angegeben.

### 6.3.4 Messung der Strahldivergenz

Die Strahldivergenz und die Ortsauflösung des Detektors können gleichzeitig mit einem Verfahren bestimmt werden, das im Folgenden vorgestellt wird.

Zuerst sei vereinfachend angenommen, dass der Strahl divergenzfrei ist. Dann kann zur Bestimmung der Ortsauflösung des CASCADE-Detektors mit Hilfe einer Cadmiumkante die Edge-Spread-Function (ESF) gemessen werden. Dazu wird ein Teil des Neutronenstrahls durch ein Cadmiumblech als Absorbermaterial mit einer geraden Kante abgedeckt. Zur Normierung wird das Verhältnis aus dem Bild mit Kante und dem entsprechenden Bild ohne Kante gebildet, um Detektor- und Strahlinhomogenitäten auszugleichen. Die so bestimmte relative Zählrate sollte im vom Cadmiumblech abgedeckten Bereich Null erreichen und im nicht abgedeckten Bereich den Wert Eins. Die Breite des Übergangs gibt die Detektorauflösung an. Die Form der Edge-Spread-Function soll im folgenden hergeleitet werden:

Die Neutronenintensitätsverteilung durch den Schatten des Cadmiumblechs wird durch die Stufenfunktion

$$\Theta(l(x, y)) = \begin{cases} 0 & , l(x, y) < 0 \\ 1 & , l(x, y) \geq 0 \end{cases} \quad (6.1)$$

beschrieben, wobei

$$l(x, y) = \frac{y - a \cdot x - b}{\sqrt{a^2 + 1}} \quad (6.2)$$

der vorzeichenbehaftete Abstand eines Punktes  $(x, y)$  von der Kante ist, die durch die Gerade  $a \cdot x + b$  beschrieben wird.  $l(x, y)$  ist dabei für Punkte, die unterhalb der Geraden liegen, negativ und für Punkte, die oberhalb der Geraden liegen, positiv.

Durch Faltung dieser Funktion  $\Theta(l(x, y))$  mit der Point-Spread-Funktion

$$PSF(r) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}, \quad (6.3)$$

die hier als gaußförmig angenommen wird, erhält man das Bild  $f(x, y)$  der Kante:

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \Theta(l(x, y) - r) \cdot \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} dr \quad (6.4)$$

$$= \frac{1}{2} \cdot \text{Erf}\left(\frac{l(x, y)}{\sqrt{2}\sigma}\right) \quad (6.5)$$

$$= \frac{1}{2} \cdot \text{Erf}\left(\frac{y - a \cdot x - b}{\sqrt{2}\sigma\sqrt{a^2 + 1}}\right) \quad (6.6)$$

Hierbei bezeichnet Erf die Gaußsche Fehlerfunktion (Errorfunction). Das Bild der Cadmiumkante sollte sich also durch das Modell

$$f(x, y) = A \cdot \text{Erf}\left(\frac{y - a \cdot x - b}{s \cdot \sqrt{a^2 + 1}}\right) + B \quad (6.7)$$

beschreiben lassen. Aus dem Fitparameter  $s$  lässt sich die Standardabweichung  $\sigma = \frac{s}{\sqrt{2}}$  bzw. die Halbwertsbreite  $FWHM = 2 \cdot \sqrt{\ln 2} \cdot s$  der PSF bestimmen. Die Fitparameter  $a$  und  $b$  geben die Lage der Kante im Bild an.

In Abb. 6.5 ist ein Ausschnitt eines Bildes mit Cadmiumblech zu sehen. Bereiche mit einer relativen Zählrate von Null sind weiß dargestellt und Bereiche mit einer relativen Zählrate von Eins sind schwarz dargestellt. In rot ist die Gerade mit der Geradengleichung  $a \cdot x + b$ , die die Lage der Kante angibt, eingetragen. Der Bereich, der für den Fit herangezogen wurde, ist blau unterlegt.

Das Cadmiumblech wird dabei leicht schräg zu den Achsen des Detektors ausgerichtet, um zu erreichen, dass die Kante manche Pixel zentral und manche nur streifend trifft. Durch diese Mittelung wird die Messung unabhängig von der ansonsten zufälligen Lage der Cadmiumkante in Bezug auf die Streifen der Auslesestruktur.

Ist der Neutronenstrahl nun divergent, so wird durch den Halbschatten der Kante eine weitere Verbreiterung des Bereiches, in dem die relative Zählrate von Null auf den Wert Eins ansteigt, bewirkt. Dabei ist die Breite des Halbschattens proportional zum Abstand  $d$  des Cadmiumbleches vom Detektor. Wird diese weitere Verbreiterung auch als gaußförmig angenommen, so ergibt sich, da die Faltung zweier Gaußverteilungen wieder eine Gaußverteilung mit addierter Varianz ergibt:

$$s_{exp}^2 = s_{Div}^2 + s_{Det}^2 \quad (6.8)$$

$$= (\tan(\alpha) \cdot d)^2 + s_{Det}^2 \quad (6.9)$$

$$\Rightarrow s_{exp} = \sqrt{(\tan(\alpha) \cdot d)^2 + s_{Det}^2} \quad (6.10)$$

Wird nun der Abstand  $d$  zwischen Cadmiumblech und Detektor variiert und die Breite der Kante im Bild  $s_{exp}$  durch einen Fit nach Gleichung 6.7 ermittelt, so lassen sich die Divergenz  $\alpha$  und die Ortsauflösung  $s_{Det}$  bestimmen.

