

# Messungen des Einflusses von Magnetfeldern auf das Charge Sharing in Timepix- und Medipix-Detektoren



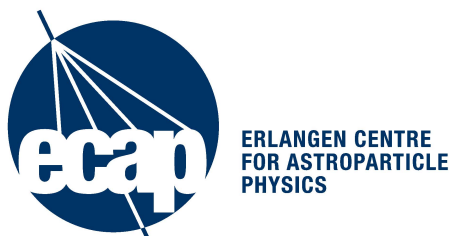
## Bachelorarbeit aus der Physik

vorgelegt von

**Ako Jamil**

13. Oktober 2014

Erlangen Centre for Astroparticle Physics  
Physikalisches Institut IV  
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg



1. Gutachter: Dr. Thilo Michel
2. Gutachter: Prof. Dr. Gisela Anton

# Inhaltsverzeichnis

<b>I.</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>II.</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>5</b>
II.1.	Timepix-Detektor . . . . .	6
II.1.1.	Aufbau des Timepix . . . . .	6
II.1.2.	Wechselwirkungsprozess im Sensormaterial . . . . .	7
II.1.3.	Diffusion, Repulsion und Charge Sharing . . . . .	8
II.1.4.	Signalverarbeitung . . . . .	10
II.1.5.	Timepix-Modi . . . . .	10
II.1.6.	Pixelman Software und Threshold Equalization . . . . .	11
II.2.	Radioaktiver Zerfall . . . . .	12
II.2.1.	Radioaktives Zerfallsgesetz . . . . .	13
II.2.2.	Der $\alpha$ - und $\gamma$ -Zerfall . . . . .	13
II.3.	Elektrische Ladung im Magnetfeld . . . . .	14
<b>III.</b>	<b>Reduktion von Charge Sharing im Magnetfeld</b>	<b>17</b>
III.1.	Aufbau und Durchführung . . . . .	18
III.2.	Erste Testmessung . . . . .	19
III.2.1.	Energiespektrum . . . . .	19
III.2.2.	Clustergrößen . . . . .	21
III.3.	Messung mit längerer Messzeit . . . . .	21
III.3.1.	Ergebnisse aus dem Energie- und Clusterspektrum . . . . .	22
III.3.2.	Fokussierung im Magnetfeld . . . . .	23
III.4.	Clustergröße von $\alpha$ -Teilchen in Abhängigkeit vom Magnetfeld . . . . .	25
III.4.1.	Verbesserter Aufbau . . . . .	26
III.4.2.	Reduktion von Charge Sharing - Kleinere Cluster . . . . .	26
III.4.3.	Messung mit einer stärkeren $^{241}\text{Am}$ -Quelle . . . . .	29
<b>IV.</b>	<b>Experimente zur Erklärung der Fokussierung von niederenergetischen Teilchen</b>	<b>31</b>
IV.1.	Theoretische Grundlagen und Überlegungen . . . . .	32
IV.1.1.	Elektrisches Quadrupolmoment und magnetisches Dipolmoment . . . . .	32
IV.1.2.	Spinpolarisation im Magnetfeld . . . . .	33
IV.2.	Aufbau und Durchführung . . . . .	34

IV.3. Messung bei einer Drehung des Aufbaus um $45^\circ$ . . . . .	35
IV.4. Messung mit Plexiglas-Abschirmung . . . . .	37
IV.5. Monte-Carlo-Simulation zur Abstandsänderung . . . . .	39
<b>V. Fokussierungseffekte durch Spinpolarisation im Magnetfeld</b>	<b>41</b>
V.1. Messung mit Photonen . . . . .	42
V.2. Fokussierung von $\alpha$ -Teilchen . . . . .	44
<b>VI. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>47</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>49</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>53</b>





# Kapitel I

## Einleitung

Die Verwendung von pixelierten Halbleiterdetektoren ermöglicht heutzutage eine gute Energieauflösung. Wichtige experimentelle Einsatzgebiete sind zum Beispiel die Medizin und die Physik. Zu erwähnen wären hier vor allem die Bildgebung und die Kern- und Teilchenphysik. Die Entwicklung dieser Technologie wurde von einer Vielzahl an Institutionen angetrieben. Dazu gehören unter anderem das CERN, das SLAC, das Fermilab und die Bell Labs. Bei den Halbleiterdetektoren haben sich in den letzten Jahren die Werte wie Auflösung, Stromverbrauch, Betriebstemperaturspanne und Magnetfeldunabhängigkeit immer weiter verbessert.

All diese Eigenschaften machen Halbleiterdetektoren zu guten Kandidaten für effiziente, rauschfreie Detektoren, welche für die Detektion von seltenen Prozessen wie des neutronlosen doppelten Betazerfalls, auch kurz  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall, wichtig sind. Die Besonderheit dieses Prozesses ist es, dass dieser nur durch eine Majorana-Natur des Neutrinos erklärt werden kann, d.h.  $\bar{\nu} \equiv \nu$ . Vorgeschlagen wurde diese Beschreibung erstmals 1931 vom Physiker Ettore Majorana [1]. Dies wäre ein Widerspruch zum Standardmodell der Teilchenphysik, nach dem jedes Fermion ein unterscheidbares Antiteilchen besitzt. Die Seltenheit dieses Zerfalls mit einer Halbwertszeit  $t_{1/2} \gtrsim 10^{25}$  Jahren [2], was um mehrere Größenordnungen länger ist als die Lebensdauer des Universums, macht die Detektion sehr schwierig. Es werden verschiedene Ansätze verfolgt: die Unterdrückung von Hintergrundereignissen, die eine mögliche Detektion verfälschen könnten, die Verbesserung der verwendeten Detektoren durch bessere Elektronik, reinere oder neuartige Materialien und ein besserer experimenteller Aufbau. Das Zusammenspiel all dieser Faktoren soll in einem zukünftigen Experiment vielleicht die Frage klären, ob das Neutrino ein Majorana-Teilchen ist, also sein eigenes Antiteilchen ist.

Der Anstoß für diese Arbeit war die Idee, zu untersuchen, welchen Einfluss starke Magnetfelder auf hybride pixelierte Halbleiterdetektoren der Medipix-Familie haben. Die Idee ist, das „Charge Sharing“ einzudämmen. Hierbei handelt es sich um einen Effekt, der die Orts- und Energieauflösung von Teilchenereignissen reduziert. Dies wird durch statistische Streuprozesse von Ladungsträgern im Halbleitermaterial verursacht. Stark vereinfacht sollten Ladungsträger im Halbleitermaterial je nach Bewegungsrichtung entweder geradlinig den Magnetfeldlinien folgen oder bei schräger Bahn auf eine Spiralbahn entlang der Magnetfeldlinien gezwungen werden. Somit würde eine Diffusion der Ladungsträger vermindert und möglicherweise die Auflösung dieser Detektoren verbessert werden.

Zu aller erst wird in Kapitel II auf einige Grundlagen des Detektors und der physikalischen

Prozesse eingegangen, die für die Experimente eine Rolle spielen. Die Messungen teilen sich in drei Kapitel auf. Das erste Kapitel befasst sich ausführlich mit der Möglichkeit der Reduktion von Charge Sharing im Magnetfeld. Hierfür wurde zuerst der generelle Betrieb des Detektors innerhalb des Magnetfeldes im Bereich von 0 bis 3000 mT untersucht. Dabei wurden der Detektor mit radioaktiver Strahlung aus einer  $^{241}\text{Am}$ -Quelle bestrahlt. Der Einfluss auf die Energie- und Ortsinformation und somit auf die Auflösung und deren Ergebnisse werden in Kapitel III vorgestellt. Im nächsten Kapitel werden Effekte, die im Laufe der Messungen beobachtet worden sind, näher untersucht. Diese haben anfangs eine eindeutige Aussage über die Reduktion von Charge Sharing im Magnetfeld verhindert. Dazu gehören unter anderem die starke Fokussierung von niederenergetischen Elektronen im Magnetfeld und der große Einfluss ungewollter geometrischer Verschiebungen im Aufbau. Hierauf wird in Kapitel IV näher eingegangen. Abschließend wird in Kapitel V untersucht ob eine ein kleiner Fokussierungseffekt von  $\alpha$ -Teilchen und Photonen durch die Spinpolarisation der Kerne gemessen werden kann.





## Kapitel II

# Physikalische Grundlagen

---

<b>II.1. Timepix-Detektor</b>	<b>6</b>
II.1.1. Aufbau des Timepix	6
II.1.2. Wechselwirkungsprozess im Sensormaterial	7
II.1.3. Diffusion, Repulsion und Charge Sharing	8
II.1.4. Signalverarbeitung	10
II.1.5. Timepix-Modi	10
II.1.6. Pixelman Software und Threshold Equalization	11
<b>II.2. Radioaktiver Zerfall</b>	<b>12</b>
II.2.1. Radioaktives Zerfallsgesetz	13
II.2.2. Der $\alpha$ - und $\gamma$ -Zerfall	13
<b>II.3. Elektrische Ladung im Magnetfeld</b>	<b>14</b>

---

In diesem Kapitel werden im ersten Teil die grundlegenden Eigenschaften, der Aufbau und die Funktionsweise der verwendeten Detektoren vorgestellt. Eingegangen wird hier im Besonderen auch auf die Erzeugung der Signale im Detektor und deren Detektion, wobei Einflüsse durch das Charge Sharing eine Rolle spielen. Der zweite Teil befasst sich mit einigen grundlegenden physikalischen Prozessen, wie dem Zerfall von radioaktiven Nukliden, mit speziellem Blick auf das Isotop  $^{241}\text{Am}$ . Weiterhin wichtig für die Messungen ist das Verhalten und die Eigenschaften von geladenen Teilchen im Magnetfeld und somit die Möglichkeit das Charge Sharing durch ein Magnetfeld zu verringern. Dies wird im letzten Teil des Kapitels behandelt.

## II.1. Timepix-Detektor

Beim Timepix-Detektor handelt es sich um einen hybriden pixelierten Halbleiterdetektor, der auf Basis des Medipix 2 innerhalb der Medipix Kollaboration entwickelt wurde [3, 4]. Die Familie der Medipix-Detektoren wurde anfänglich für die Röntgenbildgebung entwickelt und wird inzwischen, durch die neuen Möglichkeiten, die der Timepix-Detektor bietet, auch in der Kern- und Teilchenphysik verwendet. Während es mit dem Medipix-Detektor nur möglich war, Photonen zu zählen, ist es dem Timepix-Detektor durch den sogenannten "ToT-Modus" möglich, auch spektroskopische und durch den "ToA-Modus" zeitliche Informationen über ein Ereignis zu liefern. Die Funktionsweisen der verschiedenen Modi werden im Unterabschnitt II.1.5 erklärt.

### II.1.1. Aufbau des Timepix

Ein Foto des Timepix-Detektors mit einem Auslesegerät („Read-Out“) ist in Abbildung II.1 zu sehen. Abbildung II.2 zeigt den Aufbau des Detektors in der Schrägansicht. Die wichtigen Bestandteile des Detektors **D** sind der Sensor **S**, das Chipboard **C** und der ASIC **A** (application-specific integrated circuit). Für das Auslesen und Übertragen der Daten auf einen Computer wird außerdem ein Read-Out **R** benötigt. Für diese Arbeit wurde ein Fitpix verwendet [5].

**Der Sensor** hat eine Fläche von ca.  $1,4 \times 1,4 \text{ cm}^2$  und besteht beim Timepix-Detektor aus einem Halbleitermaterial. Mögliche Materialien sind Cadmiumtellurid (CdTe) und Silizium (Si). Die Dicke des Sensors liegt je nach Material zwischen  $300 \mu\text{m}$  und  $2 \text{ mm}$ . In dieser Arbeit wurden  $300 \mu\text{m}$  und  $1 \text{ mm}$  dicke Sensoren verwendet. Teilchen, die in das Sensormaterial eindringen, werden darin gestreut und deponieren durch die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren ihre Energie.

**Der ASIC** enthält die Elektronik, die die eintreffenden elektrischen Signale in digitale Werte umwandelt und nutzbar macht. Hier befindet sich die eigentliche aktive pixelierte Struktur des Detektors. Er besteht aus  $256 \times 256$  quadratischen Pixel, die je eine Kantenlänge von  $55 \mu\text{m}$  haben. Über das sogenannte "bump-bonding" **B** wird jeder Pixel einzeln durch eine Lötperle aus Zinn mit der Sensorfläche verbunden (siehe Abbildung II.2). Diese hybride Struktur ermöglicht es verschiedene Sensormaterialien zu verwenden. Jeder Pixel verfügt über eine eigene Elektronik. Details zu Funktionsweise der Pixelelektronik können in [3] eingesehen werden. Einzelne Details

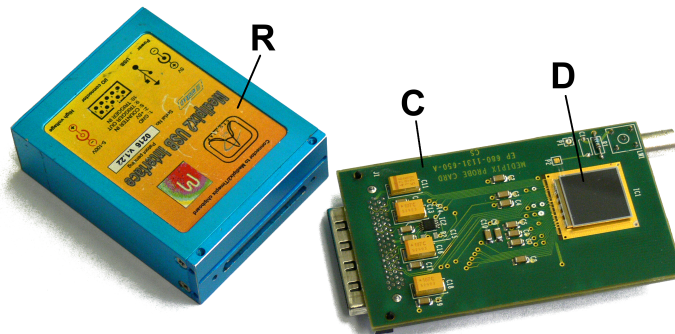
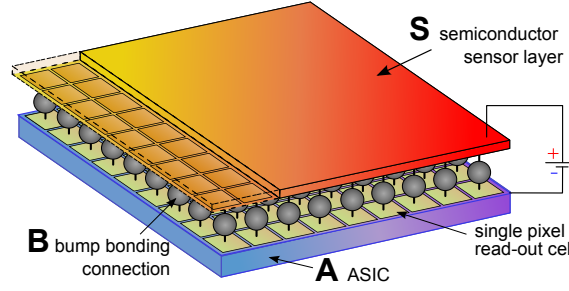


Abbildung II.1.: Bild eines USB-Readouts und eines Timepix.



**Abbildung II.2.:** Aufbau des Timepix-Detektors in der Schrägansicht. Die pixelierte ASIC-Fläche ist über die Bump-Bonds mit dem Halbleitersensormaterial verbunden. Die Sensorfläche wird auf Spannung gelegt.

der Pixelelektronik werden, wenn es für das Verständnis notwendig ist, an den entsprechenden Stellen ausgeführt.

### II.1.2. Wechselwirkungsprozess im Sensormaterial

Die Wechselwirkung der ionisierenden Teilchen mit dem Sensor basiert auf Streuprozessen, bei denen die Teilchen durch die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren Energie verlieren. Hierfür ist eine effektive Ionisierungsenergie notwendig. Bei Silizium beträgt die notwendige Energie 3,62 eV [6] und bei Cadmiumtellurid 4,43 eV [7] für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares und berechnet sich über die Gleichung [8]

$$W = E_i + f \cdot E_x + \bar{\epsilon}. \quad (\text{II.1})$$

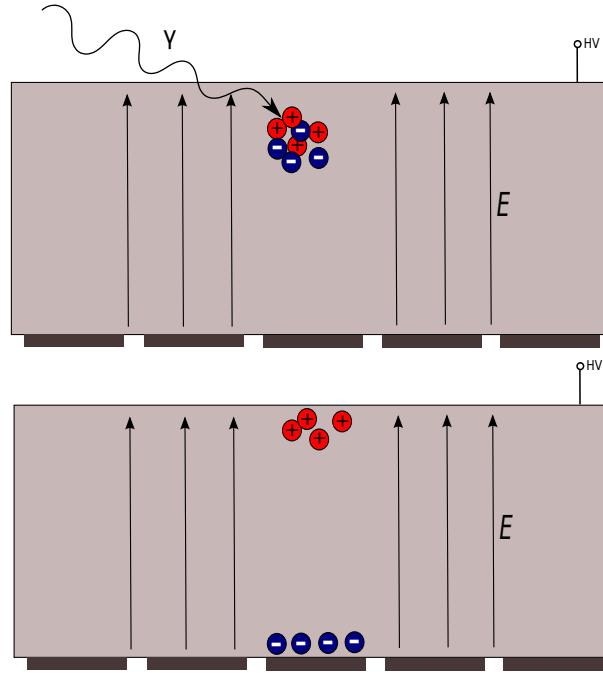
Hierbei entspricht  $E_i$  der Bandlücke,  $E_x$  der benötigten Energie, um ein Exziton anzuregen,  $f$  der Anzahl der angeregten Exzitonen pro Elektron-Loch-Paar und  $\bar{\epsilon}$  der mittlere kinetische Energie des Elektron-Loch-Paares. Die Anzahl  $N$  der erzeugten Elektron-Loch-Paare ist, aufgrund der statistischen Schwankungen von  $f$  und  $\bar{\epsilon}$ , nur näherungsweise proportional zur deponierten Energie  $E$  des einfallenden Teilchens. Tatsächlich folgt die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare einer Fano-Verteilung [9].

Um ein Signal zu erhalten muss eine Rekombination verhindert werden. Deshalb wird zwischen der Sensoroberseite und dem ASIC eine Spannung angelegt, so dass die Ladungsträger entlang der elektrischen Feldlinien in Richtung Pixelelektroden driften. Dies ist in Abbildung II.3 dargestellt. Die jeweilige Driftgeschwindigkeit hängt dabei von der sogenannten Mobilität  $\mu$  der Ladungsträger und vom elektrischen Feld  $\vec{E}$  ab, wobei die Bewegungsrichtung der Elektronen denen der Löcher entgegengesetzt ist.

$$\vec{v}_e = \mu_e \cdot \vec{E} \quad (\text{II.2})$$

$$\vec{v}_h = -\mu_h \cdot \vec{E} \quad (\text{II.3})$$

Für Cadmiumtellurid als Sensormaterial ist die Polarität so gewählt, dass die Sensoroberseite auf negativem Potential liegt. Hierdurch werden die Elektronen in den Pixelelektroden gesammelt. Durch eine Umkehr der Polarität ist es auch möglich die Löcher in den Pixelelektroden zu sammeln, wie es bei Silizium als Sensormaterial der Fall ist.



**Abbildung II.3.:** Die von einem Photon erzeugten Elektron-Loch-Paare werden durch eine angelegte Spannung separiert. In diesem Beispiel besteht das Sensormaterial aus CdTe und Elektronen werden in den Pixelelektroden gesammelt.

### II.1.3. Diffusion, Repulsion und Charge Sharing

Ionisierende Teilchen, die mit dem Timepix detektiert werden, haben Energien von mindestens einigen keV, weshalb durch jedes Teilchen mehrere tausend Elektron-Loch-Paare erzeugt werden. Man kann also von der Erzeugung einer Wolke von Ladungsträgern sprechen. Durch das Anlegen einer Spannung driftet die Ladungswolke in Richtung Pixelelektroden. Während des Drifts kommt es, wie in Abbildung II.4 zu sehen ist, zur Diffusion der Ladungswolke. Dies resultiert in einer Verbreiterung der anfangs punktförmigen Ladungsverteilung hin zu einer Gaußverteilung. In der x-y-Ebene kann ein Diffusionsradius

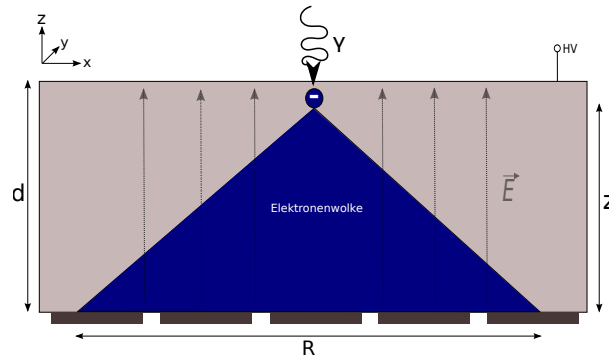
$$R = \sqrt{2Dt} \sim \sqrt{\frac{z \cdot d}{U}} \quad (\text{II.4})$$

angeben werden [10], der von der Driftzeit  $t$  und der Diffusionskonstante  $D$  abhängt, wobei die Proportionalität nur für den Fall eines konstanten elektrischen Feldes gilt. Hier ist  $d$  die Sensordicke und  $z$  der Driftweg zwischen der Erzeugung der Ladungswolke und den Pixelelektroden. Über die Nernst-Einstein-Beziehung [11] ist der Diffusionsradius mit der Mobilität verknüpft:

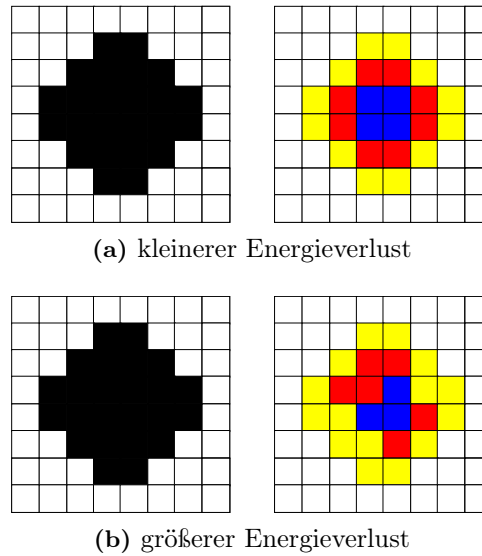
$$R = \frac{k_B T}{e} \cdot \mu \quad (\text{II.5})$$

Neben der Diffusion führt auch die Repulsion zur Verbreiterung der Ladungswolke. Dieser Prozess beruht darauf, dass sich gleichnamige Ladungen abstoßen, was dazu führt, dass sich die Ladungswolke durch Coulomb-Abstoßung vergrößert.



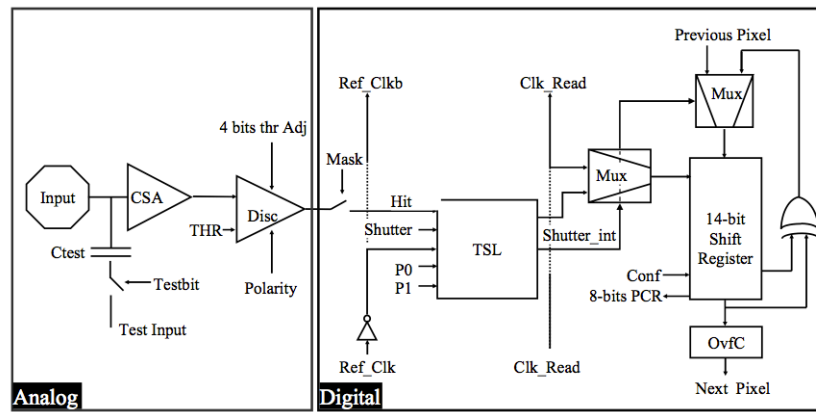


**Abbildung II.4.:** Darstellung des Charge Sharing Effekts. Die über einem Pixel erzeugte Ladungswolke wird aufgrund von Diffusion in mehreren Pixeln detektiert.



**Abbildung II.5.:** Verlust von Information durch das Charge Sharing. Links: die Ladungswolke, die in den Pixeln ankommt. Rechts: nur die blauen und roten Pixel werden als Signal gewertet, da sie die Energieschwelle überschreiten, die gelben Pixel werden ignoriert.

Da die Ladungswolke nun verbreitert an den Pixelelektroden ankommt, wird die über einem Pixel erzeugte Ladung, nicht in diesem Pixel erfasst, sondern über mehrere Pixel verteilt. Dies nennt man „Charge Sharing“. Jeder Pixel sammelt nur einen Teil der Ladung ein, wobei durch Summation der Ladung aller aktivierter Pixel prinzipiell die Gesamtladung bestimmt werden kann. Allerdings ist die räumliche Verteilung der Ladungswolke über den Pixeln eine Gaußverteilung – diese ist im Zentrum der Verteilung am größten und nimmt zum Rand hin ab. Dies kann dazu führen, dass Randpixel nicht aktiviert werden, da die notwendige Energieschwelle nicht überschritten wird, und somit ein Teil der Energie- und Ortsinformation verloren geht. Der Anteil an Ladung, der durch das Charge Sharing nicht mehr zur Energieinformation beiträgt, ist nicht konstant, sondern hängt stark von der Tiefe und Position der Erzeugung der Ladungswolke ab. Dies ist in Abbildung II.5 gezeigt.



**Abbildung II.6.:** Übersicht der Pixelelektronik. Links befindet sich der Analogteil mit dem Signalinput (Input), dem Preamplifier (CSA) und dem Diskriminator (Disc) und rechts befindet sich der digitale Teil.

#### II.1.4. Signalverarbeitung

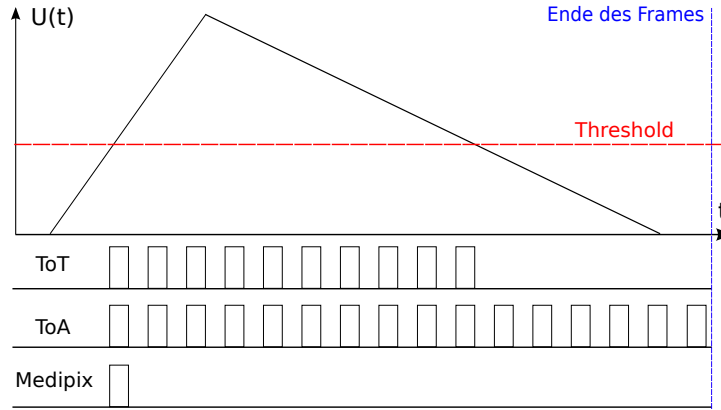
Die Ladungswolke erzeugt während ihrer Driftbewegung entlang des elektrischen Feldes ein Signal in den Pixelelektroden aufgrund von influenzierten Spiegelladungen auf der Pixelseite. Je nach Position dieser Ladungswolke verschieben sich die Spiegelladungen, die über ein sogenanntes Wichtungspotential bestimmt werden können [12, 13]. Dies führt zu induzierten Strömen in den Pixelelektroden. Die induzierten Signale werden in der Pixelelektronik (siehe Abbildung II.6) durch den *Preamplifier*, einen ladungsempfindlichen Verstärker, geschickt und anschließend integriert. Ein Spannungspuls mit einer Signalthöhe proportional zur eingesammelten Ladung wird erzeugt, der mit einer durch den Diskriminator festgelegten Signalschwelle („Threshold“) verglichen wird. Wird der Schwellwert überschritten kommt es zu einer Taktzählung<sup>1</sup>, deren verschiedene Modi im nächsten Abschnitt genauer erklärt werden. Die Dauer des Pulses über dem Schwellwert ist proportional zur influenzierten Ladung in der Pixelelektrode und näherungsweise proportional zur deponierten Energie des Teilchens. Über die DAC-Werte „PreAmp“ und „ $I_{\text{krum}}$ “ lässt sich Einfluss auf die Form des Pulses nehmen. Der Wert für PreAmp legt die Verstärkung des Spannungspulses fest und nimmt somit Einfluss auf die Pulshöhe.  $I_{\text{krum}}$  beschreibt den Entladestrom, mit dem der Spannungspuls abnimmt. Dieser Wert bestimmt die auslaufende Flanke des Spannungspulses.

#### II.1.5. Timepix-Modi

Der Timepix-Detektor verfügt über die Möglichkeit jeden einzelnen Pixel unabhängig voneinander in einem der drei Modi, die in Abbildung II.7 dargestellt sind, zu betreiben. Beispielsweise ist es möglich die Pixelmatrix wie bei einem Schachbrettmuster im ToA und ToT Modus zu betreiben. Es sind folgende Modi möglich:

- **ToT-Modus:** (Time over Threshold) Überschreitet das Signal aus dem Preamplifier das erste Mal die Energieschwelle wird ein Zähler gestartet, der solange genormte Taktschläge

<sup>1</sup>Jeder Pixel verfügt über einen Zähler, der Taktschläge, die in festen und wählbaren Abständen von einer Clock ausgegeben werden, zählt. Es sind drei verschiedene Modi für die Taktzählung möglich, die jeweils andere Informationen über ein Ereignis liefern.



**Abbildung II.7.:** Anzeige der verschiedenen Timepix-Modi für einen Spannungspuls. Der ToT-Modus misst die Zeit, in der der Spannungspuls über der Schwelle (rot) liegt. Der ToA-Modus misst die Zeit ab dem der Spannungspuls erstmals die Schwelle überschreitet bis zum Ende des Frames. Der Medipix-Modus gibt an ob der Spannungspuls die Schwelle überschritten hat.

zählt bis das Signal wieder unter die Energieschwelle fällt. Der Abstand zweier aufeinanderfolgender Taktschläge ist über  $\Delta T = \frac{1}{f}$ , mit  $f$  zwischen 10 MHz und 100 MHz, wählbar. Die Anzahl der Taktschläge über der Energieschwelle (siehe Abbildung II.7, erste Signalzeile), dementsprechend die Zeit über der Schwelle hängt von der Breite und Höhe ab und ist davon abhängig wie viel Energie im Pixel deponiert wurde. Die Beziehung zwischen der ToT und der Energie kann durch folgende empirische Relation approximiert werden:

$$ToT(E) = a \cdot E + b + \frac{c}{E - t} \quad (\text{II.6})$$

bzw. die Energie als Funktion der ToT:

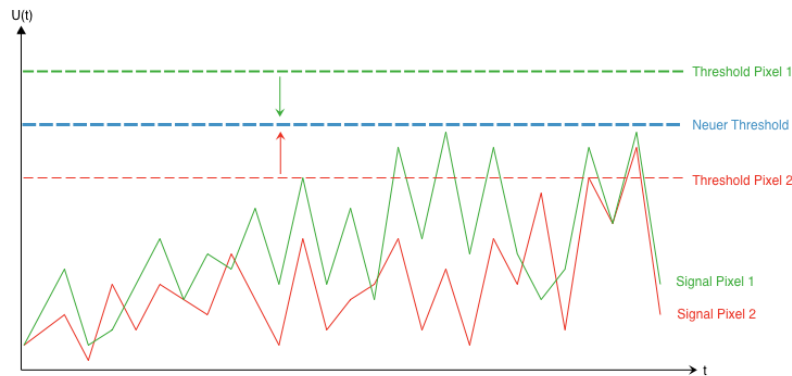
$$E(ToT) = \frac{at + ToT - b + \sqrt{(b + at - ToT)^2 + 4ac}}{2a} \quad (\text{II.7})$$

Die Parameter  $a$ ,  $b$ ,  $c$  und  $t$  in Gleichung II.7 lassen sich durch eine Kalibration mit Photonen bekannter Energie bestimmen [14].

- **ToA-Modus:** Der (Time of Arrival)-Modus funktioniert nach dem selben Prinzip wie der ToT-Modus. Sobald die Energieschwelle überschritten wird fängt ein Zähler an, normierte Taktschläge zu zählen. Beim ToA wird jedoch bis zum Ende des Frames (Messeinheit) gezählt (siehe Abbildung II.7, zweite Signalzeile). So kann über die Gesamtzeit der Messperiode und der ToA die Ankunftszeit des Teilchens bestimmt werden.
- **Medipix-Modus:** In diesem Modus wird gezählt, wie oft innerhalb des Frames mit einer einstellbaren Messzeit ("Acquisition Time") der Pixel den Threshold überschritten hat (siehe Abbildung II.7, dritte Signalzeile). Dieser Wert ist im Allgemeinen proportional zur Anzahl der auftreffenden Teilchen im Pixel.

### II.1.6. Pixelman Software und Threshold Equalization

Pixelman ist eine Software zur Erfassung der Daten, die der Detektor liefert [15]. Es lassen es hierüber alle wichtigen DAC-Werte, wie z.B. der THL-Wert (Höhe der Schwelle), PreAmp



**Abbildung II.8.:** Schematische Darstellung der Anpassung der verschiedenen Thresholds.  
Der neue Schwellwert (blau) liegt nun über dem Rauschen.

und  $I_{\text{krum}}$  einzeln einstellen. Weiterhin können die Modi, das Ausgabeformat der Daten und die Taktfrequenz der Clock festgelegt werden. Alle weiteren wichtigen Messparameter lassen sich auch einstellen und der prozentuale Fortschritt der Messung lässt sich verfolgen.

Vor der Verwendung eines Chips lassen sich über eine sogenannte „Threshold Equalization“, die in Pixelman implementiert ist, die für jeden Pixel produktionsbedingt verschiedenen THL-Werte aneinander angleichen. Andernfalls kann es dazu kommen, dass benachbarte Pixel aufgrund ihrer verschiedenen hohen Schwellwerte unterschiedliche Informationen über das gleiche Ereignis liefern. Liegt der Schwellwert für einen Pixel zu niedrig, rauscht er verglichen mit anderen Pixeln verhältnismäßig stark. Ist der Schwellwert zu hoch eingestellt ist der Pixel sozusagen „blind“, da kaum Ereignisse den Schwellwert überschreiten können. In Abbildung II.8 ist gezeigt, dass das Ziel der Threshold Equalization die Anpassung der THL-Werte eines jeden Pixels ist, sodass sie dieselbe Schwelle über dem Rauschwert haben und somit ein Signal richtig erkennen können. Für genauere Erklärungen zur Threshold Equalization wird [16] empfohlen.

## II.2. Radioaktiver Zerfall

Die Entdeckung der Radioaktivität [17, 18, 19] geht auf Antoine Henri Becquerel im Jahre 1896 zurück. Bei seinen Versuchen, die Röntgenstrahlung als Fluoreszenzerscheinung in Mineralien zu deuten, entdeckte er, dass bestimmte Mineralien z.B. Uransalze in der Lage waren eine lichtgeschützte Photoplatte zu schwärzen. Dies gelang ebenfalls ohne die Mineralien vorher zu bestrahlen. Daher konnten Fluoreszenzeffekte ausgeschlossen werden. Durch weitere Untersuchungen dieser neuen Strahlung wurde später durch Julius Elster und Hans Geitel im Jahre 1899 erkannt, dass es sich hierbei um eine Elementumwandlung handelt, bei der Strahlung emittiert wird.

Heute versteht man unter Radioaktivität die Emission von Strahlung durch den Atomkern. Dabei kann es sich um Teilchen- als auch elektromagnetische Strahlung handeln. Man unterscheidet zwischen  $\alpha$ -,  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung.

### II.2.1. Radioaktives Zerfallsgesetz

Den Prozess des radioaktiven Zerfalls kann man mathematisch folgendermaßen beschreiben: Da die Anzahl der ursprünglich vorhandenen Kerne mit der Zeit immer weiter abnimmt, muss sie Abnahmerate der ursprünglichen Zahl proportional sein

$$-dN = \lambda \cdot N \cdot dt \quad (\text{II.8})$$

wobei die Proportionalitätskonstante  $\lambda$  als Zerfallskonstante bezeichnet wird. Durch Integration von Gleichung II.8 erhält man

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (\text{II.9})$$

ein exponentielles Zerfallsgesetz. Die Integrationskonstante  $N_0$  bestimmt die Anzahl der Kerne zum Anfangszeitpunkt:  $N_0 = N(t=0)$ .

Eine charakteristische Größe für einen radioaktiven Kern ist deren Halbwertszeit. Möchte man wissen wie viel Zeit vergehen muss bis nur noch die Hälfte der ursprünglichen Teilchen vorhanden ist, also  $N(t) = \frac{N_0}{2}$ , so erhält man aus II.9 die Halbwertszeit

$$t_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda}. \quad (\text{II.10})$$

Als quantitative Größe für die Anzahl der Zerfälle pro Zeiteinheit, meistens pro Sekunde, wird die Aktivität  $A$  angegeben mit

$$A = \lambda \cdot N = -\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda t} = A_0 \cdot e^{-\lambda t}. \quad (\text{II.11})$$

Die Einheit der Aktivität ist das Becquerel Bq und gibt die Anzahl der Zerfälle pro Sekunde an.

### II.2.2. Der $\alpha$ - und $\gamma$ -Zerfall

Beim  $\alpha$ -Zerfall handelt es sich um den Zerfall eines schweren und instabilen Kerns unter Emission eines Heliumkerns. Hierbei nimmt die Ordnungszahl  $Z$  des Mutterkerns um 2 und die Massenzahl  $A$  um 4 ab:

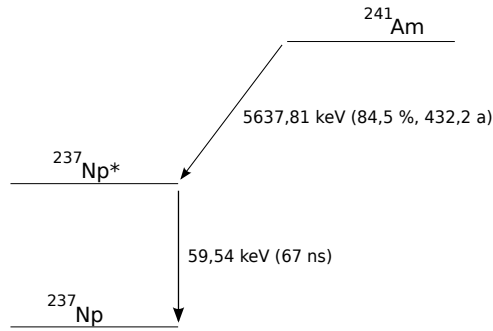


Betrachtet man den Zerfall aus dem Schwerpunktsystem, also in dem System, in dem der Mutterkern  $X$  ruht, erhält man aus Gründen der Energieerhaltung folgenden Ausdruck für die Massendifferenzen:

$$(m_X - m_\alpha - m_Y) \cdot c^2 = Q \quad (\text{II.13})$$

mit dem Q-Wert  $Q = E_{\text{kin},Y} + E_{\text{kin},\alpha}$ , der die Differenz der Ruhemassen vor und nach dem Zerfall angibt. Weiterhin verlangt die Impulserhaltung für einen ruhenden Mutterkern, dass die Zerfallsprodukte sich in entgegengesetzte Richtung wegbewegen, sodass  $p_Y = -p_\alpha$  gilt. Kombiniert man beide Erhaltungssätze erhält man die Möglichkeit die Energie der  $\alpha$ -Teilchen zu bestimmen:

$$E_{\text{kin},\alpha} = \frac{Q}{\left(1 + \frac{m_\alpha}{m_Y}\right)}. \quad (\text{II.14})$$



**Abbildung II.9.:** Hauptzerfallskanal des Isotops  $^{241}\text{Am}$ . Die Zerfallsbreite beträgt ca.  $\Gamma = 84,5\%$  und die Halbwertszeit für den  $\gamma$ -Zerfall liegt bei etwa  $T_{1/2} = 67\text{ ns}$  [20]

### Radioaktives Americium

Für die Messungen in dieser Arbeit wurde ein radioaktives Präparat mit dem Isotop  $^{241}\text{Am}$  verwendet. Darum werden hier kurz die wichtigen Kenngrößen der Zerfallsreihe von Americium genannt. Bei  $^{241}\text{Am}$  handelt es sich um einen  $\alpha$ -Strahler, dessen Hauptzerfallskanal (siehe Abbildung II.9) folgender ist:



wobei der entstehende Tochterkern ein angeregter Neptuniumzustand ist, der durch Emission eines Gammaquants in den Grundzustand relaxiert. Dies nennt man den  $\gamma$ -Zerfall.  $^{241}\text{Am}$  besitzt eine Halbwertszeit von 432,2 Jahren. Die Energie der beteiligten  $\alpha$ -Teilchen beträgt ca. 5,64 MeV und die der Photonen ca. 59,54 keV.

## II.3. Elektrische Ladung im Magnetfeld

Auf Teilchen mit elektrischer Ladung wirkt in elektrischen und magnetischen Feldern die Lorentzkraft

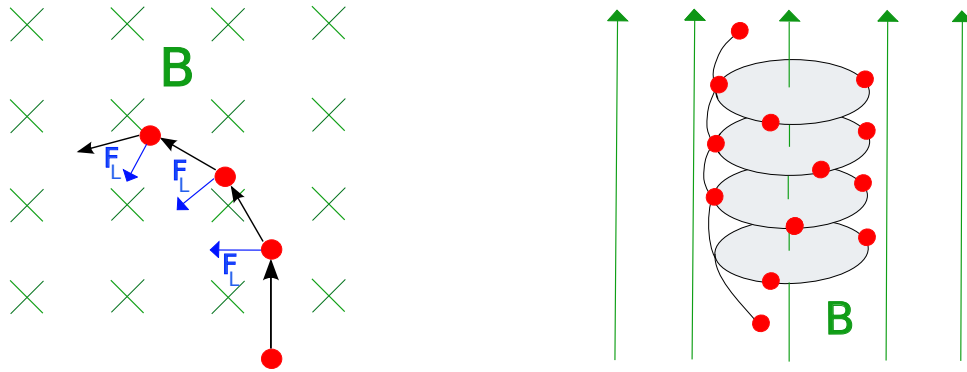
$$\vec{F}_L = \vec{F}_E + \vec{F}_B = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (\text{II.16})$$

mit den Komponenten  $\vec{F}_E = q \cdot \vec{E}$  und  $\vec{F}_B = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B})$ . Über den Winkel, den der Geschwindigkeitsvektor  $\vec{v}$  und der Magnetfeldstärkevektor  $\vec{B}$  einschließen, lässt sich mithilfe des Sinussatzes

$$|\vec{a} \times \vec{b}| = \sin(\varphi) \cdot |\vec{a}| \cdot |\vec{b}| \quad (\text{II.17})$$

eine Aussage über die Stärke des magnetischen Anteils  $\vec{F}_B$  der Lorentzkraft machen. Man kann, bei Abwesenheit eines elektrischen Feldes  $\vec{F}_E = 0$ , drei Fälle unterscheiden. Für

- $\varphi = 90^\circ$  folgt  $\sin(\varphi) = 1$  und das Kreuzprodukt hat ein Maximum. Die resultierende Kraft steht senkrecht auf beiden Vektoren. Die Lorentzkraft wirkt somit als Radialkraft und zwingt das Teilchen auf eine Kreisbahn.
- $\varphi = 0^\circ$  ergibt sich der triviale Fall. Beide Vektoren sind parallel zueinander und das Kreuzprodukt verschwindet. Das bedeutet, dass keine Lorentzkraft auf das Teilchen wirkt.