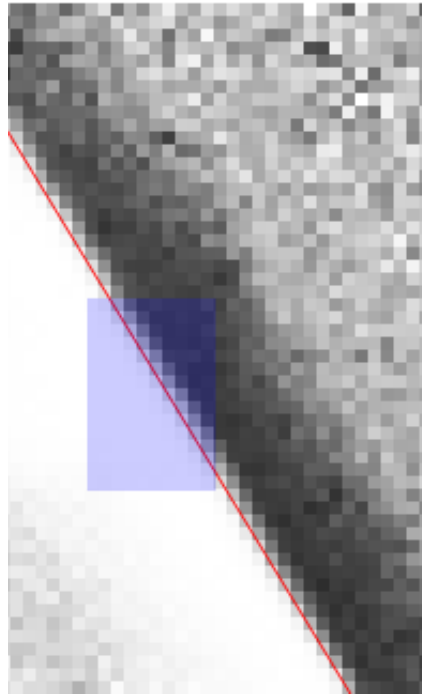


Abbildung 6.5: Ausschnitt aus dem Bild der Kante. Mit rot ist die Gerade und mit blau der Fitbereich markiert.

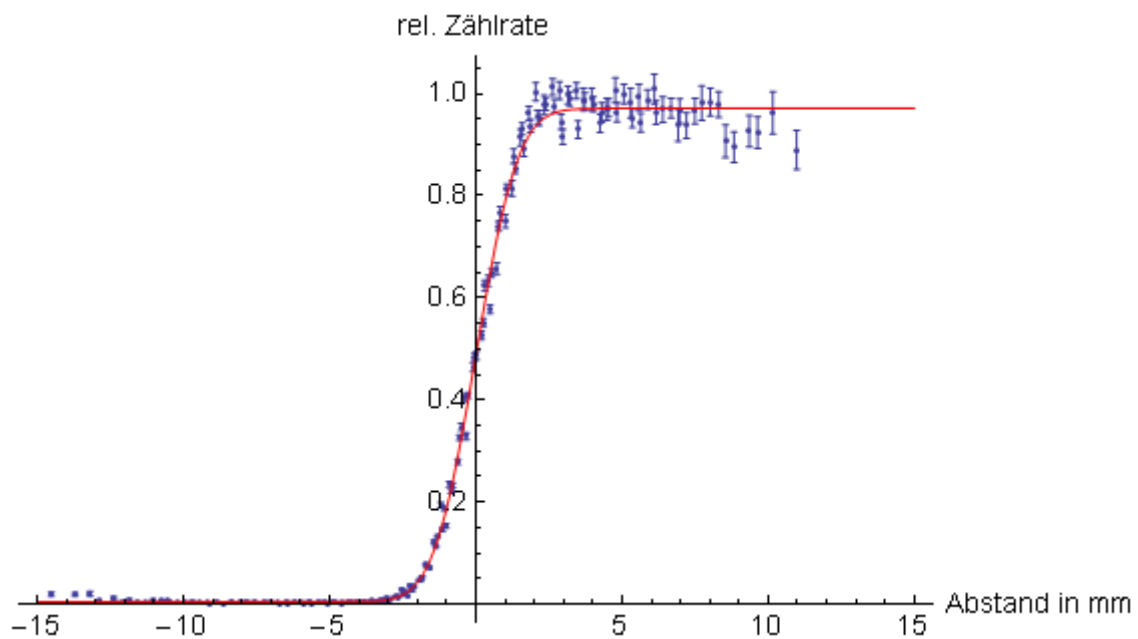


Abbildung 6.6: Relative Zählraten der einzelnen Pixel als Funktion des Abstandes zwischen Pixel und der Geraden entlang der Cadmiumkante.

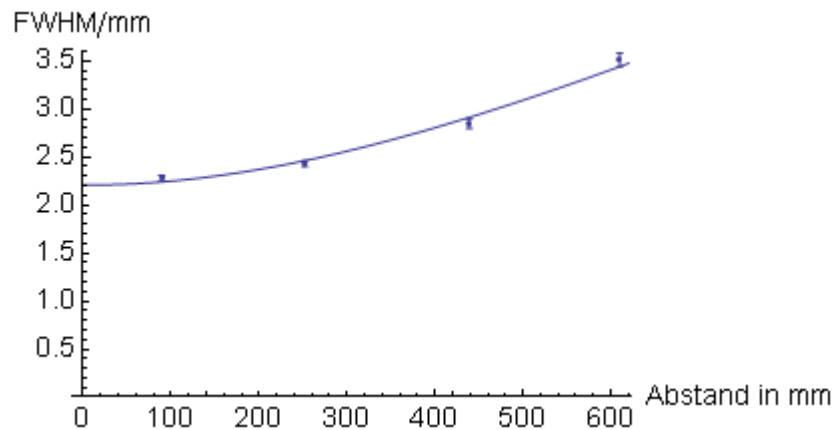


Abbildung 6.7: Die Halbwertsbreite des Bildes der Cadmiumkante ohne Kollimator in Abhängigkeit vom Abstand des Cadmiumbleches von der ersten Borschicht. Dargestellt ist auch die sich nach Gleichung 6.10 ergebende an die Messwerte angepasste Funktion.

### Die Divergenz ohne Kollimator

Als Fitbereich für die Bestimmung der Halbwertsbreite wurde das Zentrum des Strahles, der Bereich der maximalen Intensität, verwendet. Es ergeben sich hier für die Fits nach Gleichung 6.7 Werte von 3 bis 4 für das reduzierte  $\chi^2$ . In Abb. 6.7 sind die Ergebnisse der Messung der Halbwertsbreite für verschiedene Abstände des Cadmiumblechs zum Detektor aufgetragen. An diese Werte wurde nun eine Funktion nach Gleichung 6.10 angepasst (red.  $\chi^2 = 1.3$ ).

Es ergibt sich eine Divergenz von  $\alpha = (0.25 \pm 0.01)^\circ$ .