**Abbildung II.10.:** Einfluss der Lorentzkraft auf elektrische Ladung im Magnetfeld. Auf der linken Seite wird das geladene Teilchen bei senkrechtem Einfall in das Magnetfeld auf eine Kreisbahn gezwungen. Bei schrägem Einfall in das Magnetfeld resultiert für das geladene Teilchen eine Spiralbahn, wie auf der rechten Seite zu sehen ist.

- $\varphi$  zwischen  $0^\circ$  und  $90^\circ$  ergibt sich der relevante Fall. Der Geschwindigkeitsvektor  $\vec{v}$  hat einen bezüglich der Magnetfeldlinien senkrechten und parallelen Anteil

$$\vec{v} = \vec{v}_{||} + \vec{v}_{\perp}. \quad (\text{II.18})$$

Betrachtet man nun getrennt für die beiden Komponenten die resultierende Lorentzkraft ergibt sich

$$|\vec{F}_{L||}| = q \cdot |(\vec{v}_{||} \times \vec{B})| = 0 \quad (\text{II.19})$$

$$|\vec{F}_{L\perp}| = q \cdot |(\vec{v}_{\perp} \times \vec{B})| = \max. \quad (\text{II.20})$$

Somit beschreibt das Teilchen in der Ebene senkrecht zu den Magnetfeldlinien analog zum ersten Fall eine Kreisbahn und gleichzeitig bewegt es sich parallel zu den Feldlinien geradelinig weiter. Es resultiert somit eine Spiralbahn für das Teilchen (siehe Abbildung II.10). Für den Radius einer solchen Spiralbahn (sowie Kreisbahn aus Fall 1) lässt sich folgende Formel herleiten:

$$r = \frac{m_e \cdot v}{B \cdot e}. \quad (\text{II.21})$$

Der Radius der Spiralbahn ist bei festen Parametern eine Konstante.

Nutzt man diesen Effekt aus, wäre dies die erwähnte Möglichkeit, den Verlust der Orts- und Energieinformation durch Charge Sharing zu reduzieren. Unter der Annahme, dass sich die im Sensormaterial erzeugte Ladungswolke aus Elektronen als Ganzes über eine Entfernung von  $100 \mu\text{m}$  und in einer Zeit von ca.  $20 \text{ ns}$  zur Pixelelektrode hinbewegt, ergibt sich ein Spiralradius von

$$r = \frac{(9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}) \cdot \left(\frac{100 \cdot 10^{-6} \text{ m}}{20 \cdot 10^{-9} \text{ s}}\right)}{\left(3 \frac{\text{kg}}{\text{As}^2}\right) \cdot (1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As})} \approx 9,5 \cdot 10^{-9} \text{ m} = 9,5 \text{ nm}. \quad (\text{II.22})$$

Die angegeben Driftzeit ist ein grober Wert, der abhängig von der angelegten Spannung ist. Angenommen wird außerdem, dass die Elektronen eine senkrecht zu den elektrischen Feldlinien

stehende Geschwindigkeitskomponente haben, die genauso groß ist wie die Driftgeschwindigkeit parallel zu den Feldlinien. Diese senkrechte Komponente geht in die Rechnung ein. Verglichen mit der Pixelgröße von  $55\text{ }\mu\text{m}$  und der Größe einer Ladungswolke über mehrere Pixel hinweg wäre dies eine deutliche Reduktion der radialen Diffusion der Ladungswolke. In Gleichung II.22 wurde ein 3 T starkes Magnetfeld gewählt, da solche Magnetfeldstärken inzwischen ohne Probleme in Magnetresonanztomographie-Geräten (MRT) erzeugt werden können. Verwendet wurde ein MRT-Gerät der Firma Siemens. Im Aufbau sind die Magnetfeldlinien parallel zu den elektrischen Feldlinien.

Bei dieser Rechnung handelt es sich um eine sehr starke Vereinfachung, wobei die Geschwindigkeit der Ladungswolke als Ganzes als konstant vorausgesetzt wird und der Beitrag durch den Random Walk einzelner Elektronen vernachlässigt wird. Dies führt bei einzelnen Elektronen zwischen zwei Stößen zu weit größeren Geschwindigkeiten. Der Diffusionsradius der Ladungswolke ist über Gleichung II.4 gegeben. Die Diffusionskonstante  $D$  ist jedoch eigentlich keine Konstante, sondern hängt zum einen von der mittleren freien Flugzeit  $\tau$  und der Zyklotronfrequenz  $\omega = \frac{|q| \cdot B}{2\pi \cdot m}$  der Ladungsträger über

$$D' = \frac{D}{(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (\text{II.23})$$

ab [10]. Mit einer mittleren freien Flugzeit von  $\tau \approx 10^{-12}\text{ s}$  ergibt sich die Diffusionskonstante zu

$$D' \simeq 0,993 \cdot D \quad (\text{II.24})$$

$$R' = \sqrt{2D't} \simeq 0,9965 \cdot R \quad (\text{II.25})$$

Dies scheint eine realistischere Annahme zu sein. Der genau Wert für  $\tau$  ist nicht bekannt. Bei einem doppelt so hohen Wert für  $\tau$  ergibt sich immerhin schon ein veränderter Diffusionsradius  $R' = 0,987 \cdot R$ . Somit ergibt sich je nach Wert für  $\tau$  eine Reduktion von wenigen % bis hin zu wenigen ‰. Wie groß der Effekt tatsächlich ist und ob er gemessen werden kann wird im folgenden Kapitel untersucht.



## Kapitel III

# Reduktion von Charge Sharing im Magnetfeld

---

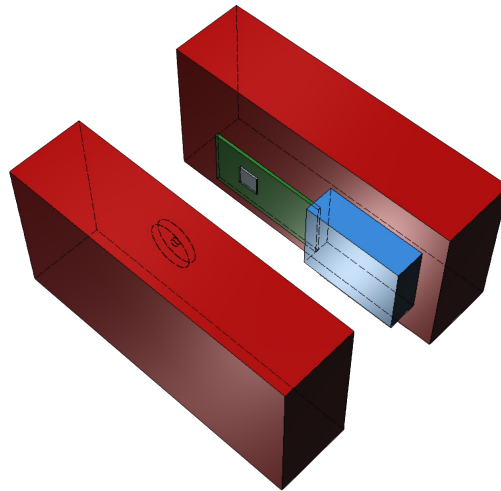
<b>III.1. Aufbau und Durchführung</b>	<b>18</b>
<b>III.2. Erste Testmessung</b>	<b>19</b>
III.2.1. Energiespektrum	19
III.2.2. Clustergrößen	21
<b>III.3. Messung mit längerer Messzeit</b>	<b>21</b>
III.3.1. Ergebnisse aus dem Energie- und Clusterspektrum	22
III.3.2. Fokussierung im Magnetfeld	23
<b>III.4. Clustergröße von <math>\alpha</math>-Teilchen in Abhängigkeit vom Magnetfeld</b>	<b>25</b>
III.4.1. Verbesserter Aufbau	26
III.4.2. Reduktion von Charge Sharing - Kleinere Cluster	26
III.4.3. Messung mit einer stärkeren $^{241}\text{Am}$ -Quelle	29

---

In diesem Kapitel werden die Daten einiger Messungen ausgewertet und untersucht, ob die eben gemachten Überlegungen auch praktische bzw. signifikante Änderungen hervorrufen. Wichtige Aspekte, die für den Nachweis der Reduktion von Charge Sharing untersucht werden, sind unter anderem das Energiespektrum und die Clustergröße. Zuerst wurde eine Testmessung durchgeführt, um das generelle Verhalten des Detektors im Magnetfeld zu testen. Zur Überprüfung wurde eine weitere Messung mit einer längeren Messzeit durchgeführt. Als Letztes wird auf die Abhängigkeit der Clustergröße vom Magnetfeld bei einer Reihe von Messungen mit  $\alpha$ -Teilchen eingegangen.

### III.1. Aufbau und Durchführung

Eine schematische Darstellung des Aufbaus ist in Abbildung III.1 zu sehen. Der Timepix wurde mit angeschlossenem Readout an einem massiven Bleistein befestigt. Genauso wurde auch die  $^{241}\text{Am}$ -Quelle an einem weiteren Bleistein befestigt. Die Aktivität der Quelle lag bei  $\leq 5\text{ kBq}$ . Das Präparat lag mit dieser Aktivität unter der Freigrenze. Die Quelle hat eine zylindrische Form mit einer Dicke von 8 mm und einem Durchmesser von 3 cm. Die Öffnung, aus der die radioaktive Strahlung austritt, hat einen Durchmesser von 5 mm. Die Bleisteine dienen der Befestigung und der Stabilität im Magnetfeld. Gemessen wurde in einem MRT-Gerät "MAGNETOM Verio" von Siemens [21], das ein bis zu 3 T starkes und homogenes Magnetfeld erzeugen kann. Der Aufbau wurde auf der Liege, auf der Patienten zur MRT-Untersuchung liegen, mittig platziert und so weit hinausgefahren, dass die erste Messung bei einer relativ geringen Magnetfeldstärke durchgeführt werden kann. Aufgrund des Aufbaus war eine Messung bei 0 mT nicht möglich. Die Magnetfeldlinien standen senkrecht auf der Sensorfläche. Die Höhe war so eingestellt, dass sich der Aufbau im Inneren des MRT-Gerätes in einem möglichst homogenen Bereich des Magnetfeldes befindet. Die Position der Liege war elektronisch mit einer maximalen Genauigkeit der Magnetfeldstärke von  $\pm 20\text{ mT}$  einstellbar. Das Magnetfeld wurde mit einem Teslameter und einer Genauigkeit von  $\pm 5\text{ mT}$  bestimmt. Außerdem gibt es noch eine gewisse Ungenauigkeit von  $\pm 5\text{ mT}$  bezüglich des Winkel, der zwischen der Verbindungslinie zwischen Detektor und Quelle und den Magnetfeldlinien eingeschlossen ist. Der Messbereich des Teslameters liegt zwischen 0 mT und 2000 mT. Für die Messung bei 3000 mT wurde der Aufbau komplett hineingefahren.



**Abbildung III.1.:** 3D Darstellung des Aufbaus für die erste Testmessung.

Der Chip ist grün dargestellt, das Readout blau, der Detektor grau und die Bleisteine rot. Die Quelle wurde auf der gegenüberliegenden Seite gestrichelt dargestellt.

Modus	Frames	Acq. Time	THL	Spannung	Sensormat.	Dicke	Pixelgröße
ToT	200	0.1s	360	70V	CdTe	1 mm	55 $\mu\text{m}$

Tabelle III.1.: Messparameter der ersten Testmessung.

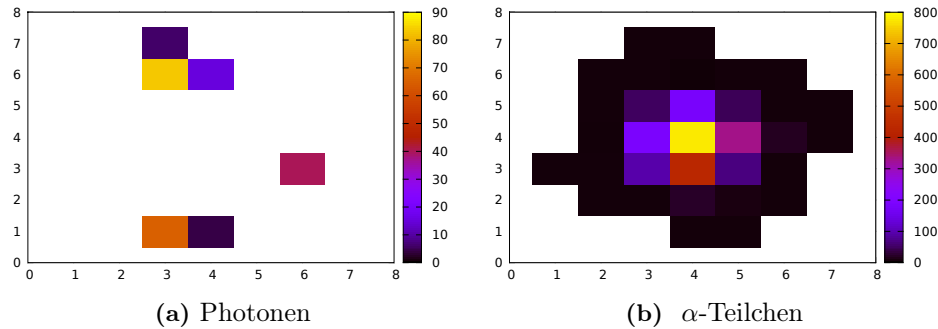


Abbildung III.2.: In (a) sind, je nach Energie, typische Signale von Photonereignissen zu sehen. In (b) ist ein typisches Signal zu sehen, dass von einem  $\alpha$ -Teilchen erzeugt wird [22]. Die Farbe kodiert die Energie der Teilchen in keV.

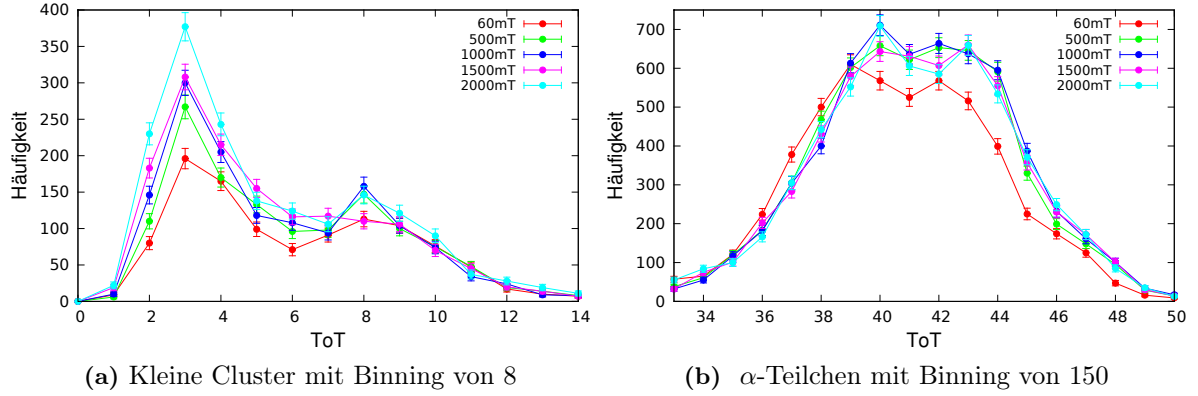
## III.2. Erste Testmessung

Zuerst wurden Daten für eine grobe Abtastung der Magnetfeldstärke bei jeweils 60 mT, 500 mT, 1000 mT, 1500 mT und 2000 mT genommen. Die Messparameter der ersten Messung befinden sich in Tabelle III.1. Eine Darstellung für das typische Aussehen eines  $\alpha$ -Teilchens und eines Photons zeigt Abbildung III.2.

Bei der Auswertung der Daten wird bereits unterschieden zwischen Ereignissen mit einer Clustergröße  $\leq 3$  und  $> 3$ . Ein Cluster ist eine Einheit von direkt benachbarten Pixel, die gleichzeitig ein Signal ausgeben. Die Clustergröße ist die Anzahl der gleichzeitig getroffenen Pixel. Ein Cluster der Größe 1 ist ein einziger getroffener Pixel. Hier spricht man von einem „Single-Hit“. Aufgrund der großen Energie können die Ergebnisse für Cluster mit einer Clustergröße  $\geq 3$   $\alpha$ -Teilchen zugeschrieben werden. Prinzipiell können dies hochenergetische Elektronen sein, da diese aber nicht im Zerfall von  $^{241}\text{Am}$  vorkommen werden Elektronen nicht berücksichtigt. Auch Myonen spielen wegen der vergleichsweise verschwindend geringen Rate keine Rolle. Zu den kleinen Cluster mit einer Clustergrößen von  $\leq 3$  können langsame Elektronen und die Photonen aus dem  $\gamma$ -Zerfall des  $^{241}\text{Am}$  gezählt werden.

### III.2.1. Energiespektrum

Die Daten wurden im ToT-Modus genommen, um das Energiespektrum der radioaktiven Quelle zu messen. Dieses Spektrum ist in Abbildung III.3 dargestellt. Die Energie wird hier in ToT angegeben, da der Detektor nicht kalibriert wurde. Links befindet sich das Energiespektrum für kleine Cluster und rechts für große Cluster. Ein Vergleich mit dem Photonenspektrum von



**Abbildung III.3.:** Energiespektrum der ersten Testmessung für verschiedene Magnetfeldstärken.

$^{241}\text{Am}$  zeigt, dass der rechte Peak in Abbildung III.3a mit dem 59,54 keV identifiziert werden kann.

Aufgrund der starken Schwankungen wurden die Energiespektren um einen Faktor  $k$  gebinnt. Der gewählte Faktor ermöglicht eine übersichtlichere Darstellung des Energiespektrums. Beim Binning werden  $k$  aufeinanderfolgende Einträge aufsummiert und als neuer Wert ausgegeben. Die Fehlerbalken ergeben sich aus dem Poissonfehler auf den aufsummierten Wert. Die Verbindungslinien zwischen den Datenpunkten in den Abbildungen haben keinerlei Aussagekraft. Sie dienen nur der Übersichtlichkeit. Einzig die Datenpunkte mit Fehlerbalken haben eine Bedeutung.

Eine Reduktion von Charge Sharing würde sich dadurch bemerkbar machen, dass die Peaks sich mit steigendem Magnetfeld nach rechts hin zu größeren Energien verschieben und schmaler werden. Da nun Effekte wie in Abbildung II.5 vermindert werden können, fällt nur noch ein kleinerer Teil der Ladung unter die Schwelle und die Energieauflösung sollte verbessern.

Die Erhöhung des Magnetfeldes bewirkt beim rechten Peak allerdings eine kleine Verschiebung zu kleineren Energien und eine gleichzeitige Erhöhung. Beim linken Peak ist zu erkennen, dass dieser mit steigendem Magnetfeld größer wird und sich dessen Maximum ebenfalls zu kleineren Energien verschiebt. Die Zunahme des Maximum um ca. 50% von 1500 mT auf 2000 mT ist deutlich. Beide Peaks verhalten sich entgegen der Annahmen über den Einfluss des Magnetfeldes. Die Verschiebung sollte entgegengesetzt sein und die deutliche Steigerung der Ereignisse war nicht mit den ursprünglichen Annahmen zu erklären. Dieses Verhalten wurde in weiteren Messungen untersucht und konnte später verstanden werden (siehe Abschnitt IV.4).

Für den Bereich größerer Clusterenergien ergibt sich ein Energiespektrum für  $\alpha$ -Teilchen wie in Abbildung III.3b. Das Magnetfeld bewirkt eine Verschiebung des Peaks zu höheren Energien, was im Einklang mit den Überlegungen ist. Die Zunahme der Ereignisse ist sprunghaft zwischen 60 mT und 500 mT, wobei die minimalen Veränderungen für höhere Magnetfelder innerhalb der Fehler nicht signifikant sind.

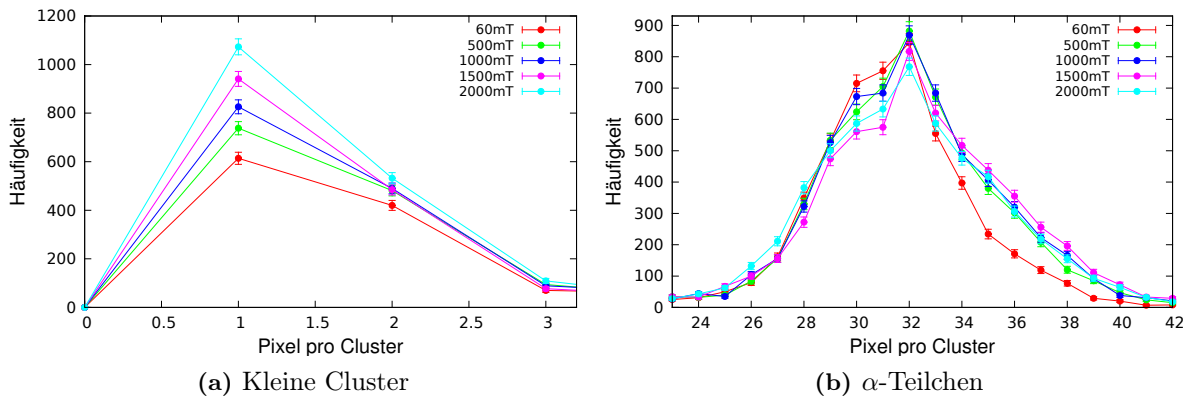


Abbildung III.4.: Clusterspektrum bei verschiedene Magnetfeldstärken.

### III.2.2. Clustergrößen

Sollte das Magnetfeld einen Einfluss auf die Diffusion der Ladungsträger im Sensor haben, dann sollte man eine Verschiebung der Clustergröße nach links hin zu kleineren Clustern erkennen können. In Abbildung III.4a lässt sich keine Verschiebung erkennen. Auffällig ist jedoch, dass für sehr kleine Cluster mit einer Clustergröße von 1 und 2 der Peak mit steigender Magnetfeldstärke ansteigt, d.h. je stärker das Magnetfeld, desto mehr Single-Hits werden vor allem registriert. Dies ist das gleiche Verhalten wie im Energiespektrum für kleine Cluster. Vergleicht man die 60 mT Messung direkt mit der 2000 mT Messung, so haben sich die Single-Hits fast verdoppelt. Die Änderungen im Clusterspektrum der  $\alpha$ -Teilchen in Abbildung III.4b zeigen eine Verschiebung zu größeren Clustern.