Da es - wie in Abb. 6.3 klar ersichtlich - Bereiche des Strahles gibt, die deutlich divergenter sind, wurde für diese Bereiche die Divergenz separat durch Messung der lateralen Ausdehnung der im Bild erkennbaren Strukturen abgeschätzt. Hier ergibt sich eine Divergenz von  $(2.0 \pm 0.3)^\circ$  in horizontaler Richtung.

### Die Divergenz mit Kollimator

Der Kollimator wurde so ausgerichtet, dass seine gadoliniumbeschichteten Lamellen senkrecht zum Hallenboden stehen. Die Divergenz wird also in horizontaler Richtung eingeschränkt. Für das Zentrum des Strahles lässt sich kein Unterschied in der Divergenz feststellen. Für die äußeren Bereiche wurde wieder wie oben abgeschätzt. Hier reduziert sich die Divergenz auf  $(0.6 \pm 0.3)^\circ$  und stimmt somit gut mit der Angabe des Herstellers des Kollimators von einem halben Grad überein.

Während dieser Messung zeigte sich, dass im Neutronenstrahl auch sehr viele epithermische Neutronen vorhanden sind. Dies konnte durch Abdeckung des Neutronenstrahls mit einem Cadmiumblech bestimmt werden. Da  $^{113}\text{Cd}$ , das zu etwa 12% in natürlichem Cadmium vorkommt, einen sehr großen Wirkungsquerschnitt für die Absorption thermischer Neutronen hat, der sehr schnell mit steigender Neutronenenergie abfällt, können nur epithermische Neutronen das Blech durchdringen [4].

Wurde der Neutronenstrahl durch ein Cadmiumblech abgedeckt, so verringerte sich die Zählrate auf etwa 3 Prozent. Der Anteil der epithermischen Neutronen liegt aber höher als dieser Wert, da der CASCADE-Detektor weniger sensitiv für epithermische Neutronen ist, denn der Wirkungsquerschnitt der Neutronenabsorptionsreaktion von  $^{10}\text{B}$  nimmt ab mit steigender Neutronenenergie (typischer  $\frac{1}{v}$ -Abfall).

### 6.3.5 Messung der Ortsauflösung des CASCADE-Detektors

Diese Strahlzeit hatte zum Ziel, den CASCADE-Detektor zu charakterisieren. Insbesondere die Ortsauflösung des CASCADE-Detektors in Abhängigkeit der Lage der Borschicht, in der das Neutron konvertiert wurde, sollte erstmals bestimmt werden. Dies ist möglich, da Ladungssignale an den einzelnen GEMs ausgelesen werden und sich somit die Borschicht, in der ein Neutron konvertiert wurde, bestimmen lässt (siehe Kapitel 2). Dabei macht man sich zunutze, dass eine Ladungswolke, die durch das Loch einer GEM driftet und dort auch gasverstärkt wird, eine Spiegelladung auf den beiden Kupferschichten der GEM influenziert. Somit lässt sich durch eine Messung von Ladungspulsen an den einzelnen GEMs ermitteln, an welcher Borschicht das Neutron konvertiert wurde. Verschiedene Einflüsse auf die Ortsauflösung, wie die Aufweitung des Neutronenstrahls durch Streuung im Detektor oder die laterale Ausdehnung der Ladungswolke, lassen sich so prinzipiell untersuchen. So könnten etwa in Zukunft durch Variation der Driftfelder oder der Gasverstärkungen, wodurch die Neutronenstreuung nicht beeinflusst wird (im Gegensatz zur lateralen Ausdehnung der Ladungswolke), diese Effekte unterschieden werden.

Wie in Abb. 6.7 ersichtlich ist, liegt die Ortsauflösung des CASCADE-Detektors bei 2.2 mm, wenn die Neutronen nicht einer bestimmten GEM zugeordnet werden, d. h. wenn nicht im sogenannten Korrelationsmodus gemessen wird. In Tab. 6.1 sind die ermittelten Halbwertsbreiten der Point-Spread-Function für die verschiedenen GEMs zusammengefasst. Hier wurde im Korrelationsmodus gemessen. Die Verbreiterung, die sich durch die Divergenz des Strahles ergibt, wurde korrigiert. Nach Gleichung 6.10 errechnet sich die korrigierte Halbwertsbreite  $s_{Det}$  aus der gemessenen Halbwertsbreite  $s_{Exp}$  bei bekannter Divergenz  $\alpha$  und Abstand  $d$  zwischen Cadmiumblech und GEM nach:

$$s_{Det} = \sqrt{s_{Exp}^2 - (\tan(\alpha) \cdot d)^2} \quad (6.11)$$

Wie der Vergleich der in Tab. 6.1 aufgelisteten korrigierten mit den unkorrigierten Werten zeigt, hat die Strahldivergenz nur einen sehr geringen Einfluss.

Deutlich zu erkennen ist die Verschlechterung der Ortsauflösung bei Messungen im Korrelationsmodus und mit zunehmender Tiefe der Absorption im Detektor. Letzteres könnte durch eine Aufweitung des Neutronenstrahls verursacht werden, der erst durch das Eintrittsfenster aus Aluminium und anschließend durch GEM 1, Grid, GEM 2, Grid, GEM 3, Auslesestruktur und GEM 4 tritt (vgl. Abb. 6.2). Insbesondere in der Auslesestruktur (mit einer 100  $\mu\text{m}$  dicken Teflonfolie als Trägermaterial) kommt es zu einer Neutronenstreuung, die die Ortsauflösung des CASCADE-Detektors verschlechtert, wie der Vergleich der Halbwertsbreiten in Tab. 6.1 für

	$s_{Exp}$	$\Delta s_{Exp}$	$s_{Det}$	$\Delta s_{Det}$
GEM	$FWHM/mm$	$\Delta FWHM/mm$	$FWHM_{korr}/mm$	$\Delta FWHM_{korr}/mm$
1	2.68	0.05	2.67	0.05
2	2.78	0.05	2.77	0.05
3	2.91	0.04	2.90	0.05
4	3.10	0.05	3.09	0.05

Tabelle 6.1: Bestimmung der Halbwertsbreite der Point-Spread-Function für die verschiedenen GEMs ohne und mit Korrektur der Strahldivergenz.