Dies steht im Widerspruch zu den bisherigen Annahmen. Um diese Ergebnisse genauer zu verstehen wurden weitere Messungen durchgeführt, bei denen eine längere Messzeit angesetzt wurde, um statistische Schwankungen zu unterdrücken.

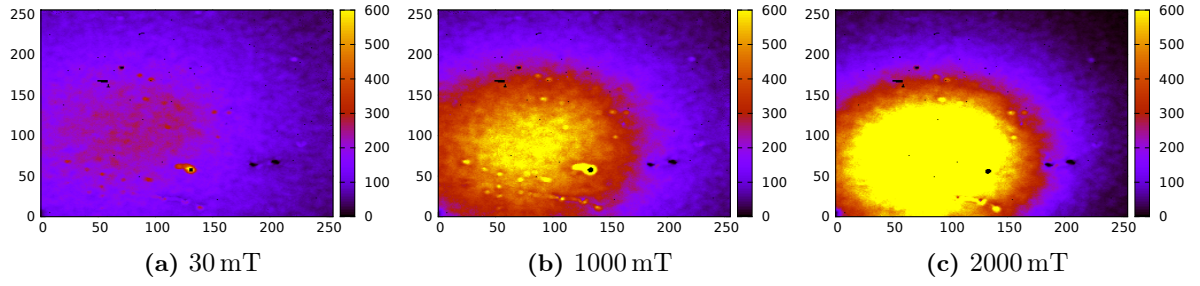
## III.3. Messung mit längerer Messzeit

Für eine Überprüfung der bisherigen Beobachtungen und eine besseren Statistik wurde eine zweite Messung durchgeführt mit dem selben Aufbau wie in Abbildung III.1. Die Messparameter finden sich in Tabelle III.2. Es wurde Messungen bei 30 mT, 1000 mT und 2000 mT durchgeführt.

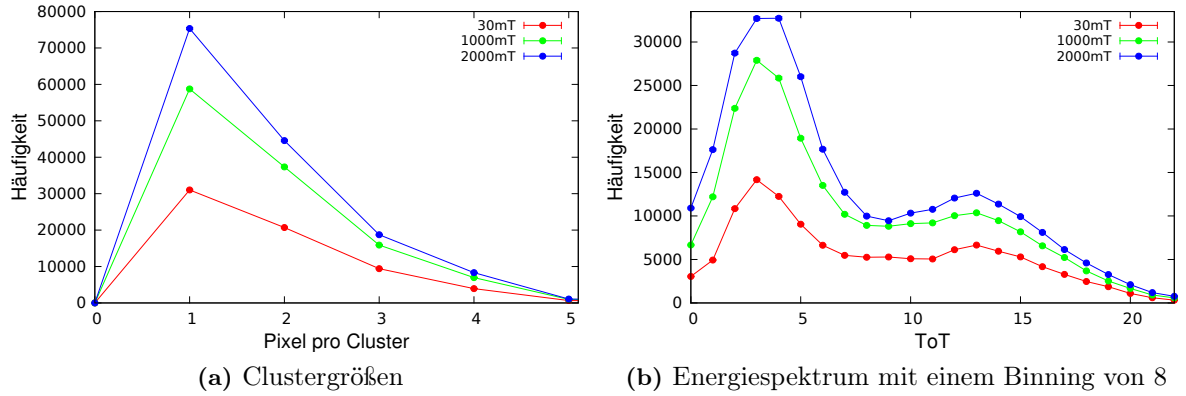
Abbildung III.5 zeigt eine starke Änderung der Trefferverteilung auf der Pixelmatrix mit steigendem Magnetfeld. Die Ereignisse nehmen nicht nur zu, sondern fokussieren sich. Aufgrund der Schwierigkeit bei der Befestigung der Quelle und des Detektors ist die Verteilung nicht zentriert. Hierauf wird in Abschnitt III.3.2 näher eingegangen.

Modus	Frames	Acq. Time	THL	Spannung	Sensormat.	Dicke	Pixelgröße
ToT	5000	0.1s	475	70V	CdTe	1 mm	55 $\mu$ m

Tabelle III.2.: Messparameter der zweiten Messung



**Abbildung III.5.:** Pixelmatrix der zweiten Messung mit der Gesamttrefferverteilung der  $\alpha$ -Teilchen bei verschiedenen Magnetfeldstärken. Die Farbe codiert die Anzahl der Treffer. Es ist eine deutliche Steigerung und Fokussierung der Trefferverteilung mit steigendem Magnetfeld zu erkennen.



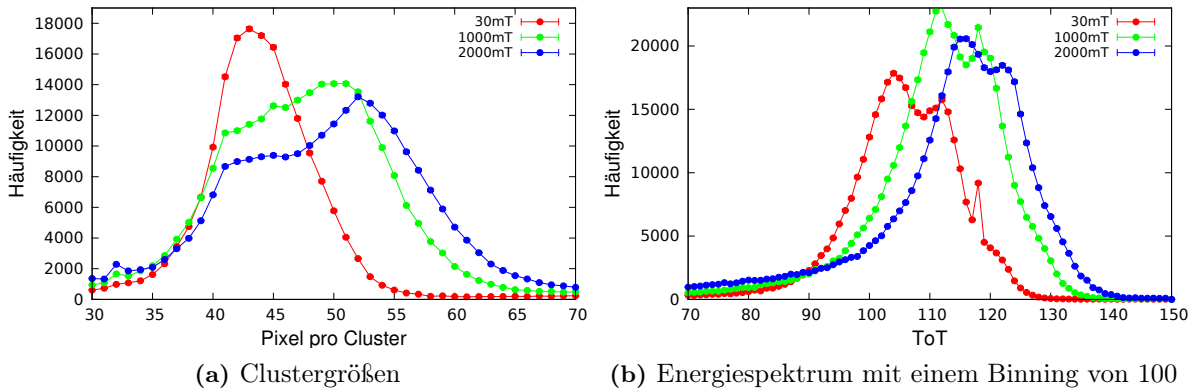
**Abbildung III.6.:** Ergebnisse der zweiten Messung für kleine Cluster bei verschiedenen Magnetfeldstärken. Eine starke Zunahme der Anzahl ist sowohl im Cluster- als auch im Energiespektrum mit steigendem Magnetfeld zu erkennen.

### III.3.1. Ergebnisse aus dem Energie- und Clusterspektrum

Betrachtet man nur kleine Energie ergibt sich das in Abbildung III.6b gezeigte Energiespektrum für die zweite Messung. Es ist hier keinerlei Verschiebung zu erkennen. Die Form des Energiespektrums bleibt weitestgehend erhalten, jedoch steigen die Einträge für jeden Energiebeitrag. Auch das Clustergrößenspektrum in Abbildung III.6a verhält sich gleich. Es werden mehr Ereignisse detektiert für alle beitragenden Clustergrößen. Eine Verschiebung ist auch hier nicht zu sehen.

Auch die  $\alpha$ -Teilchen zeigen ein unerwartetes Verhalten. Deren Energiespektrum und Clusterspektrum ist in Abbildung III.7 zu sehen. Im Energiespektrums ist wie erwartet eine Verschiebung des Peaks mit steigendem Magnetfeld zu größeren Energien zu sehen. Dies steht jedoch im Widerspruch zu den Überlegungen, da in Abbildung III.7a eine Verschiebung des Peaks hin zu größeren Clustern zu sehen ist.

Die bisherigen Ergebnisse lassen nicht auf eine Reduktion von Charge Sharing durch das Magnetfeld schließen. Eine mögliche Erklärung wäre die bereits erwähnten Schwierigkeiten mit dem



**Abbildung III.7.:** Ergebnisse der zweiten Messung für  $\alpha$ -Teilchen bei verschiedenen Magnetfeldstärken. Die Verschiebung im Energiespektrum zu größeren Energie und die gleichzeitige Zunahme von größeren Clustern deutet darauf hin, dass die  $\alpha$ -Teilchen beim Eintreffen in den Sensor über mehr Energie verfügen.

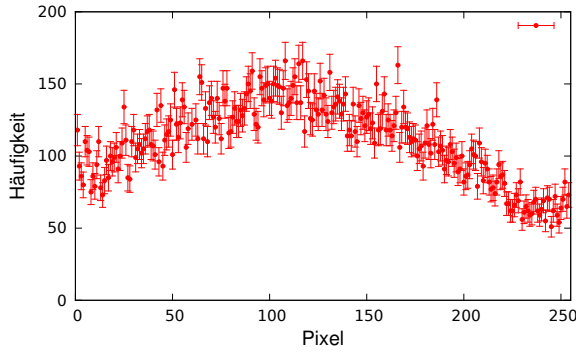
Aufbau und mögliche Einflüsse des Magnetfeldes auf die verschiedenen Anschlüsse und Kabel, die mit dem Timepix verbunden sind und ihn verbiegen können. Es ist bekannt, dass aufgrund ihrer stark ionisierenden Eigenschaften und ihrer großen Masse  $\alpha$ -Teilchen in Luft eine relativ kurze Reichweite von nur ca. 5 cm haben. Somit führt bereits eine kleine Abstandänderung zu einer deutlichen Änderung der Energie der Teilchen bei der Ankunft im Sensor. Mit einer kürzeren Flugstrecke kommen  $\alpha$ -Teilchen mit mehr Energie an. Dies könnte die Verschiebung im Energiespektrum erklären. Aufgrund der höheren Energie erzeugen sie bei ihrer Energiedeposition im Sensor mehr Elektron-Loch-Paare, die eine größere Ladungswolke bilden, was die Verschiebung zu größeren Clustern erklären würde. Da dies eine plausible Erklärung zu sein scheint, wird bei Effekten, die in späteren Messungen eine starke und unerwartete Änderung hervorrufen, von einer Abstandsänderung ausgegangen.

Um einen eindeutigen Nachweis für die Reduktion von Charge Sharing im Magnetfeld liefern zu können, müssen andere störende Effekte beseitigt werden. Vor allem ist es wichtig, mit einem sehr stabilen Aufbau zu messen, womit keine Verschiebungen des Detektors oder der Quelle möglich ist. Ein konstanter Abstand zwischen beiden muss während des Hineinfahrens der Liege ins starke Magnetfeld gewährleistet sein.

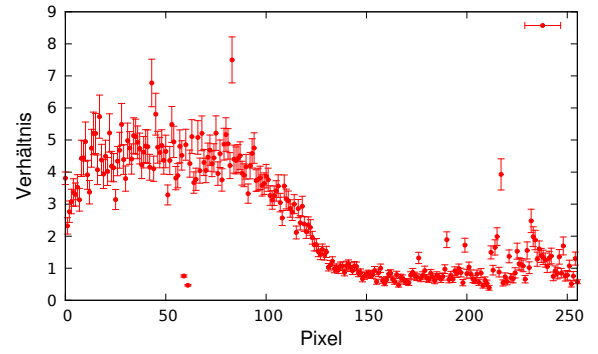
### III.3.2. Fokussierung im Magnetfeld

Wie man bereits anhand von Abbildung III.5 sehen konnte, scheint es mit stärkerem Magnetfeld zu einer Fokussierung der Teilchen zu kommen. Hierbei handelt es sich entweder um Elektronen oder Photonen, da sich bei beiden Messung eine deutliche Steigerung der Treffer für kleine Cluster im Clusterspektrum ergeben hat. Bei den  $\alpha$ -Teilchen war keine signifikante Steigerung der Trefferrate zu erkennen.

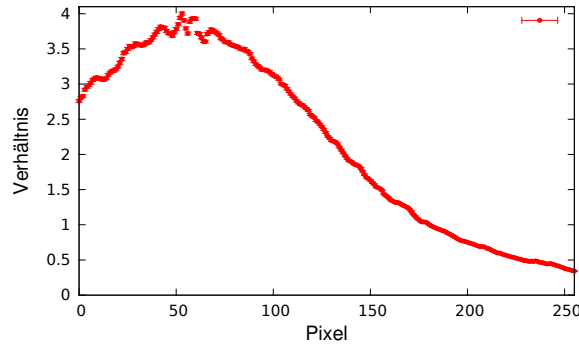
Für eine genaueres Bild kann man die Treffer der Pixelmatrix aus Abbildung III.5 beispielsweise auf die x-Achse projizieren, d.h. die Einträge einer jeden Spalte werden addiert und als neuer y-Wert zugewiesen. So erhält man eine Darstellung wie in Abbildung III.8a. Die Betrachtung



(a) Projizierte Trefferverteilung für 30 mT.



(b) Verhältnis der Trefferverteilung von 2000 mT zu 30 mT für kleine Cluster.

(c) Verhältnis der Trefferverteilung von 2000 mT zu 30 mT für  $\alpha$ -Teilchen.

**Abbildung III.8.:** (a) zeigt die Projektion der Trefferverteilung für kleine Cluster. In (b) und (c) ist das Verhältnis der Trefferverteilungen von 2000 mT zu 30 mT zu sehen. Eine deutliche Fokussierung der Treffer ist zu erkennen.

der Projektion auf eine der beiden Achsen reicht vollkommen aus, da sich die Gesamtverteilung auf der Pixelmatrix näherungsweise wie eine Gaußverteilung verhält. Die Projektion einer zweidimensionalen Gaußverteilung der Form  $f(x, y)$  auf die x- bzw. y-Achse ist wiederum eine Gaußverteilung der Form  $f(x)$  bzw.  $f(y)$  [23]. Weiterhin ist die Gaußverteilung rotationssymmetrisch bezüglich der z-Achse, parallel zu der selben Achse, in der die Magnetfeldlinien verlaufen. Die z-Achse wird in Abbildung III.5 durch die Farbe dargestellt. Es gibt keinen Grund wieso eine Projektion auf die x- oder y-Achse stärker durch einen Effekt beeinflusst werden sollte. Der x-Wert ergibt sich aus der Spaltennummer. Bei der Erstellung der projizierten Trefferverteilungen werden die Ereignisse ebenfalls nach Clustergrößen unterteilt. Die Fehlerbalken ergeben sich wieder aus dem Poissonfehler.

Dividiert man nun die Einträge  $T_1$  der Messung mit einem stärkeren Magnetfeld durch die Einträge  $T_2$  mit einem schwächeren Magnetfeld lässt sich eine Graphik erstellen wie in Abbildung III.8b. Die Fehlerbalken berechnen sich über die Gaußsche Fehlerfortpflanzung. Falls keine Fokussierung durch das Magnetfeld stattfindet, würde man in Abbildung III.8b eine Verteilung um die 1 erwarten. Im Bereich der Fokussierung kann man jedoch eine 4-5 fache Anzahl an Ereignissen erkennen. Dieser Effekt steht ganz klar im Zusammenhang mit dem Magnetfeld.



Während für kleine Clustergrößen ein starker Effekt zu beobachten ist, werden die  $\alpha$ -Teilchen davon gar nicht beeinflusst.

Auf die steigende Häufigkeit kleiner Clustern mit dem Magnetfeld wird in Kapitel IV eingegangen.

### III.4. Clustergröße von $\alpha$ -Teilchen in Abhängigkeit vom Magnetfeld

Für die Durchführung ist es wichtig, die Liege, auf dem der Aufbau befestigt ist, möglichst langsam zwischen zwei Magnetfeldmessungen zu bewegen und die Spannungsquelle währenddessen abzuschalten. Damit wird verhindert, dass die Wirebonds, die die elektrischen Signale an das Read-Out übertragen, durch Restströme beschädigt werden. Leider ist dies unerwarteter Weise passiert, weswegen alle Messungen ab diesem Abschnitt mit einem Medipix-Detektor<sup>1</sup> mit Silizium-Sensor aufgrund von Mangel an Timepix-Detektoren durchgeführt wurden. Dies macht die Messungen nicht weniger aussagekräftig, da der Medipix-Modus für die kommenden Ziele vollkommen ausreicht. Alle weiteren Messparameter befinden sich in Tabelle III.3.

Es wurden drei unabhängige Messungen an verschiedenen Tagen durchgeführt, deren Ergebnisse einzeln kurz dargelegt werden. Eingegangen wird hierbei speziell nur auf das Clusterspektrum von  $\alpha$ -Teilchen, da sich hier ein interessantes Verhalten beobachten lässt. Im Bereich kleiner Cluster ist weiterhin eine starke Zunahme mit steigendem Magnetfeld zu sehen. Aus diesem Grund wird in diesem Abschnitt nicht näher darauf eingegangen, da dies Inhalt von Kapitel IV sein wird.

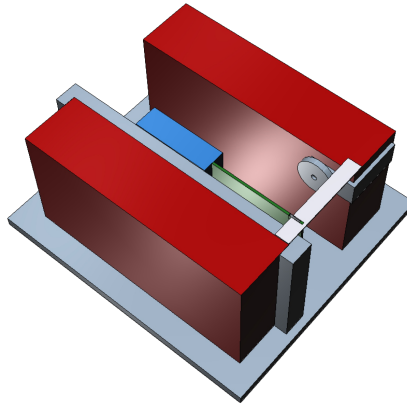
Die Messungen wurden im Rahmen von Kapitel V durchgeführt. Hierfür wurde eine verbesserter Aufbau verwendet, der im Folgenden beschrieben wird. Ein Teil der Daten dieser Messungen können bereits verwendet werden, um die Abhängigkeit der Clustergröße vom Magnetfeld zu untersuchen. So kann innerhalb dieses Kapitels noch eine abschließende Aussage über die Möglichkeit der Reduktion von Charge Sharing im Magnetfeld getroffen werden. Für das Verständnis dieses Abschnittes ist es jedoch nicht notwendig den Inhalt der kommenden Kapitel gelesen zu haben<sup>2</sup>.

Modus	Frames	Acq. Time	THL	Spannung	Sensormat.	Dicke	Pixelgröße
Medipix	3000	0.1s	410	65V	Si	300 $\mu\text{m}$	55 $\mu\text{m}$

**Tabelle III.3.:** Messparameter der Messung der Clustergröße.

<sup>1</sup>Der Medipix-Detektor verfügt weder über den ToA- noch über den ToT-Modus. Der Medipix-Detektor misst nur mit dem Medipix-Modus. Dieser funktioniert nach dem selben Prinzip wie beim Timepix-Detektor.

<sup>2</sup>Für das Kapitel IV, das im Anschluss an dieses Kapitel vorgestellt wird, wurde der verbesserte Aufbau noch nicht verwendet. Der verbesserte Aufbau hat sich erst im Laufe der Messungen in Kapitel IV aufgrund der beobachteten Effekte als notwendig erwiesen und wurde dann für die Messungen in Kapitel V verwendet.



**Abbildung III.9.:** Verbesserter Aufbau mit PVC-Befestigungen.

#### III.4.1. Verbesserter Aufbau

Um möglichen Verschiebungen am Aufbau durch das Magnetfeld entgegenzuwirken, wurde ein deutlich verbesserter und fixierter Aufbau angefertigt (siehe Abbildung III.9). Beide Bleisteine wurden an eine PVC-Platte gebohrt. Weiterhin wurde die  $^{241}\text{Am}$ -Quelle zur Befestigung an einen der Bleisteine geschraubt. Außerdem wurde eine weitere PVC-Schiene um den linken Bleistein gelegt und angeschraubt, um den Chip mit Read-Out sicher zu befestigen. Eine zusätzliche PVC-Schiene (hellgrau), mit einer Einkerbung für das Chipboard, wurde über den Bleisteinen angebracht, um mögliche Schwingungen des relativ locker im Read-Out steckenden Chips durch Bewegungen des angeschlossenen LEMO-Kabels zu unterdrücken.