GEM 3 und GEM 4 zeigt.

Der erste Effekt, d. h. die Verschlechterung der Ortsauflösung im Korrelationsmodus, ist bisher nicht abschließend geklärt. Einen Anteil hat wohl die Tatsache, dass die Diskriminatorschwellen im T-CIPix sehr hoch eingestellt sind, um Signale, die durch die kapazitive Kopplung der GEMs auftreten, zu unterdrücken. Dies führt dazu, dass Ereignisse, bei denen das in der Borschicht entstehende Lithium- oder  $\alpha$ -Teilchen mit geringerer Energie aus der Borschicht austritt und damit eine kleinere Ladungswolke bildet, nicht detektiert werden. Da nun der Anteil der Ereignisse mit größeren Ladungswolken, deren Projektion der Ionisationsspur auf die Auslesestruktur entsprechend groß ist, erhöht wird, verschlechtert sich die Ortsauflösung. Um dies zu untersuchen sind weitere Experimente mit systematischer Variation der T-CIPix-Diskriminatorschwellen erforderlich.



## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Der Inhalt dieser Diplomarbeit war die Weiterentwicklung des CASCADE-MIEZE-Detektors, die Integration des Detektors in die Instrumentensteuerung des NRSE-Spektrometers RESEDA an der Forschungsquelle Heinz Meier-Leibnitz (FRM II) der TU München und die Charakterisierung des Detektors und des Strahlplatzes am TRIGA-Reaktor der Universität Mainz.

Es konnte gezeigt werden, dass die für MIEZE-Messungen notwendige Entkopplung der GEMs zum größten Teil schon durch die Entkopplung der Rahmen zur Halterung der GEMs erreicht werden kann. Ein kleiner Teil der kapazitiven Kopplung wird durch die Fläche der GEMs verursacht, die durch leitfähige Grids zwischen den GEMs unterbunden werden kann. Da dieser Anteil jedoch gering ist, haben unterschiedliche Eigenschaften der Grids, wie z. B. die Maschenweite, keinen bedeutenden Einfluss. Die Grids sollen auch Ladung absorbieren, um ein Anwachsen der Ladungswolken beim Durchgang durch mehrere GEMs zu verhindern. Daher können zukünftig noch weitere Messungen erfolgen, die diese Eigenschaft untersuchen, und auf dieser Grundlage kann dann ein Grid ausgewählt werden.

Der Abstand der einzelnen GEM-Folien konnte durch die Entwicklung von Kompaktmodulen halbiert werden. Dadurch können mehr Borschichten in der Nähe des Spinechopunktes platziert werden, wodurch die Effizienz bei MIEZE-Messungen steigt. Die Kompaktmodule aus zwei Edelstahlrahmen, die eine GEM fixieren, und dünnen Rahmen aus GFK zur Halterung des Grids haben eine Dicke von 2.3 mm.

Eine Asymmetrie des CASCADE-Detektors, die als Streifenmuster in der graphischen Darstellung der Messdaten während einer Testmessung aufgefallen ist, wurde in dieser Arbeit untersucht und die Komponente, die dies in Kombination mit dem bisher verwendeten Algorithmus zur Eventrekonstruktion verursacht, identifiziert. Es handelt sich um die Auslesestruktur. Durch eine Verbesserung der Eventrekonstruktion konnte diese Asymmetrie erheblich reduziert werden. Zum tieferen Verständnis der Asymmetrie der Auslesestruktur, die durch unterschiedliche Effizienzen der Ladungssammlung der Auslestreifen oder durch unterschiedliche kapazitive Kopplungen der Auslestreifen verursacht werden könnte, sind weitere Untersuchungen nötig.

Zur Integration des CASCADE-Detektors in die Instrumentensteuerung von RESEDA wurden zwei unterschiedliche Wege verfolgt. Zum einen wurde die Ansteuerung der CASCADE-Hardware direkt von einem Mac-System aus implementiert, da auch die RESEDA-Instrumentensteuerung auf Mac basiert. Während der Entwicklung zeigte sich jedoch, dass die maximal erreichbare Übertragungsgeschwindigkeit

von Messdaten aufgrund einer eingeschränkten Funktionalität des verfügbaren Mac-Treibers für die Schnittstelle zum Detektor zu gering ist. Als ein weiterer Nachteil erwies sich die mangelnde Kompatibilität des verfügbaren Treibers für verschiedene - insbesondere neuere - Versionen des Mac-Betriebssystems. Der Aufwand der Entwicklung eines neuen Treibers und einer fortlaufenden Aktualisierung ist unverhältnismäßig groß.

Daher wurde eine zweite Lösung entwickelt, die die Kommunikation über ein Netzwerk nutzt. Die direkte Ansteuerung des Detektors erfolgt dabei über einen Windows-PC, für den regelmäßig aktualisierte und voll funktionsfähige Treiber zur Verfügung stehen. Die Kommunikation dieses Rechners mit der RESEDA-Instrumentensteuerung erfolgt TCP/IP-basiert über das Netzwerk. Ein großer Vorteil dieser zweiten Lösung ist ihre Universalität und Flexibilität. So lassen sich mit geringem Aufwand neue Befehle integrieren und auf andere Systeme übertragen.

Im Oktober 2011 wurden am Forschungsreaktor TRIGA des Instituts für Kernchemie der Universität Mainz Messungen zur Charakterisierung des dortigen Strahlplatzes und des CASCADE-Detektors durchgeführt. Insbesondere die Ortsauflösung des CASCADE-Detektors im Korrelationsmodus, d. h. in Abhängigkeit der Lage der Borschicht, in der das Neutron konvertiert wurde, konnte erstmals bestimmt werden. Es zeigte sich, dass die Ortsauflösung besser ist, wenn nicht im Korrelationsmodus gemessen wird. Zur Untersuchung der Ursache sowie zur Unterscheidung der verschiedenen Effekte, die die Ortsauflösung bestimmen, wie die Ausdehnung der Ladungswolke und Streuung der Neutronen im Detektor, können in der Zukunft weitere Messungen der Ortsauflösung mit der in dieser Arbeit beschriebenen Kanten-Methode unter Variation der Detektorhochspannung und der Diskriminatorschwellen erfolgen.

# A Funktionsumfang Server/Client

Client und Server kommunizieren über TCP/IP. Jede Nachricht beginnt mit 4 Bytes, die als "little endian unsigned Integer" die Länge der Nachricht angeben. Danach folgt der Typ der Nachricht.

Der Client sendet grundsätzlich eine Nachricht vom Typ CMD\_ und erhält vom Server Nachrichten der Typen OKAY (Bestätigung, Befehl ausgeführt), ERR\_ (Fehler), MSG\_, DATA oder IMAG. Jede Nachricht wird mit einer Null terminiert (/0). Ist die Antwort vom Server DATA oder IMAG, so muss der Client auf die Binärdaten vom Server warten. Diese Binärdaten beginnen mit Byte 0, d. h. die Länge der Nachricht wird hier nicht vorangestellt!

Beispiel einer typischen Kommunikation (nur ASCII-Daten dargestellt):

Client	Server
CMD_configHV ramp=10 HV=1000	OKAY
CMD_configCDR time=123 xres=128 yres=128 tres=10	OKAY
CMD_setimg	OKAY
CMD_statusHV	MSG_ActualVoltage=340 NominalVoltage=1000 Current=21 error=0
CMD_statusHV	MSG_ActualVoltage=1000 NominalVoltage=1000 Current=62 error=0
CMD_start	OKAY
CMD_statusCDR	MSG_stop=0 lifetimeelapsed=10000000 counts=40 error=0
CMD_statusCDR	MSG_stop=0 lifetimeelapsed=1230000000 counts=4608 error=0
CMD_readsrnm	IMAG und Binärdaten
CMD_close	

Bytes 0 1 2 3	4 5 6 7	9 10 11 ...	
Länge der Nachricht	CMD_	Befehl und evtl. Parameter	/0
Länge der Nachricht	OKAY	/0	
Länge der Nachricht	ERR_	[Error-Code] Fehlertext	/0
Länge der Nachricht	MSG_	ASCII-Daten	/0
Länge der Nachricht	DATA	/0	In einem neuen TCP/IP-Packet: Binärdaten: 128*128*128*4 Byte (TOF-Daten)
Länge der Nachricht	IMAG	/0	In einem neuen TCP/IP-Packet: Binärdaten: 128*128*4 Byte (2D-Bild-Daten)

Tabelle A.1: Aufbau des Protokolls zum Datenaustausch zwischen Server und Client

Befehl	Funktion	Antwort
CMD_configCDR time=123 xres=128 yres=128 tres=10	Einstellung der Messzeit in Sekunden und Auflösung	OKAY oder ERR_
CMD_setting	Messung im 2D-Modus	OKAY oder ERR_
CMD_settof	Messung im 4D-Modus	OKAY oder ERR_
CMD_tofparams dwelltime=1 numofsweps=1000 mode=break	Einstellung der TOF-Parameter	OKAY oder ERR_
CMD_configHV ramp=10 HV=1000	Einstellung der Hochspannung in V und Rampe V/s	OKAY oder ERR_
CMD_start	Start	OKAY oder ERR_
CMD_stop	Stop	OKAY oder ERR_
CMD_statusCDR	Status der Messung	MSG_stop=... lifetimelapsed=... counts=... error=...
CMD_statusHV	Status der Hochspannungsversorgung	MSG_ActualVoltage=... NominalVoltage=... Current=... error=...
CMD_readsrpm	Anforderung der Messdaten	DATA oder IMAG und Binärdaten
CMD_startsim	Starten den Detektor im Simulationsmodus	OKAY oder ERR_
CMD_close	Trennung der Verbindung Server/Client	[keine Antwort]