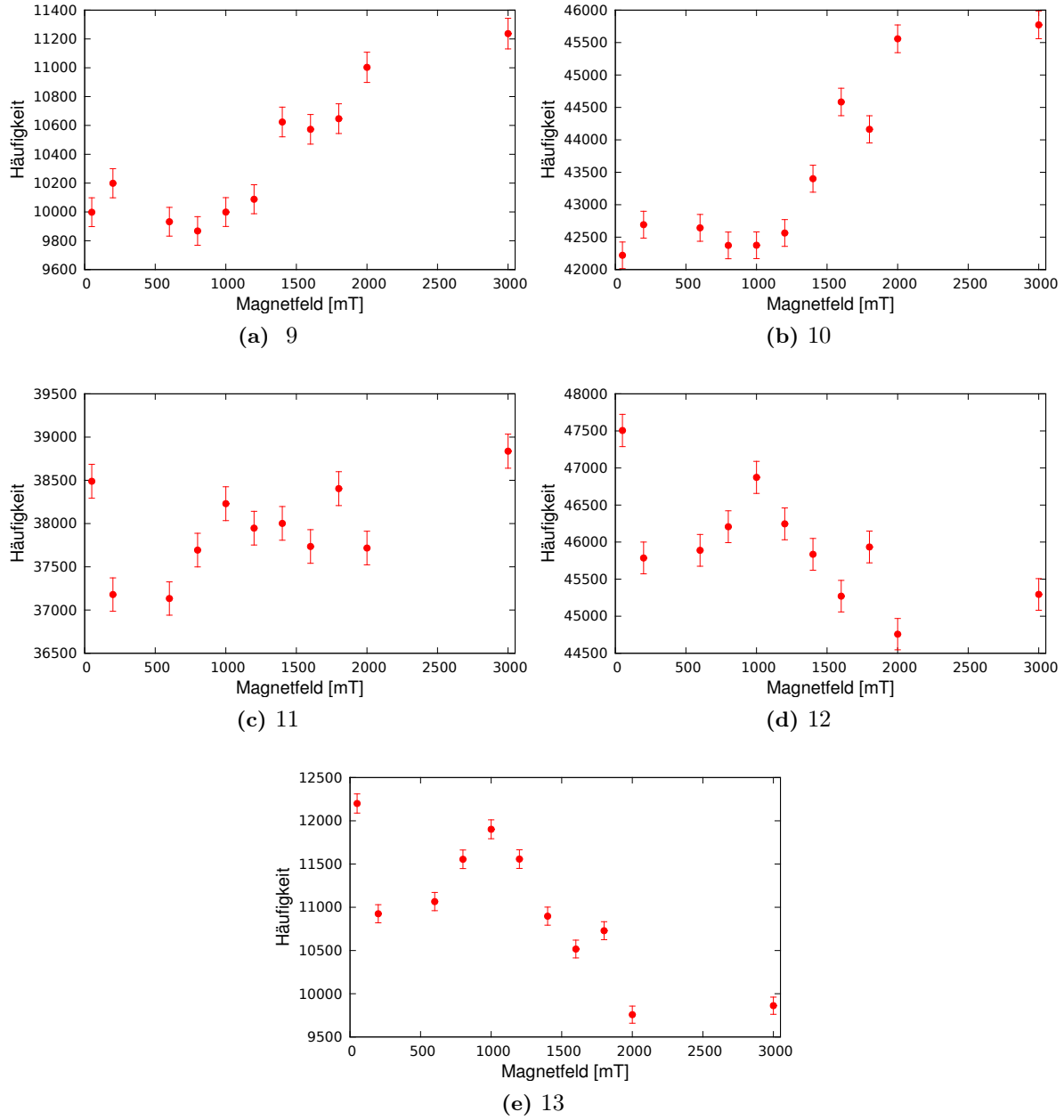
#### III.4.2. Reduktion von Charge Sharing - Kleinere Cluster

Bei der ersten Messung wurde der Magnetfeldbereich von 0-3000 mT in 200 mT Schritten abgefahren. Trotz der fehlenden Energieinformation lässt sich anhand der Daten, die mit dem Medipix aufgenommen wurde, eine gute Aussage darüber machen, ob das Magnetfeld einen Einfluss auf das Charge Sharing hat.

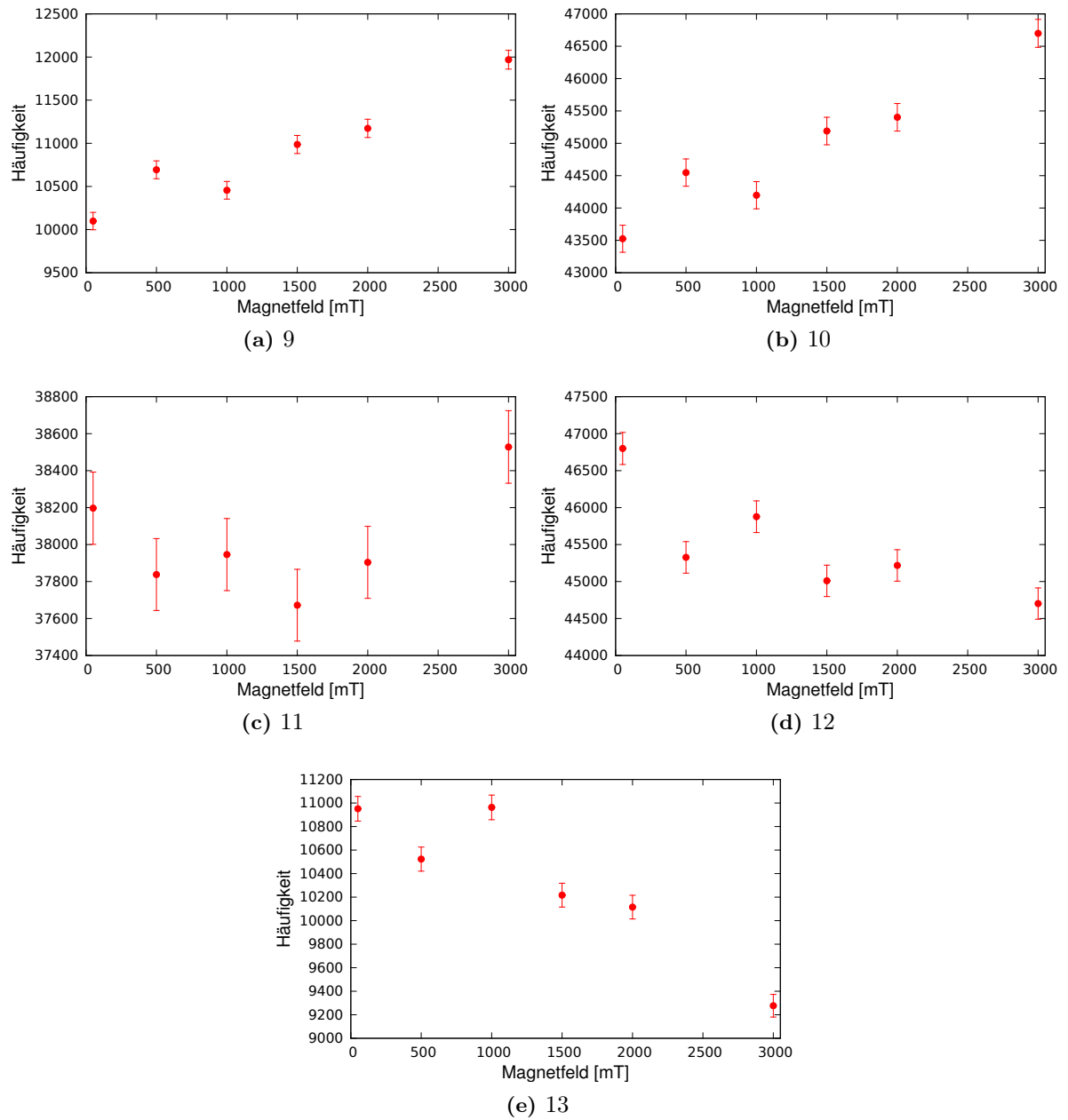
In Abbildung III.10 wurde die Häufigkeit der Clustergrößen von  $\alpha$ -Teilchen in Abhängigkeit vom Magnetfeld geplottet. Der Peak der  $\alpha$ -Teilchen im Clusterspektrum erstreckt sich von einer Größe von 9-13 Pixel. In den Abbildungen III.10a und III.10b erkennt man bei höheren Magnetfeldern eine eindeutige Zunahme der kleineren Clustern mit 9 und 10 Pixeln pro Cluster. Auffällig ist jedoch, dass es keine linearer Verlauf ist. Erst ab ca. 1000 mT ist ein steigender Verlauf zu sehen, der für sehr hohe Magnetfelder abflacht. Weshalb sich ein solcher Verlauf ergeben hat, kann nicht erklärt werden. Die Abbildungen III.10d und III.10e zeigen eine Abnahme der größeren Cluster mit 12 und 13 Pixeln. Hier passen die Messpunkte 200 mT und 600 mT nicht ganz ins Bild<sup>3</sup>. Auch dies kann nicht genau verstanden werden. Die Ergebnissen deuten darauf hin, dass ein angelegtes Magnetfeld eine Verschiebung hin zu kleineren Clustern bewirken könnte. Um dies zu bestätigen wurde eine weitere Messreihe durchgeführt.

Die zweite Messung mit gleichem Aufbau bestätigt das Ergebnis aus dem ersten Teil. In Abbildung III.11 erkennt man für die kleineren Cluster eine Zunahme und für die größeren Cluster

<sup>3</sup>Die Daten für 400 mT wurde aufgrund von Problemen bei der Messung weggelassen.



**Abbildung III.10.:** Häufigkeit der Clustergrößen mit 9-13 Pixeln pro Cluster als Funktion des Magnetfeldes, Teil I. Eine Zunahme kleinerer Cluster und eine Abnahme größerer Cluster ist zu erkennen.



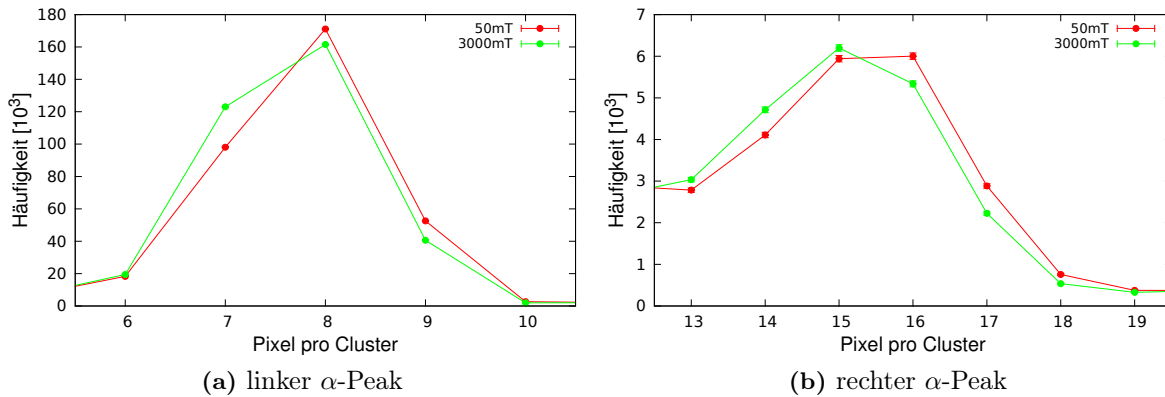
**Abbildung III.11.:** Häufigkeit der Clustergrößen mit 9-13 Pixeln pro Cluster als Funktion des Magnetfeldes, Teil II. Dies bestätigt die vorherige Messung. Ein angelegtes Magnetfeld führt wie erwartet zu einer Verkleinerung von Clustern.

eine Abnahme der Häufigkeit mit steigendem Magnetfeld. Anders als bei der ersten Messung sind hier lineare Verläufe zu sehen. Ein Einfluss der Abstandsänderung kann ausgeschlossen werden, da dies zum einen mit diesem Aufbau nicht beobachtet wurde und eine Verringerung des Abstandes aufgrund der höheren Energie der  $\alpha$ -Teilchen zu einer Verschiebung zu größeren Clustern führen würde.

### III.4.3. Messung mit einer stärkeren $^{241}\text{Am}$ -Quelle

Um eine größere Statistik zu bekommen, wurde eine andere  $^{241}\text{Am}$  Quelle verwendet, deren Aktivität bei ca. 75 kBq lag. So war es möglich, in der selben Messzeit eine größere Datenmenge zu nehmen. Außerdem ermöglicht die Verwendung einer anderen Quelle eine weitere Überprüfung der Ergebnisse. Gemessen wurde für 50 mT und 3000 mT, da nur von Interesse war, wie sehr und ob ein starkes Magnetfeld die Clustergröße beeinflusst. Das Clusterspektrum in Abbildung III.12 zeigt zwei Peaks auf. Es handelt sich womöglich nicht um einen reinen  $^{241}\text{Am}$ -Strahler. Dies ist allerdings von Vorteil, da die Anwesenheit zwei getrennter Peaks im Clusterspektrum eine doppelte Aussage über den Effekt des Magnetfeldes für eine einzige Messung ermöglicht. Man kann eine Verschiebung zu kleineren Clustern gut erkennen. Der Unterschied ist im Rahmen der Fehler, die wegen ihrer Größenordnung kaum zu erkennen sind, signifikant. Die ist ein weiterer Beleg für den Einfluss des Magnetfeldes auf die Clustergröße.

Insgesamt kann man im Rahmen der Daten über die Clustergrößen bestätigen, dass das Charge Sharing durch ein angelegtes Magnetfeld reduziert werden konnte.



**Abbildung III.12.:** Clusterspektrum der  $\alpha$ -Teilchen aus der starken  $^{241}\text{Am}$ -Quelle. Die Verschiebung der Peaks nach links ist innerhalb der Fehler signifikant.



## Kapitel IV

# Experimente zur Erklärung der Fokussierung von niederenergetischen Teilchen

---

<b>IV.1. Theoretische Grundlagen und Überlegungen . . . . .</b>	<b>32</b>
IV.1.1. Elektrisches Quadrupolmoment und magnetisches Dipolmoment . . . . .	32
IV.1.2. Spinpolarisation im Magnetfeld . . . . .	33
<b>IV.2. Aufbau und Durchführung . . . . .</b>	<b>34</b>
<b>IV.3. Messung bei einer Drehung des Aufbaus um <math>45^\circ</math> . . . . .</b>	<b>35</b>
<b>IV.4. Messung mit Plexiglas-Abschirmung . . . . .</b>	<b>37</b>
<b>IV.5. Monte-Carlo-Simulation zur Abstandsänderung . . . . .</b>	<b>39</b>

---

In diesem Kapitel soll anhand der durchgeführten Experimente erklärt und verstanden werden welchen Einfluss das Magnetfeld auf die Verteilung von kleinen Clustern hat. Es werden zunächst einige theoretische Überlegungen gemacht, aufgrund derer die Experimente konzipiert wurden. Diese werden im ersten Abschnitt erläutert. Das Augenmerk dieses Kapitels richtet sich, durch die Verwendung eines Medipix bedingt, auf die Treffererteilung der Teilchen auf der Pixelmatrix und deren Änderung durch Faktoren wie der Verwendung einer Abschirmung oder der Drehung des Aufbaus. Außerdem wurde noch eine Monte-Carlo-Simulation entwickelt, mit der sich der letzte Abschnitt befassen wird. Das Ziel der Simulation ist es, die Einflüsse von Änderungen durch das Magnetfeld am Aufbau, die während der Messungen beobachtet wurden, abzuschätzen.

## IV.1. Theoretische Grundlagen und Überlegungen

Die über das  $^{241}\text{Am}$  Zerfallsschema aus Abbildung II.9 emittierten Teilchen sind Photonen und  $\alpha$ -Teilchen. Photonen sind Bosonen und besitzen einen Spin von 1.  $\alpha$ -Teilchen sind ebenfalls Bosonen, haben jedoch einen Spin von 0 und tragen eine elektrische Ladung von  $-2e$ . In den Grundlagen in Kapitel II.3 wurde bereits auf die Einflüsse von Magnetfeldern auf Teilchen mit Ladung eingegangen. Es ist weiterhin auch bekannt welchen Einfluss das Magnetfeld auf spin-behaftete Teilchen haben kann, wie zum Beispiel dem Photon bzw. dem angeregten  $^{237}\text{Np}$  Kern nach dem  $\alpha$ -Zerfall des  $^{241}\text{Am}$  sind.

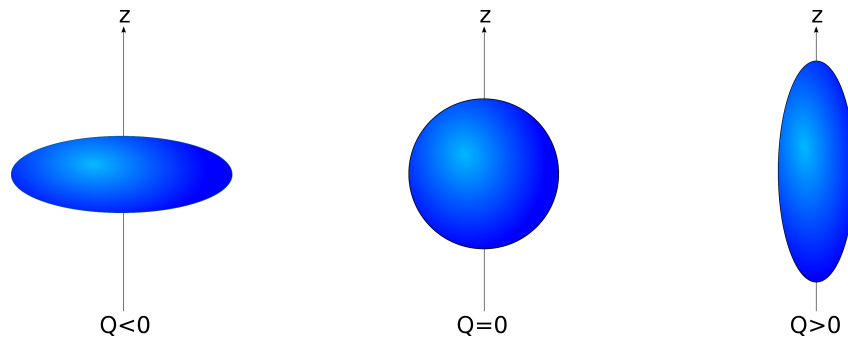
### IV.1.1. Elektrisches Quadrupolmoment und magnetisches Dipolmoment

Die wichtigsten elektromagnetischen Eigenschaften des Kerns werden durch deren elektromagnetische Momente bestimmt [24, 25]. Das elektrische Moment ist dabei abhängig von der Ladungsverteilung im Kern und ist ein Maß für die Form der Kerns (Raumgebiet konstanter Ladungsdichte). Die Kernform erhält man aus einer Multipolentwicklung des äußeren elektrischen Feldes. Die erste Komponente ist die Gesamtladung des Kerns. Die zweite ist das elektrische Dipolmoment des Kerns. Dieses setzt sich zusammen aus dessen Substituenten, den Protonen und Neutronen. Diese besitzen eine Parität von  $+1$ , weshalb sich für deren Wahrscheinlichkeitsdichte  $|\psi(r)|^2 = |\psi(-r)|^2$  ergibt. Somit verschwindet das elektrische Dipolmoment und der erste nicht verschwindende Beitrag zur Form des Kern (siehe Abbildung IV.1) ist das elektrische Quadrupolmoment  $Q$ .

Unter Berücksichtigung des elektrischen Quadrupolmoments des Tochterkerns ist das zu überwindende Coulomb-Potential beim  $\alpha$ -Zerfall nicht mehr kugelsymmetrisch [26]. Es kommt eine Beitrag höherer Ordnung für das Potential hinzu:

$$V_Q = \frac{2Qe^2}{r^3} P_2(\cos \theta) \quad (\text{IV.1})$$

mit  $r$  dem Abstand zwischen dem Zentrum des  $\alpha$ -Teilchen und dem Zentrum des Tochterkerns,  $P_2(\cos \theta)$  dem beitragenden Legendre-Polynom und  $\theta$  dem Winkel zwischen  $r$  und der Rotationsachse des Tochterkerns. Aufgrund der Winkelabhängigkeit der Coulombbarriere ist die Emission eines  $\alpha$ -Teilchen in Richtung der Kernachse bevorzugt, sodass bei einer Ausrichtung der Spinachse im Magnetfeld diese mit der Rotationsachse zusammenfällt. Beim verwendeten Aufbau



**Abbildung IV.1.:** Kernform in Abhängigkeit vom elektrischen Quadrupolmoment:  $Q < 0$  oblat,  $Q = 0$  sphärisch,  $Q > 0$  prolat.



	$\mu$ [ $\mu_B$ ]	$I$	$Q$ [mb]	Kernform
$^{241}\text{Am}$	1,58	5/2	4,2	prolat
$^{237}\text{Np}^*$	1,68	5/2	3,85	prolat

**Tabelle IV.1.:** Elektrische und magnetische Kenngrößen des Mutter- und Tochterkerns. Beide Kerne besitzen aufgrund ihres elektrischen Quadrupolmoments eine prolate Kernform, was die Emission von  $\alpha$ -Teilchen in Richtung der z-Achse (siehe Abbildung IV.1) bevorzugt.

könnte so, je nach Grad der Spinpolarisation, eine Fokussierung festzustellen sein. Ein Rechnung über die Größenordnung der Spinpolarisation befindet sich im nächsten Abschnitt.

Das magnetische Moment, erzeugt durch den Gesamtdrehimpuls  $I = L + S$  des Kern, besteht aus zwei Komponenten. Sowohl der Bahndrehimpuls  $L$  der Nukleonen im Kern als auch deren Spin  $S$  erzeugen ein magnetisches Moment:

$$\vec{\mu}_I = g_I \cdot \mu_K \cdot \frac{\vec{I}}{\hbar} \quad (\text{IV.2})$$

mit dem Kernmagneton  $\mu_K = \frac{e\hbar}{2m_p}$  und dem Kern-Landé-Faktor  $g_I$ .  $I$  bezeichnet man im Allgemeinen als Kernspin. Man sieht sofort, dass wegen der etwa 2000-fach größeren Masse des Protons dessen magnetisches Moment um einen Faktor 2000 kleiner ist als das magnetische Moment des Elektrons. Die für das  $^{241}\text{Am}$  und  $^{237}\text{Np}$  wichtigen Größen sind in Tabelle IV.1 angegeben [27].

#### IV.1.2. Spinpolarisation im Magnetfeld

Befindet sich ein Teilchen mit einem magnetischen Moment in einem Magnetfeld so besitzt es eine potenzielle Energie

$$E_{\text{pot}} = -\vec{\mu}\vec{B}. \quad (\text{IV.3})$$

Je nach Ausrichtung von  $\vec{\mu}$  und damit der des Spins ergibt sich eine unterschiedliche Energie. Für eine zum Magnetfeld parallele Ausrichtung des magnetischen Moments ergibt sich eine kleinere Energie und somit ein energetisch günstigerer Zustand. Ein angelegtes Magnetfeld führt somit zu einer Aufspaltung von Energiezuständen. Legt man die z-Achse des Koordinatensystem in Richtung der Magnetfeldlinien, so ergibt sich mit  $\vec{\mu} = \frac{q}{2M}I_z$  eine Veränderung der potenziellen Energie in folgender Form

$$\Delta E_{\text{pot}} = -\frac{q}{2M}I_z B = -m \cdot \frac{q\hbar}{2M} B \quad (\text{IV.4})$$

mit den Eigenwerten  $m\hbar$  der z-Komponente  $I_z$  des Spins. Die Besetzung der einzelnen Zustände folgt einer Boltzmannverteilung und ist somit temperatur- und magnetfeldabhängig. Für hohe Magnetfelder bzw. tiefe Temperaturen wird die Energielücke groß und man kann so Teilchen in einen energetisch günstigeren Spinzustand aufzwingen. Für die Spinausrichtung kann man als

Maß für die Abweichung von einer Gleichverteilung den Polarisationsgrad

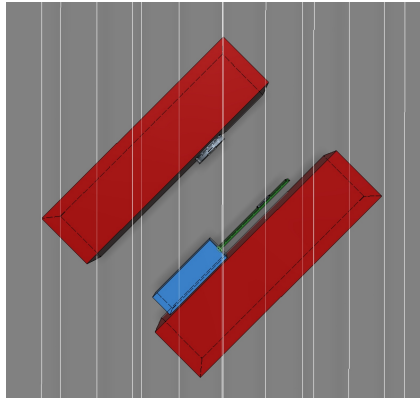
$$P = \frac{N_{\downarrow} - N_{\uparrow}}{N_{\downarrow} + N_{\uparrow}} = \frac{1 - \exp\left(-\frac{\mu B}{k_B T}\right)}{1 + \exp\left(-\frac{\mu B}{k_B T}\right)} \approx \frac{\mu B}{k_B T} \approx 4 \cdot 10^{-6} \quad (\text{IV.5})$$

angeben mit  $B = 3 \text{ T}$ ,  $k_B$  die Boltzmannkonstante,  $T = 300 \text{ K}$  und  $\mu = 1,58 \cdot \mu_B$ .

Eine so kleine Polarisation sollte keinen so deutlichen Einfluss auf die Trefferverteilung der Teilchen auf der Pixelmatrix haben, wie bisher beobachtet. Somit müssen andere Aspekte berücksichtigt werden. In den beiden Abschnitten IV.3 und IV.4 werden zwei Möglichkeiten untersucht eine Erklärung für das Fokussierungsverhalten von niederenergetischen Teilchen zu finden.

## IV.2. Aufbau und Durchführung

Um die Frage zu klären, wie die Fokussierung aus dem vorangegangenen Kapitel zustande kommt, wurde eine Messung durchgeführt, bei der die Einflüsse zweier zusätzlicher Faktoren auf die Trefferverteilung auf der Pixelmatrix untersucht wurde. Die für die Fokussierung verantwortlichen Teilchen besitzen nach Abbildung III.6b eine Energie im niederenergetischen Bereich. Um sicher zu gehen, dass es sich hierbei tatsächlich um Photonen handelt und um mögliche Elektronen nicht im Detektor zu registrieren, wurde eine 2 mm dicke Plexiglasplatte zwischen Detektor und Quelle gestellt. Plexiglas hat den Vorteil, dass bereits wenige mm ausreichen um Elektronen mit mehreren MeV abzuschirmen. Aufgrund seiner relativ geringen Kernladungszahl ist auch keine Bremsstrahlung zu erwarten. Außerdem werden hierdurch auch alle  $\alpha$ -Teilchen abgeschirmt, so dass nur die  $^{241}\text{Am}$ -Photonen, die das Plexiglas durchdringen, im Detektor registriert werden können. Ein Einfluss der Plexiglasplatte auf die Messung konnte in einer unabhängigen Messung ohne Magnetfeld nicht beobachtet werden, somit verfälscht das Plexiglas die Messung nicht. Um auch das Verhalten von  $\alpha$ -Teilchen zu untersuchen wurde ein weiteres Experiment durchgeführt. Hierfür wurde der Aufbau ohne Plexiglas so gedreht, dass die Magnetfeldlinien und das Lot auf die Sensoroberfläche einen Winkel von  $\varphi = 45^\circ$  einschließen. Die beiden Möglichkeiten wurden getrennt voneinander untersucht.



**Abbildung IV.2.:** 3D Darstellung des gedrehten Aufbaus. Die weiß dargestellten Magnetfeldlinien schließen mit dem Lot auf die Sensorfläche einen Winkel von  $\varphi = 45^\circ$  ein.

Modus	Frames	Acq. Time	THL	Spannung	Sensormat.	Dicke	Pixelgröße
Medipix	10000	0.1s	435	65 V	Si	300 $\mu\text{m}$	55 $\mu\text{m}$

Tabelle IV.2.: Messparameter für die Winkelmessung

### IV.3. Messung bei einer Drehung des Aufbaus um 45°

Sollte eine Korrelation mit dem Magnetfeld vorhanden sein, die für die Fokussierung verantwortlich ist, würde eine Drehung des Aufbaus um 45° eine Reduktion der Trefferrate auf der Pixelmatrix bewirken. Der Aufbau ist in Abbildung IV.2 dargestellt. Die für die Messung wichtigen Messparameter befinden sich in Tabelle IV.2. Gemessen wurde jeweils bei 30 mT, 1000 mT (mit 45°) und 2000 mT (mit 45°), wobei für die Messungen mit 45° nur 2000 Frames aufgenommen wurden. Als Referenz wird immer die Messung mit 30 mT bei 0° herangezogen, da diese weder den Einflüssen des Magnetfeldes noch einer Verschiebung des Aufbaus unterworfen war. Prinzipiell sollte eine Fokussierung von  $\alpha$ -Teilchen aufgrund des Gyroradius durch das Magnetfeld aufgrund der ca. 8000-fachen Masse und ca. 10 Mal kleineren Geschwindigkeit als Elektronen stark unterdrückt sein. Es ergibt sich nach Gleichung II.21 ein Abschätzung des Gyroradius bei  $B = 2 \text{ T}$  von

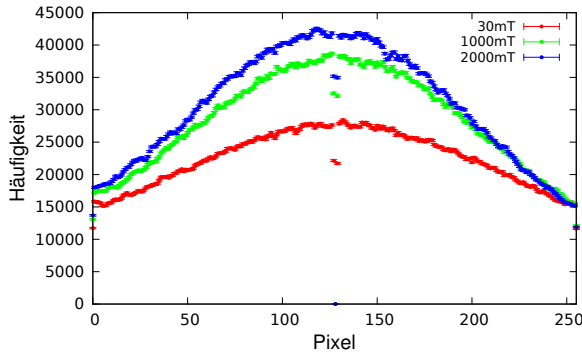
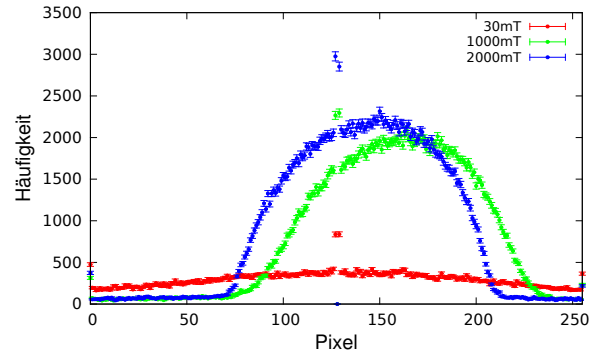
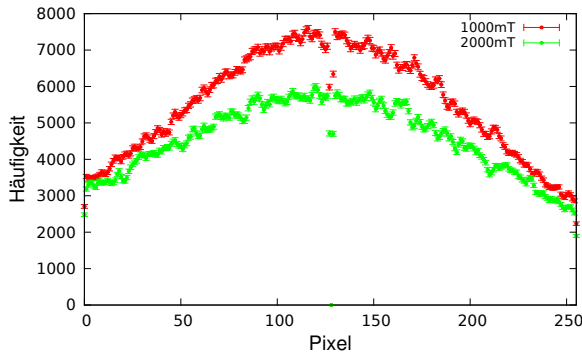
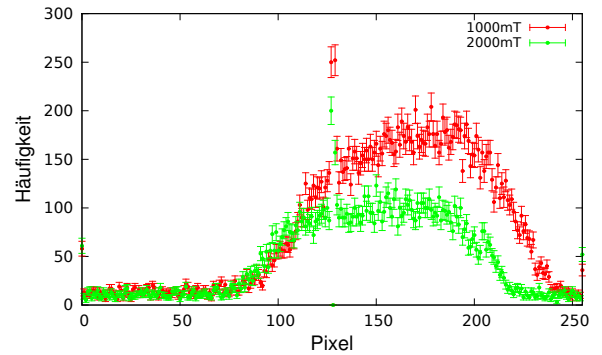
$$r \approx \frac{(8000 \cdot m_e) \cdot (0,1 \cdot c)}{\left(2 \frac{\text{kg}}{\text{As}^2}\right) \cdot (2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As})} \approx 0,34 \text{ m} = 34 \text{ cm} \quad \text{für } \alpha\text{-Teilchen.} \quad (\text{IV.6})$$

$$r \approx \frac{m_e \cdot 0,9 \cdot c}{\left(2 \frac{\text{kg}}{\text{As}^2}\right) \cdot (1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As})} \approx 7,7 \cdot 10^{-4} \text{ m} = 0,07 \text{ cm} \quad \text{für Elektronen.} \quad (\text{IV.7})$$

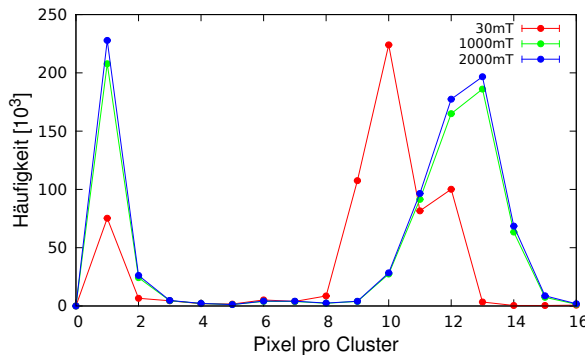
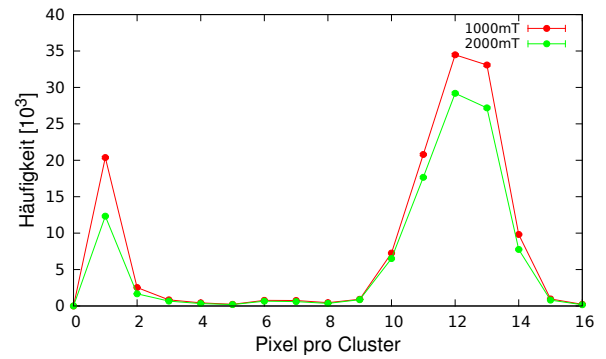
Somit sollte der Einfluss des Magnetfeldes auf  $\alpha$ -Teilchen vernachlässigbar sein.

Abbildung IV.3a zeigt für die Messung bei 0° jedoch eine sehr deutliche Fokussierung der schweren  $\alpha$ -Teilchen mit steigendem Magnetfeld. Ein so starker Anstieg kann nach der Abschätzung nicht durch die Ablenkung im Magnetfeld zustande gekommen sein. Die Erklärung liegt in einer Abstandsänderung zwischen Quelle und Detektor, die bereits in Abschnitt III.3.1 für eine scheinbare Fokussierung gesorgt hat. Betrachtet man nämlich in Abbildung IV.4a die Clustergröße bei verschiedenen Magnetfeldstärken erkennt man eine deutliche Verschiebung des  $\alpha$ -Peaks zu größeren Clustern für 1000 mT. Für 2000 mT ist nur noch eine Steigerung der Trefferzahl bei gleicher Clustergröße zu sehen. Dies kann daran liegen, dass die eigentliche Verringerung des Abstands schon bei 1000 mT eingetreten ist und sich für 2000 mT nur noch ein sehr kleine Verschiebung ergeben hat. Diese kann so klein gewesen sein, dass die zusätzliche Energie, die die  $\alpha$ -Teilchen durch den kürzeren Weg haben, nicht ausreicht um mehr Pixel zu aktivieren. Letztlich resultiert nur eine geometrische Fokussierung (siehe Abschnitt IV.5).

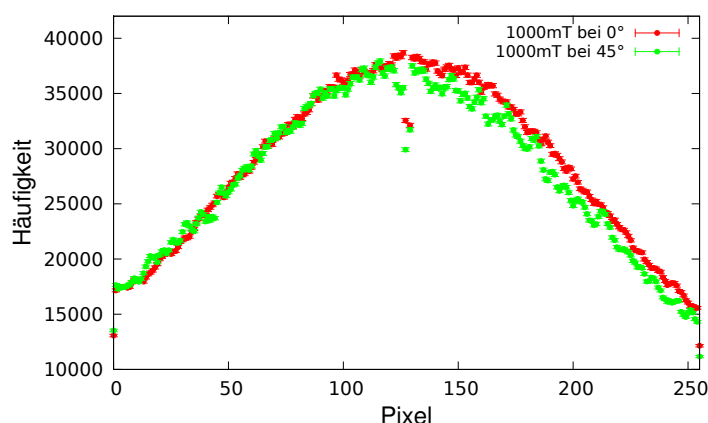
Für kleine Cluster ergibt sich bei der 0° Messung, wie bereits in den vorherigen Messungen gesehen, nach Abbildung IV.3b eine starke Fokussierung im Magnetfeld. Im Vergleich zu 1000 mT ist der Effekt sehr deutlich zu sehen. Wohingegen sich dann für das noch stärkere Magnetfeld nur noch ein kleiner Fokussierungseffekt ergibt, die gesamte Verteilung sich aber verschiebt. Das hat wohl damit zu tun, dass die Teilchen im 2000 mT Magnetfeld stärker den Magnetfeldlinien folgen.

(a)  $\alpha$ -Teilchen bei  $0^\circ$ (b) Kleine Cluster bei  $0^\circ$ (c)  $\alpha$ -Teilchen bei  $45^\circ$ (d) Kleine Cluster bei  $45^\circ$ 

**Abbildung IV.3.:** Projizierte Trefferverteilungen bei  $0^\circ$  und  $45^\circ$ . Die 128. Spalte der Pixelmatrix funktioniert nicht mehr einwandfrei. Dies sieht man auch in allen anderen Messungen mit diesem Medipix.

(a)  $0^\circ$ (b)  $45^\circ$ 

**Abbildung IV.4.:** Clusterspektrum der  $\alpha$ -Teilchen für verschiedenen Magnetfeldstärken und Winkel.



**Abbildung IV.5.:** Vergleich der projizierten Trefferverteilungen der 1000 mT Messungen für  $\alpha$ -Teilchen bei  $0^\circ$  und  $45^\circ$ .

Auch für Messung bei  $45^\circ$  ergibt sich der gleiche Einfluss des Magnetfeldes auf kleine Cluster. In Abbildung IV.3d ergibt sich für 1000 mT eine starke Fokussierung. Für 2000 mT nimmt sie weiter zu und die Verteilung verschiebt sich durch die stärkere Ausrichtung entlang der Magnetfeldlinien. Für die  $\alpha$ -Teilchen ergibt sich nach Abbildung IV.3c eine Abnahme der Trefferverteilung. Durch die Betrachtung des Clusterspektrum in Abbildung IV.4 auf der rechten Seite lässt sich dies durch eine Abstandvergrößerung zwischen Quelle und Detektor erklären.

Die Messung zeigt, dass  $\alpha$ -Teilchen keinem wahrnehmbaren Einfluss durch das Magnetfeld unterliegen, da sie trotz der Abstandsänderung im Gegensatz zu kleinen Clustern keine Verschiebung der Trefferverteilung aufzeigen.

Die Daten in Abbildung IV.5 bestätigen diese Annahme. Da die Messung bei  $45^\circ$  nur ein fünftel der Frames hatte, wurden die Trefferzahlen verfünffacht, um beide Datensätze vergleichen zu können. Man kann sehen, dass sich bis auf den Abfall ab Pixel 150, die projizierten Trefferverteilungen sehr ähnlich sind.

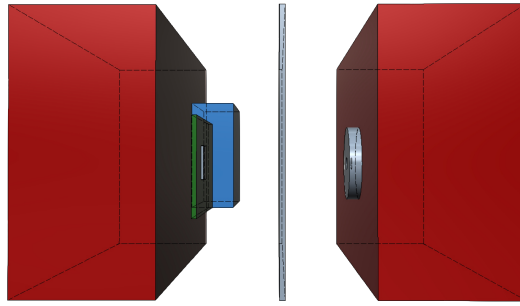
## IV.4. Messung mit Plexiglas-Abschirmung

Bis jetzt war es noch nicht ersichtlich um welche Teilchen des niederenergetischen Bereichs es sich handelt, die im Magnetfeld so stark fokussiert werden. Gemäß dem Gyroradius  $r$  aus Gleichung IV.7, wären Elektronen die geeigneten Kandidaten. Eine Plexiglasplatte mit 2 mm Dicke (siehe Abbildung IV.6) sollte mögliche Elektronen abschirmen, wohingegen Photonen diese durchdringen sollten.

Durchgeführt wurden Messungen bei 0 mT und 2000 mT. Die weiteren Messparameter sind in

Modus	Frames	Acq. Time	THL	Spannung	Sensormat.	Dicke	Pixelgröße
Medipix	11000	0.1s	420	65 V	Si	300 $\mu\text{m}$	55 $\mu\text{m}$

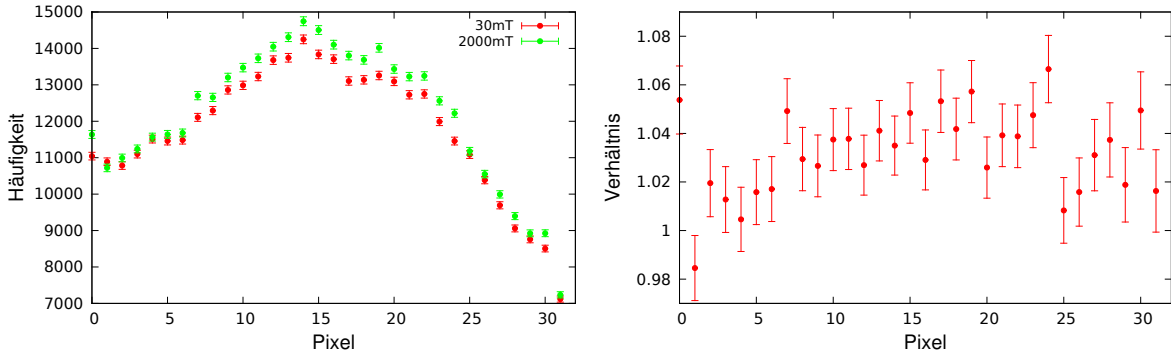
**Tabelle IV.3.:** Messparameter für die Messung mit Abschirmung



**Abbildung IV.6.:** 3D Darstellung des Aufbaus mit Abschirmung. In der Mitte zwischen Detektor und Quelle befindet sich eine 2 mm dicke Plexiglasplatte zur Abschirmung von niederenergetischen Elektronen und  $\alpha$ -Teilchen.

Tabelle IV.3 aufgeführt. In Abbildung IV.7a sind die Projektionen der Trefferverteilungen auf die x-Achse abgebildet. Verglichen mit früheren Messungen (wie z.B. in Abbildung IV.3) ist die starke Fokussierung der Single-Hits nicht mehr zu sehen. Es handelt sich bei den Teilchen tatsächlich um niederenergetische Elektronen, die nun vom Plexiglas abgeschirmt wurden. Im Laufe der Arbeit hat sich bei weiteren Messungen mit der  $^{241}\text{Am}$ -Quelle innerhalb der Arbeitsgruppe herausgestellt, dass es sich bei dieser um ein Mischpräparat handelt, das mindestens drei  $\alpha$ -Linien enthält. Außerdem können die  $^{241}\text{Am}$ -Photonen aus dem  $\gamma$ -Zerfall auf dem Weg durch die Atomhülle Elektronen herausschlagen, die entlang des Magnetfeldes in Richtung Detektor fliegen. Diese Effekte sorgen für die Steigerung der Ereignisse im niederenergetischen Bereich bei Erhöhung des Magnetfeldes.