Tabelle A.2: Die wichtigsten CMD\_-Befehle

## B Simulation zur Entkopplung mit den Grids

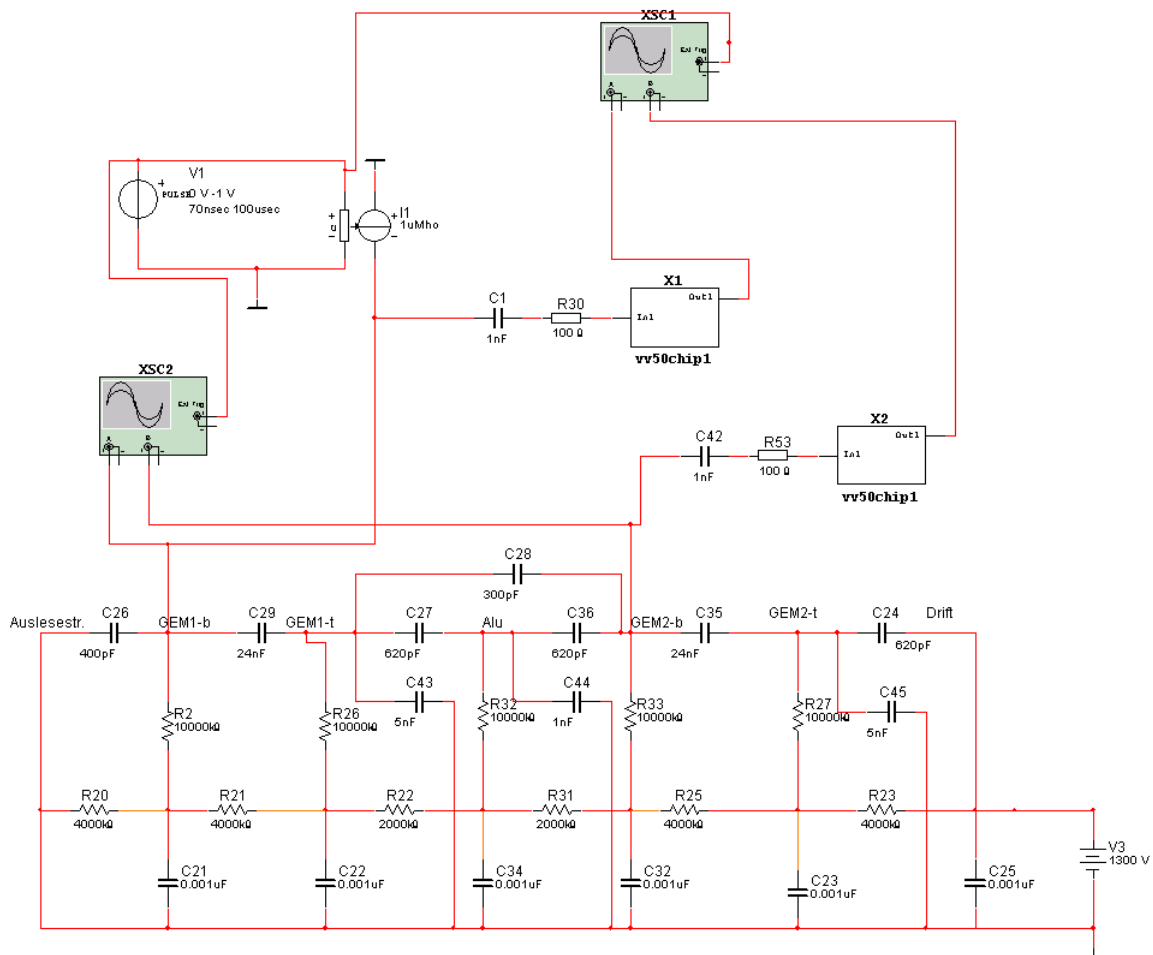


Abbildung B.1: Ersatzschaltbild der Detektorelektronik bis zu den Vorverstärkern. Diese Schaltung wurde zur Simulation verwendet.

Mit dem Programm Multisim von Electronics Workbench wurden Simulationen zum elektronischen Verhalten des gesamten Netzwerks aus den Kapazitäten zwischen den einzelnen Modulen (C26, C29, C27, C28, C36, C35 und C24), der Hochspannungsversorgung (V3) mit Spannungsteiler (R20, R21, R22, R31, R25, und R23), Pufferkondensatoren (C21, C22, C34, C32, C23 und C25) und Schutzwiderständen (R2, R26, R32, R33 und R27), sowie den ladungsempfindlichen Vorverstärkern VV50

## *B Simulation zur Entkopplung mit den Grids*

(X1 und X2) gemacht. Der Wert des Kondensators C44, mit dem das Grid bzw. der Streifen aus Aluminium kapazitiv geerdet wird, wurde variiert um einen optimalen Bereich zu finden. Weiterhin wurde der Einfluss der beiden Kondensatoren C43 und C45 untersucht. An GEM 1 wurden Ladungspulse injiziert. Die Signalamplituden nach den Vorverstärkern an GEM 1 und GEM 2 wurden ermittelt und verglichen. Es haben sich dabei folgende Werte als günstig erwiesen:

C44 = 2 nF
------------

C43 und C45 werden nicht gebraucht.
-------------------------------------

# C Verzeichnisse

## C.1 Abbildungsverzeichnis

2.1	Prinzip des Neutronen-Spinechos [26]. . . . .	14
2.2	Prinzip des Neutronen-Resonanz-Spinechos. . . . .	16
2.3	Prinzip von MIEZE-II. . . . .	17
2.4	Prinzip von MIEZE-I. . . . .	18
2.5	Die Intensitätsmodulation des MIEZE-Signals . . . . .	19
3.1	Prinzip des Zählrohres . . . . .	22
3.2	Aufbau des CASCADE-Detektors . . . . .	24
3.3	Elektronenmikroskopische Aufnahme einer GEM [25] . . . . .	24
3.4	Feldlinienverlauf an einer GEM [25] . . . . .	25
3.5	Schematische Abbildung der Auslesestruktur. Links: Elementarzel- le der Auslesestruktur, rechts: zweidimensionale Anordnung der Ele- mentarzellen. Insgesamt enthält die momentan verwendete Auslese- struktur 128·128 dieser Elementarzellen. . . . .	26
3.6	Schematischer Aufbau des CIPix-Chips [18] . . . . .	26
3.7	Blockschaltbild der CASCADE-Signalverarbeitung . . . . .	27
3.8	Der CASCADE-Detektor mit nur einer Borschicht . . . . .	28
3.9	Der CASCADE-Detektor mit mehreren Borschichten . . . . .	29
3.10	Der CASCADE-Detektor mit mehreren Borschichten und Grids . . . . .	30
4.1	Entwicklung der Aktivität für Edelstahl nach Beendigung der Akti- vierung mit kalten Neutronen. Man beachte die log. Darstellung. . . . .	35
4.2	Entwicklung der Aktivität für AlMg5 nach Beendigung der Aktivie- rung mit kalten Neutronen. Man beachte die log. Darstellung. . . . .	35
4.3	Skizze zum Aufbau der Rahmen zum Spannen und Halten der GEMs	36
4.4	Die elektrischen Eigenschaften des Stacks aus GEMs und Grid als Kapazitätsnetzwerk . . . . .	37
4.5	Detektoraufbau zur Untersuchung der Entkopplungseigenschaften der Grids . . . . .	38
4.6	Anteil der Fehlzunordnungen p in Abhängigkeit der Diskriminator- schwelle und der Hochspannung für das aluminiumbeschichtete Kunst- stoffgrid . . . . .	39
4.7	Anteil der Fehlzunordnungen p bei 2800 V in Abhängigkeit der Diskri- minatorschwelle für verschiedene Grids . . . . .	40
4.8	Schema des Detektoraufbaus aus diskreten Modulen (oben) und aus Kompaktmodulen (unten). . . . .	41

4.9	Ausschnitt aus einer 2D-Aufnahme mit dem CASCADE-Detektor. Es zeigt sich ein Streifenmuster, d. h. jeder zweite Kanal hat eine verminderte Zählrate. . . . .	43
4.10	Ausschnitt aus dem Histogramm der Anzahl der Events, die jeweils einem Kanal in X-Richtung zugeordnet wurden. Jeder zweite Kanal hat eine verminderte Zählrate. . . . .	43
4.11	Zur Veranschaulichung der Funktion des Event-Filters. Ein schwarzer Balken hat dabei die Bedeutung "Signal über Diskriminatorschwelle". Es handelt sich hier um ein Double-Event. . . . .	44
4.12	Double-Events mit einer geraden Nummer des rechten Kanals sind häufiger. . . . .	45
5.1	Der Strahlplatz RESEDA am FRM II. Zu sehen ist im Vordergrund der primäre Spektrometerarm und die Probenposition. Im Hintergrund die beiden sekundären Spektrometerarme mit den Detektoren in den schwarzen Abschirmungskästen. . . . .	48
5.2	Ansteuerung des Detektors mit einem MAC-System . . . . .	49
5.3	Prinzip des Server/Client-Modells . . . . .	52
6.1	Die Reaktorhalle und Längsschnitt des TRIGA-Reaktors in Mainz [16, 6]. . . . .	54
6.2	Der Detektoraufbau mit vier GEMs. Nicht eingezeichnet sind die Schutzwiderstände von jeweils 10 M $\Omega$ zwischen Spannungsteiler und den GEMs bzw. Grids, sowie die Kondensatoren zur Signalabkopp- lung an den GEMs und zur Erdung der Grids. . . . .	56
6.3	Das Strahlprofil in linearer und logarithmischer Darstellung der Zähl- rate. Angegeben sind die Abstände zum Strahlaustrittspunkt. Die Breite eines Pixels entspricht 1.56 mm. Die weißen Streifen entstan- den durch defekte Vorverstärkerkanäle. Die Skala links oben gilt für alle Darstellungen auf der linken Seite. . . . .	57
6.4	Verlauf der Zählrate nach Aktivierung im intensiven Neutronenstrahl. In rot ist die durchschnittliche Zählrate vor der Aktivierung angegeben. . . . .	59
6.5	Ausschnitt aus dem Bild der Kante. Mit rot ist die Gerade und mit blau der Fitbereich markiert. . . . .	61
6.6	Relative Zählraten der einzelnen Pixel als Funktion des Abstandes zwischen Pixel und der Geraden entlang der Cadmiumkante. . . . .	61
6.7	Die Halbwertsbreite des Bildes der Cadmiumkante ohne Kollimator in Abhängigkeit vom Abstand des Cadmiumbleches von der ersten Bor- schicht. Dargestellt ist auch die sich nach Gleichung 6.10 ergebende an die Messwerte angepasste Funktion. . . . .	62
B.1	Ersatzschaltbild der Detektorelektronik bis zu den Vorverstärkern. Diese Schaltung wurde zur Simulation verwendet. . . . .	69



## C.2 Tabellenverzeichnis

3.1	Isotope, die sich zur Konvertierung von Neutronen eignen, sowie deren Reaktionen und Absorptionswirkungsquerschnitte für thermische Neutronen ( $\lambda = 1.8 \text{ \AA}$ ) . . . . .	21
4.1	Aktivierungsanalyse Stahl 1.4301. Annahmen zur Aktivitätsberechnung: $t_1 = 3600s, j_0 \cdot A_0 = 10^{10} s^{-1}, \rho_F = 150 \frac{g}{m^2}$ . . . . .	34
4.2	Aktivierungsanalyse AlMg5. Annahmen zur Aktivitätsberechnung: $t_1 = 3600 s, j_0 \cdot A_0 = 10^{10} s^{-1}, \rho_F = 480 \frac{g}{m^2}$ . . . . .	34
4.3	Daten zu den untersuchten Grids . . . . .	37
4.4	Optimierte Einstellungen für Spannung und Diskriminatoren, sodass der Anteil der Fehlzunordnungen unter 0.1% liegt und die Zählrate maximal wird. . . . .	41
5.1	Technische Daten von RESEDA [22] . . . . .	49
6.1	Bestimmung der Halbwertsbreite der Point-Spread-Funktion für die verschiedenen GEMs ohne und mit Korrektur der Strahldivergenz. . .	64
A.1	Aufbau des Protokolls zum Datenaustausch zwischen Server und Client	67
A.2	Die wichtigsten CMD_-Befehle . . . . .	68

## D Literaturverzeichnis

- [1] Applied Scintillation Technologies. [http://www.appscintech.com/sites/default/files/lithium-glass-physical-properties\\_0.pdf](http://www.appscintech.com/sites/default/files/lithium-glass-physical-properties_0.pdf), 2011.
- [2] D. Baumeister. *Entwicklung und Charakterisierung eines ASICs zur Kathodenauslese von MWPCs für das H1-Experiment bei HERA*. Diplomarbeit, Uni Heidelberg, 1999.
- [3] W. Besenböck, R. Gähler, P. Hank, R. Kahn, M. Köppe, C.-H. de Novion, W. Petry, and J. Wuttke. First scattering experiment on MIEZE: a fourier transform time-of-flight spectrometer using resonance coils. *J. Neutron Research*, 7:65, 1998.
- [4] Brookhaven National Laboratory - National Nuclear Data Center. <http://www.nndc.bnl.gov/>, 2011.
- [5] Z. Bu, R. Biehl, M. Monkenbusch, D. Richter, and D. J. E. Callaway. Coupled protein domain motion in taq polymerase revealed by neutron spin-echo spectroscopy. *Proceedings of the National Academy of Science*, 102:17646–17651, 2005.
- [6] K. Eberhard and A. Kronenberg. The research reactor TRIGA mainz - a neutron source for versatile applications in research and education. *Kerntechnik*, 65:269–274, 2000.
- [7] R. Golup and R. Gähler. A high resolution neutron spectrometer for quasielastic scattering on the basis of spin-echo and magnetic resonance. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, 65:269–273, 1987.
- [8] R. Golup and R. Gähler. Neutron resonance spin echo, bootstrap method for increasing the effective magnetic field. *J. Phys. France*, 49:1195–1202, 1988.
- [9] R. Golup, R. Gähler, and T. Keller. Neutron resonance spin echo - a new tool for high resolution spectroscopy. *Physica B*, 180:899, 1992.
- [10] F. Groitl. *MIEZE mit dem CASCADE-Detektor*. Diplomarbeit, Uni Heidelberg, 2009.
- [11] G. Hampel, K. Eberhard, and N. Trautmann. The research reactor TRIGA mainz. *Atomwirtschaft*, 5:328–330, 2006.
- [12] W. Hinderer. *Der 2D-CASCADE Neutronendetektor und seine Auslese*. Doktorarbeit, Uni Heidelberg, 2005.

- [13] W. Häußler, P. Böni, M. Klein, C. J. Schmidt, U. Schmidt, F. Groitl, and J. Kindervater. Detection of high frequency intensity oscillations at RESEDA using the CASCADE detector. *Review of Scientific Instruments*, 82, 2011.
- [14] W. Häußler, B. Gohla-Neudecker, R. Schwikowski, D. Streibl, and P. Böni. RESEDA—the new resonance spin echo spectrometer using cold neutrons at the FRM-II. *Physica B*, 397:112, 2007.
- [15] W. Häußler, D. Streibl, and P. Böni. RESEDA: double and multi-detector arms for neutron resonance spin echo spectrometers. *Measurement Science and Technology*, 19:034015, 2008.
- [16] Institut für Kernchemie der Universität Mainz. <http://www.kernchemie.uni-mainz.de/234.php>, 2011.
- [17] M. Lange. [http://www.matze-lange.de/maccent/projekte/sis1100\\_driver.html](http://www.matze-lange.de/maccent/projekte/sis1100_driver.html), 2011.
- [18] S. Löchner. *Charakterisierung und Entwicklung eines CIP-Auslese-ASIC für das H1-Upgrade-Projekt 2000*. Diplomarbeit, Uni Heidelberg, 1998.
- [19] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer, 1987.
- [20] F. Mezei. Neutron spin echo: A new concept in polarised thermal neutron techniques. *Z. Physik*, 255:146–160, 1972.
- [21] F. Mezei. *Lecture Notes in Physics, 128, Neutron Spin Echo*. Springer, 1980.
- [22] RESEDA Homepage. <http://e21.frm2.tum.de/index.php?id=250>, 2011.
- [23] F. Sauli. GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 386:531, 1997.
- [24] F. Sauli. Micro-pattern gas detectors. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 477:1, 2002.
- [25] F. Sauli. Development and applications of gas electron multiplier detectors. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 505:195–198, 2003.
- [26] U. Schmidt. *Experimente mit polarisierten Neutronen zu Fragen der höchstauflösenden Spektrometrie und Quantenoptik*. Doktorarbeit, TU München, 1994.
- [27] C. G. Shull. Early development of neutron scattering. *Rev. Mod. Phys.*, 67:753–757, 1995.
- [28] U. Stange. *Charakterisierung und Weiterentwicklung des CIPix*. Diplomarbeit, Uni Heidelberg, 2000.
- [29] Struck Innovative Systeme GmbH. <http://www.struck.de/pcivme.htm>, 2011.

- [30] A. Vollhardt. *Entwurf und Bau einer Frontend-Steuerung für das CIP-Upgrade für H1 bei HERA*. Diplomarbeit, Uni Heidelberg, 2001.
- [31] K. Zeitelhack, C. Schanzer, A. Kastenmüller, A. Röhrmoser, C. Daniel, J. Franke, E. Gutmiedl, V. Kudryashov, D. Maier, D. Päthe, W. Petry, T. Schöffel, K. Schreckenbach, A. Urban, and U. Wildgruber. Measurement of neutron flux and beam divergence at the cold neutron guide system of the new munich research reactor FRM-II. *Nuclear Instruments in Physics Research Section A*, 560, 2006.

Erklärung:

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

Heidelberg, den 14. November 2011

.....