Bei genauerer Betrachtung, durch Division der Trefferverteilungen aus Abbildung IV.7a die Verteilung in Abbildung IV.7b. Vorher wurden die Trefferverteilungen um einen Faktor von 8 gebinnt. Hier lässt sich trotz Abschirmung eine kleine Fokussierung von etwa  $\approx 4\%$  aus der Abweichung der Verteilung von der 1 erkennen. Während der Bewegung der Liege des MR-Geräts, auf dem der Aufbau stand, hin zum stärkeren Magnetfeld wurde eine kleine Verschiebung des Detektors beobachtet. Dies lag an dem leicht magnetischen Anschluss des verwendeten LEMO-Kabels, über das der Detektor mit der Spannungsquelle verbunden ist. Das Kabel wurde im starken Magnetfeld angezogen und hat so den Abstand zwischen Quelle und Detektor verringert. Um klären zu können, ob es sich bei den Ergebnissen dieser Messung um einen physikalischen Effekt handelt oder ob sie nur durch die Abstandsänderung hervorgerufen wurden, wurde eine Simulation geschrieben, die den Einfluss einer Abstandsänderung abschätzen soll.



- (a) Projizierte Trefferverteilungen der beiden Messungen. Man sieht, dass die grün dargestellte Verteilung der Messungen für 2000 mT leicht über der rot dargestellten Verteilung der Messungen bei 30 mT liegt.
- (b) Division der beiden Trefferverteilung mit einem Binning von 8. Hier erkennt man trotz Abschirmung deutlich eine Fokussierung.

**Abbildung IV.7.:** Vergleich der projizierten Trefferverteilungen für die Messung mit einer Plexiglas-Abschirmung.

## IV.5. Monte-Carlo-Simulation zur Abstandsänderung

Ziel der Monte-Carlo-Simulation ist es, die geometrischen Einflüsse auf die Trefferverteilung auf der Pixelmatrix zu bestimmen. Hierbei ging es um eine Abstandsänderung als möglichen Grund für die Fokussierung der Teilchen. Vorteil einer solchen Simulation ist die Möglichkeit bei genügend häufiger Durchführung des selben Prozesses, relativ aufwendige analytische Rechnung durch einen stochastischen Prozess zu ersetzen. Hierbei macht man sich das Gesetz der großen Zahlen zu nutze, nach dem sich die relative Häufigkeit eines Zufallsereignisses um den theoretisch erwarteten Wahrscheinlichkeitswert stabilisiert [28].

Angenommen wurde eine kreisförmige Quelle, wobei der Ort des Kernzerfalls zufällig und gleich verteilt auf der Kreisscheibe mit einem Radius  $R = 2,5\text{ mm}$  passiert. Der Radius  $R$  entspricht der Öffnung der verwendeten Quelle. Weiterhin wurde die Abstrahlung der emittierten Zerfallsprodukte als isotrop angenommen. Als erstes wurde eine zwischen 0 und  $R$  gleichverteilte Zufallszahl  $x_1$  und  $x_2$  für die x- und y- Koordinate eines jeden Ereignisses auf der Kreisscheibe gewürfelt. Dabei wurden nur diejenigen Koordinaten akzeptiert, die der Gleichung

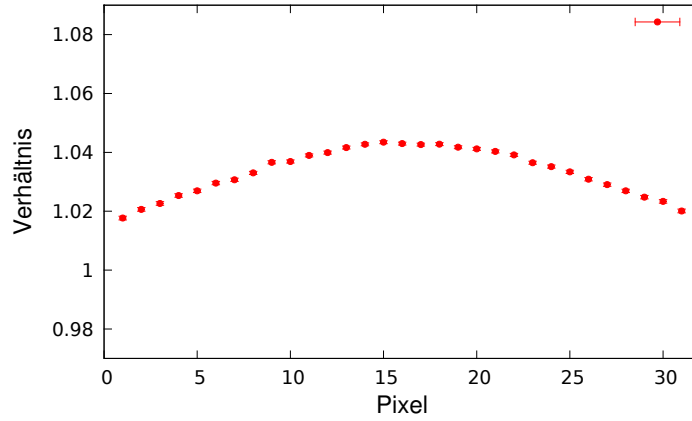
$$x_1^2 + x_2^2 \leq R^2 \quad (\text{IV.8})$$

genühten. Anschließend wurde ein Azimut- und Polarwinkel über die Beziehungen

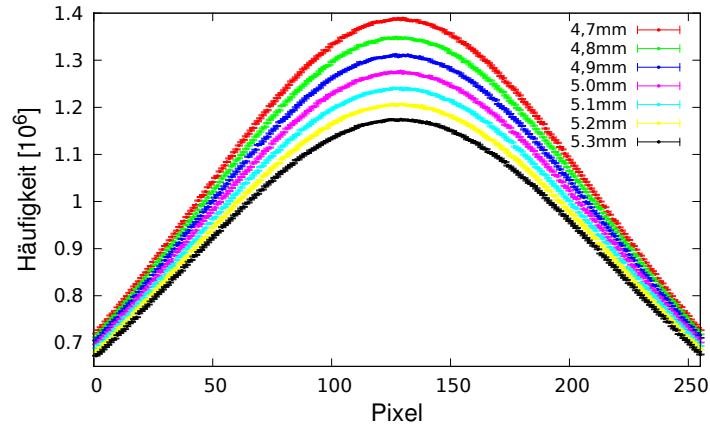
$$\Phi = x_3 \cdot \pi \quad (\text{IV.9})$$

$$\Theta = \arccos(2 \cdot x_4 - 1) \quad (\text{IV.10})$$

bestimmt mit Zufallszahlen  $x_3, x_4 \in [0; 1]$  und gleichverteilt. Der Ausdruck für  $\Theta$  garantiert eine Gleichverteilung auf einer Kugeloberfläche [29]. Als weiterer Parameter wird von außen ein Abstand  $d$  zwischen Quelle und Detektor vorgegeben. Hiermit lässt sich als Nächstes, über trigonometrische Überlegungen vom gewürfelten Ort aus, über die zufälligen Winkel der Auftreffpunkt



**Abbildung IV.8.:** Verhältnis von der simulierten Trefferverteilungen mit 4,85 mm zu 5 mm. Die Verteilungen wurden vorher um einen Faktor von 8 gebinnt.



**Abbildung IV.9.:** Projektion der Trefferverteilungen aus der Simulation für verschiedene Abstände in 100  $\mu\text{m}$ -Schritten.

auf der Pixelmatrix berechnen. Für 40 verschiedene Abstandsänderungen, in 0,05 mm Schritten, wurden  $10^{11}$  Kernzerfälle nach dem beschriebenen Vorgehen simuliert. Ausgangspunkt war ein Abstand von  $d = 5$  mm, der dem Abstand der Quelle zum Detektor im Experiment entspricht.

Wie man in Abbildung IV.8 gut erkennen kann sind minimale Abstandsänderung gravierend. In Abbildung IV.9 ist die Trefferverteilungen für verschiedene Abstände dargestellt. Ein direkter Vergleich der Abbildungen IV.7b und IV.8 zeigt, dass bereits eine Verringerung des Abstandes um 150  $\mu\text{m}$  eine Fokussierung von ca. 4% vortäuscht. Eine Verschiebung des Detektors in dieser Größenordnung ist durchaus vorstellbar. Dies würde bedeuten, dass die Fokussierung ein Effekt der Abstandsänderung ist und kein physikalischer Prozess dafür verantwortlich ist.

Für die weitaus größeren Effekte, die für  $\alpha$ -Teilchen in Abschnitt IV.3 beobachten wurden, können größere Abstandsänderung verantwortlich sein. Außerdem wird in der Simulation der Energieverlust von  $\alpha$ -Teilchen in Luft nicht berücksichtigt.



## Kapitel V

# Fokussierungseffekte durch Spinpolarisation im Magnetfeld

---

V.1. Messung mit Photonen . . . . .	42
V.2. Fokussierung von $\alpha$ -Teilchen . . . . .	44

---

Die verschiedenen Gründe für die starken Fokussierungseffekte, wie die Abstandsänderung zwischen Quelle und Detektor und die Ausrichtung niederenergetischer Elektronen, konnten im vergangenen Kapitel verstanden werden. Die Spinpolarisation im Magnetfeld, mit einem Polarisationsgrad in der Größenordnung von  $10^{-6}$ , hat somit für diese Beobachtungen keine Rolle gespielt. Der Inhalt dieses Kapitels ist die Frage, ob diese kleine Fokussierung durch Spinpolarisation gemessen werden kann, wenn alle anderen Einflüsse eliminiert sind. Hierfür wird der bereits in Abschnitt III.4 erwähnte verbesserte Aufbau verwendet. Für die ausschließliche Detektion von Photonen wird wieder eine Plexiglasplatte zwischen Detektor und Quelle platziert.

## V.1. Messung mit Photonen

Für diese Messung wurde die stärkere  $^{241}\text{Am}$ -Quelle mit 75 kBq verwendet. Gemessen wurde in 500 mT Schritten bis 2000 mT und bei 3000 mT. Um nur Photonen zu messen, wird wie in Abschnitt IV.4 eine Plexiglasplatte mit einer Dicke von 2 mm zwischen Detektor und Quelle platziert. Die weiteren Messparameter befinden sich in Tabelle V.1.

Für die Untersuchung wurden die projizierten Trefferverteilungen herangezogen. Wie bereits im Abschnitt III.3.2 erwähnt, handelt es sich bei der projizierten Trefferverteilung nur näherungsweise um eine Gaussverteilung. Der Gaussfit an die Trefferverteilung und deren Fitparameter bieten sich somit nicht für eine Auswertung an. In Abbildung V.1 ist ein Gaussfit an die projizierte Trefferverteilung bei 5 mm Abstand aus der Simulation dargestellt. Es deutlich zu sehen, dass eine Gaussverteilung näherungsweise herangezogen werden kann, aber für die Betrachtung von minimalen Änderung ungünstig ist. Eine wesentlich genauere Aussage lässt sich mit statistischen Größen treffen. Über die Varianz

$$\sigma^2 = \sum_{i=0}^N P(X_i) \cdot (X_i - \bar{X})^2, \quad (\text{V.1})$$

die ein Maß für die Streuung der Datenpunkten ist, und  $\sigma$ , das die Breite der Verteilung angibt, kann der Einfluss des Magnetfeldes abgeschätzt werden. Hierbei ist  $X_i$  die Pixelspalte und  $N$  die Anzahl der Spalten.  $P(X_i)$  gibt die Wahrscheinlichkeit an,  $N$  Einträge in Pixel  $X_i$  zu erhalten und lässt sich über

$$P(X_i) = \frac{N(X_i)}{\sum_{i=0}^m N(X_i)}. \quad (\text{V.2})$$

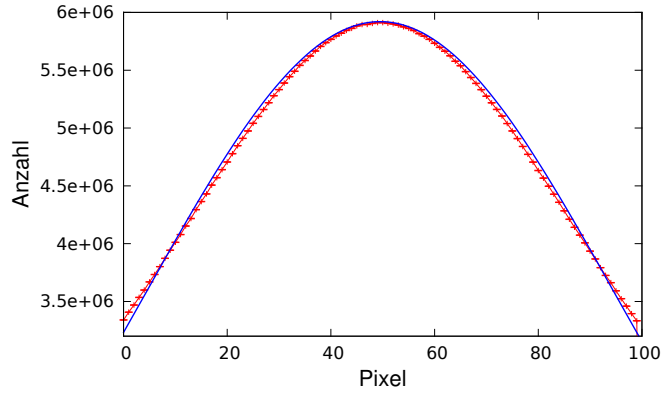
berechnen. Im Falle einer Fokussierung wäre eine Verringerung der Breite  $\sigma$  mit steigendem Magnetfeld zu beobachten.

In Abbildung V.2 erkennt man für diese Messung, dass innerhalb der Fehlerbalken keine signifikante Änderung der Breite der Verteilungen festzustellen ist. Der Fehler auf die Standardabweichung lässt sich für große  $N$  schreiben als  $\Delta\sigma = \sigma/\sqrt{2N}$ .

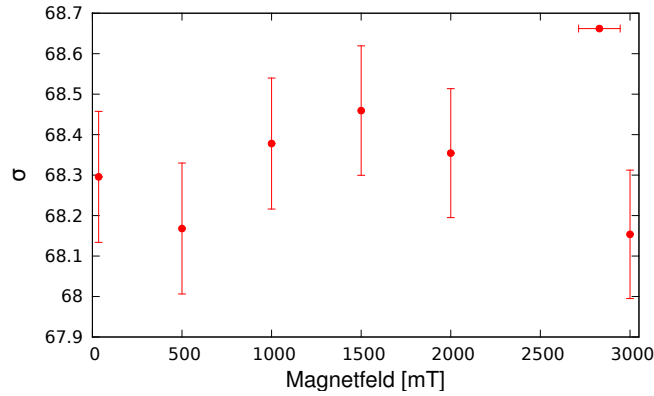
Wie bereits in Abschnitt IV.1 erläutert, gibt es für  $\alpha$ -Teilchen beim Zerfall des  $^{241}\text{Am}$ -Kerns aufgrund seiner prolaten Form eine Vorzugsrichtung parallel zur Rotationsachse. Bei einer Spinpolarisation im Magnetfeld ist die Vorzugsrichtung parallel zur Spinachse und somit auch zu den Magnetfeldlinien. Selbst bei einer Abhängigkeit der Emissionsrichtung des  $\alpha$ -Teilchens vom elektrischen Quadrupolmoment des Tochterkerns konnten in Experimenten von nur eine sehr kleine Winkelkorrelation zwischen der  $\alpha$ - und  $\gamma$ -Emissionsrichtung beobachtet werden. Lediglich eine verschwindend geringe Abweichung von einer isotropen Abstrahlung mit einer Anisotropie-

Modus	Frames	Acq. Time	THL	Spannung	Sensormat.	Dicke	Pixelgröße
Medipix	5000	0.1 s	440	65 V	Si	300 $\mu\text{m}$	55 $\mu\text{m}$

**Tabelle V.1.:** Messparameter für die Messung mit Photonen



**Abbildung V.1.:** Gaussfit (blau) an die projizierte Trefferverteilung aus der Simulation bei 5 mm.



**Abbildung V.2.:** Sigma der projizierten Trefferverteilungen für die Photonen-Messung in Abhängigkeit vom Magnetfeld.

wert<sup>1</sup> von  $A = (-0,02 \pm 0,02)$  konnte festgestellt werden [30]. Wobei sich diese Abweichung in Anwesenheit eines starken Magnetfeldes mit einer maximalen Feldstärke von ca. 2150 mT nicht verändert hat.

Es ergibt sich jedoch noch eine weitere Interpretationsmöglichkeit der Abbildung V.2. Auffällig ist die anfängliche Abnahme der Breite und einer anschließenden Zunahme im Bereich von 500 mT bis 1500 mT, in dem bereits bei früheren Messungen eine Verschiebung im Aufbau eine Rolle gespielt haben. Eine minimale Abstandsänderung würde bereits ausreichen, um diese Steigerung von ca. 5% zu verursachen. Nach dem Eintreten in das starke Magnetfeld findet keine Verschiebung mehr statt und die Breite nimmt wieder ab.

Abweichungen vom generellen Verhalten haben sich auch bei der Untersuchung der Clustergröße in Abhängigkeit vom Magnetfeld in Abschnitt III.4 ergeben. In Abbildung III.11 zeigt sich auch für den selben Magnetfeldbereich eine Unregelmäßigkeit im Clusterspektrum. Um solchen Effekten beim Eintreten in das starke Magnetfeld entgegenzuwirken, müssen für zukünftige Messungen noch weitere Stabilisierungen und Befestigungen angebracht werden, um den Aufbau so

<sup>1</sup>Der Anisotropie-Wert berechnet sich über  $A = [W(180^\circ)/W(90^\circ)] - 1$ , wobei  $W(\theta)$  die relative Wahrscheinlichkeit angibt, dass der Propagationsvektor von  $\alpha$ -Teilchen und Photon ein Winkel von  $\theta$  einschließen.

stabil wie möglich zu machen.

In diesem Abschnitt hat sich gezeigt, dass im Rahmen dieser Messungen nicht von einer Fokussierung von Photonen in Magnetfeldern innerhalb der Messgenauigkeit gesprochen werden kann.

## V.2. Fokussierung von $\alpha$ -Teilchen

Für die  $\alpha$ -Teilchen wurden zwei Messungen durchgeführt, die Erste in 200 mT-Schritten und die Zweite in 500 mT-Schritten. Die Daten aus diesen Messungen wurden bereits in Abschnitt III.4 verwendet, in dem die Abhängigkeit der Clustergröße vom Magnetfeld untersucht wurde. Die Messparameter beider Messungen befinden sich in Tabelle V.2.

In den beiden Abbildungen V.3a und V.3b ist die Breite, also die Standardabweichung der Verteilung, gegen das Magnetfeld aufgetragen. Schon bei der Betrachtung der Clustergrößen ist aufgefallen, dass bei den Messungen für 200 mT und 600 mT eine starke Abweichung zu erkennen ist. Abgesehen von diesen zwei Ausreißern ist, wie bereits bei den Photonen im vorherigen Abschnitt, eine erste Abnahme (nur Abbildung V.3b) gefolgt von einer Zunahme bis ungefähr 1500 mT und einer anschließenden Abnahme mit steigendem Magnetfeld zu beobachten.

Um die Aussagekraft über die Abnahme der Breite der Verteilung, die ab einer Magnetfeldstärke von ca. 1000 mT vermutet wird, zu erhöhen kann der gewichtete arithmetische Mittelwert

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n w_i \cdot x_i}{\sum_{i=1}^n w_i} \quad (\text{V.3})$$

herangezogen werden [31]. Jede der beiden Messungen für sich hat relativ wenig Aussagekraft. Über den Mittelwert kann bestimmt werden, ob wie starke der Effekt für beide Messungen im Mittel ist. Wählt man für die Gewichte

$$w_i = \frac{1}{\sigma_i^2}, \quad (\text{V.4})$$

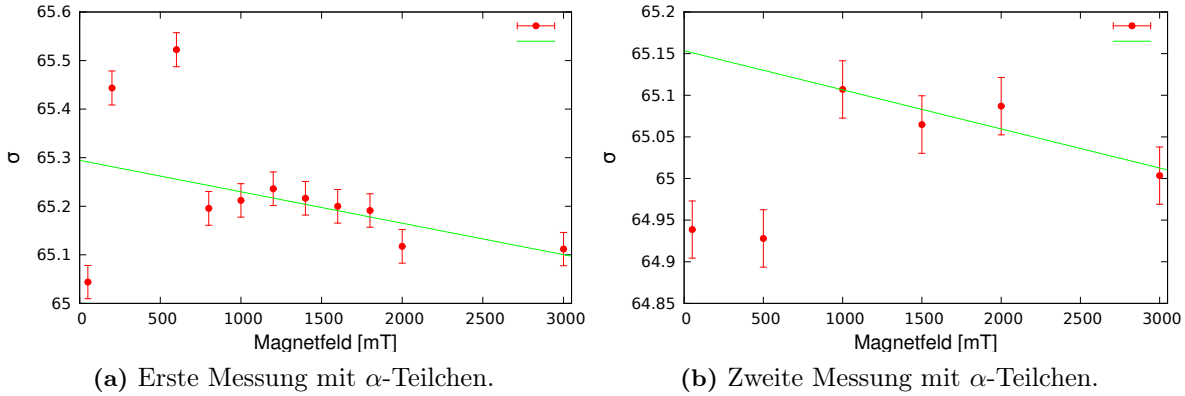
so ergibt sich für den Fehler auf den gewichteten Mittelwert

$$\sigma_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2}}}. \quad (\text{V.5})$$

Gemittelt wurden hierbei die Fitparameter des Geradenfits aus Tabelle V.3 an den Bereich mit negativer Steigung (siehe Abbildungen V.3a und V.3b). Letztlich ergibt sich für die beiden

Modus	Frames	Acq. Time	THL	Spannung	Sensormat.	Dicke	Pixelgröße
Medipix	3000	0.1s	410	65 V	Si	300 $\mu\text{m}$	55 $\mu\text{m}$

**Tabelle V.2.:** Messparameter für die Messungen mit  $\alpha$ -Teilchen



**Abbildung V.3.:** Sigma der projizierten Trefferverteilungen in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Grün dargestellt ist ein Geradenfit an den Bereich negativer Steigung.

Messungen der  $\alpha$ -Teilchen folgender Wert für die mittlere Steigung:

$$\bar{a} = -5,73 \cdot 10^{-5} \pm 1,3 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{mT}} \quad (\text{V.6})$$

Der Grad der Polarisierung ergab einen Wert von  $4 \cdot 10^{-6}$ . Der Wert von  $\bar{a}$  weicht um ca. eine Größenordnung davon ab. Möglicherweise könnte dies wieder durch eine Abstandsänderung hervorgerufen sein, die sich in einem Bereich von wenigen  $\mu\text{m}$  befindet. Eine direkte Folgerung über eine Fokussierung durch Spinpolarisation kann man jedoch aus der Breite der Verteilung nicht schließen. Wichtige Parameter, die noch berücksichtigt werden müssen, sind unter anderem die nicht isotrope Abstrahlung der  $\alpha$ -Teilchen aufgrund des Einflusses des elektrischen Quadrupolmoments. Die genau Abhängigkeit könnte durch eine Erweiterung der bisherigen Simulation unter Berücksichtigung dieser Faktoren bestimmt werden.

Insgesamt bestätigt sich die Vermutung, dass trotz der wesentlich besseren Befestigungen, scheinbar sehr kleine Abstandsänderungen im Bereich von wenigen  $\mu\text{m}$  die Messung von Effekten in einer Größenordnung von  $10^{-6}$  überschatten und nicht möglich machen.

Messung	a [ $10^{-5}$ ]	$\sigma_a$ [ $10^{-5}$ ]	b	$\sigma_b$
1	-7,2	$\pm 1,92$	65,31	0,04
2	-4,7	$\pm 1,6$	65,16	0,04

**Tabelle V.3.:** Fitparameter aus dem Geradenfit an den Bereich mit abnehmendem Sigma bei steigendem Magnetfeld.



## Kapitel VI

# Zusammenfassung und Ausblick

Innerhalb dieser Arbeit konnte die Idee der Reduktion von von Charge Sharing in Magnetfeldern teilweise bestätigt werden. Eine Reduktion von Charge Sharing konnte im Rahmen einer Verkleinerung der Clustergrößen nachgewiesen werden. Der Effekt ist klein und somit möglicherweise nicht von praktischem Nutzen, da hierfür Magnetfelder im Bereich mehrerer Tesla notwendig sind. Dennoch ist die Änderung signifikant und entspricht den gemachten Überlegungen.

Weiterhin ist es aufgrund der jetzigen Ergebnisse interessant noch weitere und detailliertere Messungen mit mehr Zwischenschritten und mit einem Timepix durchzuführen, da sich mit diesem auch die Energie messen lässt. Zu erwarten wäre ein sich nach rechts verschiebender und schmaler werdender Peak im Energiespektrum. Dies würde einen geringeren Verlust von Energieinformation durch Charge Sharing und eine bessere Energieauflösung bedeuten. Weiterhin wäre auch interessant zu untersuchen, ob dieser Effekt vom Sensormaterial abhängig ist oder ob sich sowohl mit CdTe als auch Si das selbe Verhalten zeigt.

Die Annahmen für die Reduktion von Charge Sharing im Magnetfeld basieren auf einfachen Rechnungen der Elektrostatik. Tatsächlich sind die Prozesse auf dem Driftweg der Ladungsträger zu den Pixelelektroden im Sensormaterial nicht gänzlich verstanden. Es besteht auch bisher noch keine Möglichkeit das Driftverhalten der Ladungswolke, die durch ein  $\alpha$ -Teilchen erzeugt wird, zu simulieren. Ein Erfolg wäre es, eine geschlossene Simulation zu erstellen, die mit den Parametern der Experimente, die Ergebnisse dieser Arbeit bestätigen würde.

Weiterhin konnte mit dem Medipix-Detektor unter den gegebenen Rahmenbedingungen keine Fokussierung von Photonen durch Spinpolarisation des  $^{237}\text{Np}$  beobachtet werden, was sich im bisherigen Rahmen im Einklang mit Messungen über  $\alpha$ - $\gamma$ -Winkelkorrelationen befindet. Bei den  $\alpha$ -Teilchen hat sich, gemäß den Interpretationen in Abschnitt, eine leichte Fokussierung ergeben, die jedoch noch nicht frei von Einflüssen durch geometrische Verschiebungen ist. Zukünftige Messungen werden zeigen, wie das jetzige Ergebnis zu bewerten ist.

Unerwarteterweise hat sich gezeigt wie sensitiv die Messung auf Änderungen am Abstand reagiert. Bereits wenige  $10\text{ }\mu\text{m}$  täuschen nicht vorhandene Effekte vor, sodass für zukünftige Messungen ein noch stabilerer und weniger anfälliger Aufbau verwendet werden sollte. Die Verwendung von vollkommen unmagnetischen Anschlüssen und Verschraubungen ist zwingend erforderlich. Die Biegebarkeit des Chipboards der Timepix- und Medipix-Detektoren ist auch ungünstig und

muss kompensiert werden, sodass zukünftige Messungen tatsächlich vorhandene Effekte messen können.

Durch einen besseren Aufbau und einer längeren Messzeit sollten die theoretisch erwarteten Polarisationen und die bisher gemessenen Winkelkorrelationen durch die beeindruckende Energie-, Orts- und Zeitauflösung des Timepix mit einer großen Genauigkeit zu messen sein.



# Abbildungsverzeichnis

II.1.	Bild eines USB-Readouts und eines Timepix. . . . .	6
II.2.	Aufbau des Timepix-Detektors in der Schrägansicht. Die pixelierte ASIC-Fläche ist über die Bump-Bonds mit dem Halbleitersensormaterial verbunden. Die Sensorfläche wird auf Spannung gelegt. . . . .	7
II.3.	Die von einem Photon erzeugten Elektron-Loch-Paare werden durch eine angelegte Spannung separiert. In diesem Beispiel besteht das Sensormaterial aus CdTe und Elektronen werden in den Pixelelektroden gesammelt. . . . .	8
II.4.	Darstellung des Charge Sharing Effekts. Die über einem Pixel erzeugte Ladungswolke wird aufgrund von Diffusion in mehrerer Pixeln detektiert. . . . .	9
II.5.	Verlust von Information durch das Charge Sharing. Links: die Ladungswolke, die in den Pixeln ankommt. Rechts: nur die blauen und roten Pixel werden als Signal gewertet, da sie die Energieschwelle überschreiten, die gelben Pixel werden ignoriert. . . . .	9
II.6.	Übersicht der Pixelelektronik. Links befindet sich der Analogteil mit dem Signalinput (Input), dem Preamplifier (CSA) und dem Diskriminator (Disc) und rechts befindet sich der digitale Teil. . . . .	10
II.7.	Anzeige der verschiedenen Timepix-Modi für einen Spannungspuls. Der ToT-Modus misst die Zeit, in der der Spannungspuls über der Schwelle (rot) liegt. Der ToA-Modus misst die Zeit ab dem der Spannungspuls erstmals die Schwelle überschreitet bis zum Ende des Frames. Der Medipix-Modus gibt an ob der Spannungspuls die Schwelle überschritten hat. . . . .	11
II.8.	Schematische Darstellung der Anpassung der verschiedenen Thresholds. Der neue Schwellwert (blau) liegt nun über dem Rauschen. . . . .	12
II.9.	Hauptzerfallskanal des Isotops $^{241}\text{Am}$ . Die Zerfallsbreite beträgt ca. $\Gamma = 84,5\%$ und die Halbwertszeit für den $\gamma$ -Zerfall liegt bei etwa $T_{1/2} = 67 \text{ ns}$ [20] . . . . .	14
II.10.	Einfluss der Lorentzkraft auf elektrische Ladung im Magnetfeld. Auf der linken Seite wird das geladene Teilchen bei senkrechtem Einfall in das Magnetfeld auf eine Kreisbahn gezwungen. Bei schrägem Einfall in das Magnetfeld resultiert für das geladene Teilchen eine Spiralbahn, wie auf der rechten Seite zu sehen ist. . . . .	15
III.1.	3D Darstellung des Aufbaus für die erste Testmessung. Der Chip ist grün dargestellt, das Readout blau, der Detektor grau und die Bleisteine rot. Die Quelle wurde auf der gegenüberliegenden Seite gestrichelt dargestellt. . . . .	18

III.2.	In (a) sind, je nach Energie, typische Signale von Photonereignissen zu sehen. In (b) ist ein typisches Signal zu sehen, dass von einem $\alpha$ -Teilchen erzeugt wird [22]. Die Farbe kodiert die Energie der Teilchen in keV. . . . .	19
III.3.	Energiespektrum der ersten Testmessung für verschiedene Magnetfeldstärken. .	20
III.4.	Clusterspektrum bei verschiedene Magnetfeldstärken. . . . .	21
III.5.	Pixelmatrix der zweiten Messung mit der Gesamttrefferverteilung der $\alpha$ -Teilchen bei verschiedenen Magnetfeldstärken. Die Farbe codiert die Anzahl der Treffer. Es ist eine deutliche Steigerung und Fokussierung der Trefferverteilung mit steigendem Magnetfeld zu erkennen. . . . .	22
III.6.	Ergebnisse der zweiten Messung für kleine Cluster bei verschiedenen Magnetfeldstärken. Eine starke Zunahme der Anzahl ist sowohl im Cluster- als auch im Energiespektrum mit steigendem Magnetfeld zu erkennen. . . . .	22
III.7.	Ergebnisse der zweiten Messung für $\alpha$ -Teilchen bei verschiedenen Magnetfeldstärken. Die Verschiebung im Energiespektrum zu größeren Energie und die gleichzeitige Zunahme von größeren Clustern deutet darauf hin, dass die $\alpha$ -Teilchen beim Eintreffen in den Sensor über mehr Energie verfügen. . . . .	23
III.8.	(a) zeigt die Projektion der Trefferverteilung für kleine Cluster. In (b) und (c) ist das Verhältnis der Trefferverteilungen von 2000 mT zu 30 mT zu sehen. Eine deutliche Fokussierung der Treffer ist zu erkennen. . . . .	24
III.9.	Verbesserter Aufbau mit PVC-Befestigungen. . . . .	26
III.10.	Häufigkeit der Clustergrößen mit 9-13 Pixeln pro Cluster als Funktion des Magnetfeldes, Teil I. Eine Zunahme kleinerer Cluster und eine Abnahme größerer Cluster ist zu erkennen. . . . .	27
III.11.	Häufigkeit der Clustergrößen mit 9-13 Pixeln pro Cluster als Funktion des Magnetfeldes, Teil II. Dies bestätigt die vorherige Messung. Ein angelegtes Magnetfeld führt wie erwartet zu einer Verkleinerung von Clustern. . . . .	28
III.12.	Clusterspektrum der $\alpha$ -Teilchen aus der starken $^{241}\text{Am}$ -Quelle. Die Verschiebung der Peaks nach links ist innerhalb der Fehler signifikant. . . . .	29
IV.1.	Kernform in Abhängigkeit vom elektrischen Quadrupolmoment: $Q < 0$ oblat, $Q = 0$ sphärisch, $Q > 0$ prolat. . . . .	32
IV.2.	3D Darstellung des gedrehten Aufbaus. Die weiß dargestellten Magnetfeldlinien schließen mit dem Lot auf die Sensorfläche einen Winkel von $\varphi = 45^\circ$ ein. . . .	34
IV.3.	Projizierte Trefferverteilungen bei $0^\circ$ und $45^\circ$ . Die 128. Spalte der Pixelmatrix funktioniert nicht mehr einwandfrei. Dies sieht man auch in allen anderen Messungen mit diesem Medipix. . . . .	36
IV.4.	Clusterspektrum der $\alpha$ -Teilchen für verschiedenen Magnetfeldstärken und Winkel.	36
IV.5.	Vergleich der projizierten Trefferverteilungen der 1000 mT Messungen für $\alpha$ -Teilchen bei $0^\circ$ und $45^\circ$ . . . . .	37
IV.6.	3D Darstellung des Aufbaus mit Abschirmung. In der Mitte zwischen Detektor und Quelle befindet sich eine 2 mm dicke Plexiglasplatte zur Abschirmung von niederenergetischen Elektronen und $\alpha$ -Teilchen. . . . .	38
IV.7.	Vergleich der projizierten Trefferverteilungen für die Messung mit einer Plexiglas-Abschirmung. . . . .	39
IV.8.	Verhältnis von der simulierten Trefferverteilungen mit 4,85 mm zu 5 mm. Die Verteilungen wurden vorher um einen Faktor von 8 gebinnt. . . . .	40

IV.9.	Projektion der Trefferverteilungen aus der Simulation für verschiedene Abstände in 100 $\mu\text{m}$ -Schritten. . . . .	40
V.1.	Gaussfit (blau) an die projizierte Trefferverteilung aus der Simulation bei 5 mm.	43
V.2.	Sigma der projizierten Trefferverteilungen für die Photonen-Messung in Abhängigkeit vom Magnetfeld. . . . .	43
V.3.	Sigma der projizierten Trefferverteilungen in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Grün dargestellt ist ein Geradenfit an den Bereich negativer Steigung. . . . .	45



# Literaturverzeichnis

- [1] Ettore Majorana: *A symmetric theory of electrons and positrons*. In: Nuovo Cimento, Vol. 14 (1937), Seiten 171-184
- [2] M. Agostini et al.: *Results on Neutrinoless Double- $\beta$  Decay of  $^{76}\text{Ge}$  from Phase I of the GERDA Experiment*. In: Physical Review Letter 111 (2013), 122503
- [3] X. Llopart, M. Campbell L. T. R. Ballabriga B. R. Ballabriga; Wong, W.: *Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements*. In: Nuclear Instruments and Methods A 581 (2007), S. 485-494
- [4] Homepage der Medipix Kollaboration: <http://medipix.web.cern.ch/medipix/>
- [5] V. Kraus, M. Holik, J. Jakubek, M. Kroupa, P. Soukup and Z. Vykydal: *FITPix — fast interface for Timepix pixel detectors*. In: Journal of Instrumentations, Vol. 6 (2011),
- [6] F. E. Emery and T. A. Rabson: *Average Energy Expended Per Ionized Electron-Hole Pair in Silicon and Germanium as a Function of Temperature*. In: Physical Review 140, A2089 (1965)
- [7] A. Alberigi Quaranta, C. Canali, G. Ottaviani, K. R. Zanio: *Electron-hole pair ionization energy in CdTe between 85 °K and 350 °K*. In: Lettere Al Nuovo Cimento Volume 4 (1970), Seiten 908-910
- [8] E. M. Gullikson B. H. Lenke: *X-ray-induced secondary-electron emission from solid xenon*. In: Phys. Rev. B 39 (1989), Seiten 1–9.
- [9] U. Fano: *Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuations of the Number of Ions*. In: Physical Review 72 (1947), Seiten 26–29.
- [10] Claus Grupen, Boris Shwartz: *Particle Detectors*, 2. Auflage, 2008, Seiten 43-49
- [11] S. M. Sze.: *Physics of Semiconductor Devices.*, 2 Auflage, 1981.
- [12] Jürgen Durst: *Modellierung und Simulation physikalischer Eigenschaften photonenzählender Röntgenpixeldetektoren für die Bildgebung*, Dissertation, 2008

- [13] Thilo Michel, Thomas Gleixner, Jürgen Durst, Mykhaylo Filipenko, and Stefan Geißelsöder: *The Potential of Hybrid Pixel Detectors in the Search for the Neutrinoless Double-Beta Decay of  $^{116}\text{Cd}$* . In: Advances in High Energy Physics Volume 2013 (2013), Article ID 105318, 20 pages
- [14] Jan Jakubek: *Precise energy calibration of pixel detector working in time-over-threshold mod.* In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 633 (2011), Seiten 5262-5266
- [15] T. Holy, J. Jakubek, S. Pospisil, J. Uher, D. Vavrik, Z. Vykydal. *Data acquisition and processing software package for Medipix2.* In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 536 (2006), Seiten 254-258
- [16] Daniel Tureček, Tomáš Holý, Zdeněk Vykydal:  
<http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/others/Pixelman/Pixelman.html>,  
 12.08.2014
- [17] Bethge, Wiedemann, Walter: *Kernphysik, Eine Einführung*. 3. Auflage, Seiten 221-277
- [18] Wolfgang Demtröder: *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, 3. Auflage, Seiten 38-59
- [19] Povh, Rith, Scholz, Zetsche: *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*, 7. Auflage, Seiten 25-39
- [20] Table of Radioactive Isotopes: <http://ie.lbl.gov/toi/nuclide.asp?iZA=950241>, 22.08.2014
- [21] Siemens: *MAGNETOM Verio*, [http://www.healthcare.siemens.com/siemens\\_hwem-hwem\\_ssxa\\_websites-context-root/wcm/idc/groups/public/@global/@imaging/@mri/documents/download/mdaw/mte5/~edisp/mri-magnetom-verio-productbrochure\\_en-00107344.pdf](http://www.healthcare.siemens.com/siemens_hwem-hwem_ssxa_websites-context-root/wcm/idc/groups/public/@global/@imaging/@mri/documents/download/mdaw/mte5/~edisp/mri-magnetom-verio-productbrochure_en-00107344.pdf)
- [22] T. Gleixner, M. Filipenko, G. Anton, T. Ziegler, T. Michel: *Rejection of  $\alpha$ -particle background for neutrinoless double beta decay search with pixel detectors.* In: Journal of Instrumentation (akzeptiert September 2014)
- [23] Frank E. Beichelt, Douglas C. Montgomery: *Teubner-Taschenbuch der Stochastik*, 1. Auflage, 2003, Seiten 74-76
- [24] Wolfgang Demtröder: *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*, 4. Auflage, Seiten 175-176
- [25] Pauli, Wolfgang: *"The Connection Between Spin and Statistics"*. In: Physical Review 58 (1940), Seiten 716-722.
- [26] B.B.Srivastava: *Fundamentals of Nuclear Physics*, 1. Auflage, 2006, Seiten 174-176

- [27] N. J. Stone: *Table of Nuclear Dipole and Electric Quadrupole Moments*. In: Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 90 (2005), Seiten 75-176
- [28] Kurt Binder, Dieter Heermann: *Monte Carlo Simulation in Statistical Physics: An Introduction*, 5. Auflage
- [29] Johann Pfanzagl: *Elementare Wahrscheinlichkeitsrechnung*, 2. Auflage, Seiten 56-60
- [30] B. Orre, F. Falk, A. Linnfors and J.E. Thun: *Perturbed Alpha-Gamma Angular Correlations in the Decay of  $^{241,243}\text{Am}$* . In: Angular Correlations in Nuclear Disintegration (1971), Seiten 109-115
- [31] Erhard Cramer, Udo Kamps: *Grundlagen der Wahrscheinlichkeitsrechnung und Statistik*. 3. Auflage, Seite 26 ff





# Danksagung

Ich möchte mich nochmals bei allen Personen bedanken, die mir bei der Anfertigung dieser Bachelorarbeit geholfen und mich während dieser Zeit unterstützt haben. Ich danke

- Prof. Dr. Gisela Anton für die Möglichkeit, mich im Rahmen dieser Bachelorarbeit mit einer Vielzahl von interessanten Phänomenen beschäftigen zu dürfen.
- meinen beiden Betreuern Mykhaylo Filipenko und Thomas Gleixner für die Bereitschaft und die Nerven mir bei meinen Fragen und Problemen zu helfen, trotz der vielen Mysterien, die es während dieser Arbeit zu lüften gab.
- Dr. Thilo Michel für die Zeit, die er sich immer wieder genommen hat, um mir bei meinen kleinen und großen Fragen zu helfen.
- Michael Wagenpfeil für die Erstellung und Bereitstellung der unglaublich gelungenen Bilder II.2 und II.1 des Timepix (und für den ein oder anderen Spitznamen).
- meinen Bürokollegen für die tolle Arbeitsatmosphäre, die intensiven fachlichen und persönlichen Diskussionen und für die tolle Zeit.
- Dr. Rolf Janka dafür, alle Experimente im MR-Verio der Radiologie des Universitätsklinikums in Erlangen durchführen zu dürfen.
- Dr. Philipp Ritt für die Bereitstellung des  $^{241}\text{Am}$ -Präparates aus der Nuklearmedizin des Universitätsklinikums in Erlangen.
- meiner Freundin Yasemin für ihre Unterstützung und all die schönen Momente, die mich immer wieder motiviert haben weiterzumachen.
- meiner Schwester und meinem Bruder dafür, dass sie immer für mich da sind, wenn ich sie brauche.
- am allermeisten und von ganzem Herzen meinen Eltern für all das, was sie auf sich genommen haben, um meinen Geschwistern und mir die Bildung und das Leben zu ermöglichen, das wir hier und heute genießen dürfen.



# Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die Bachelorarbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt und die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken als solche kenntlich gemacht habe. Die Arbeit habe ich bisher keinem anderen Prüfungsamt in gleicher oder vergleichbarer Form vorgelegt. Sie wurde bisher nicht veröffentlicht.

Datum, Ort:

Unterschrift: