

Universität zu Köln  
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät  
Institut für Kernphysik

Bachelorarbeit

**Inbetriebnahme und Optimierung  
doppelseitig segmentierter Silizium-Detektoren  
für Gamma-Teilchen-Koinzidenzexperimente**



Erstgutachter: Prof. Dr. Peter Reiter

Zweitgutachter: Prof. Dr. Jan Jolie

Vorgelegt von:

**Levent Kaya**

Matrikelnummer 5630142

Köln im Juli 2015



# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Zusammenfassung</b>	<b>5</b>
<b>2 Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1 Halbleiterdetektoren . . . . .	7
2.2 Verhalten von Teilchen in Materie . . . . .	10
<b>3 Experimenteller Aufbau</b>	<b>11</b>
3.1 Double-Sided-Silicon-Strip-Detector (DSSSD) . . . . .	11
3.2 Strahlkammer . . . . .	14
3.3 Vakuum . . . . .	15
3.4 Aufbau der Elektronik und Signalgang . . . . .	17
3.5 Test der Signalwege . . . . .	22
3.6 Messrechner und Marabou . . . . .	26
<b>4 Optimierung der DSSSD</b>	<b>28</b>
4.1 Inbetriebnahme der DSSSD . . . . .	28
4.2 Triple-Alpha-Quellenmessung mit den DSSSD-Detektoren . . . . .	30
4.3 Optimierung des Signals . . . . .	32
<b>5 Charakterisierung der DSSSD</b>	<b>36</b>
5.1 Test zur Bestimmung der optimalen Betriebsspannung . . . . .	36
5.2 Analyse der Segmente und Kalibrierung der Spektren . . . . .	38
5.3 Energieauflösungen . . . . .	42
5.4 Stabilität der Kalibrierung . . . . .	44
5.5 DSSSD-Multiplizitäten . . . . .	45
5.6 Korrelationen zwischen Ring- und Streifenseite . . . . .	55
<b>6 Ausblick</b>	<b>57</b>
<b>7 Anhang</b>	<b>60</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>63</b>
<b>Abbildungs- und Tabellenverzeichnis</b>	<b>69</b>
<b>Danksagung</b>	<b>73</b>



# 1 Zusammenfassung

Inhalt dieser Bachelorarbeit ist die Inbetriebnahme und die Optimierung von doppelseitig segmentierter Silizium-Detektoren (DSSSD). Herausragende Eigenschaft dieser Art von Detektoren ist die durch die Segmentierung der Detektionsfläche bedingte Ortsempfindlichkeit bei der Detektion von geladenen Teilchen. Um Funktionstests durchzuführen, wurde am Institut für Kernphysik im Zeitraum von März bis Juli 2015 ein Messaufbau mit einer MINIBALL-Strahlkammer und einer Analog-Digital-Elektronikkette aufgebaut und etabliert. Der Versuchsaufbau ist vorbereitet um zusammen mit Gammadetektoren am Tandem-Beschleuniger des IKP Köln für Gamma-Teilchen-Koinzidenzexperimente eingesetzt werden zu können. Die DSSSD-Detektoren sollen bei diesen Experimenten als Teilchendetektoren dienen. Um eine exakte Charakterisierung und Analyse der Detektoren durchführen zu können, mussten umfangreiche Maßnahmen zur Instandsetzung und Optimierung des Aufbaus durchgeführt werden. Zum einen musste, aufgrund der langen Lagerzeit der Strahlkammer, die Vakuumfähigkeit der Kammer und der Durchführungen wiederhergestellt werden, zum anderen wurde der Signalgang vor möglichen äußeren Störquellen abgeschirmt. Dazu wurde ein neues Erdungssystem entwickelt. Energieauflösungen und die Stabilität der Energiekalibrierung wurden umfassend untersucht. Bei den Funktionstests der Detektoren wurde ein starkes Übersprechen (Crosstalk) zwischen benachbarten und gegenüberliegenden Segmenten beobachtet. Der Crosstalk wurde durch Korrelationsspektren und Einführung eines Crosstalk-Parameters quantifiziert. Abschließend wird eine Software-Korrektur vorgestellt, die eine starke Qualitätsverbesserung der DSSSD-Energiespektren ermöglicht und somit auch für andere Messaufbauten von Interesse ist.



## 2 Grundlagen

### 2.1 Halbleiterdetektoren

Die elektrischen und optischen Eigenschaften eines Festkörpers werden im Wesentlichen durch die Größe der Bandlücke bestimmt. Als Bandlücke wird der energetische Abstand zwischen Valenzband und Leitungsband eines Festkörpers bezeichnet. Nur angeregte Elektronen im Leitungsband können sich praktisch frei durch einen Festkörper bewegen und zur elektrischen Leitfähigkeit beitragen. In einem Leiter existiert diese Bandlücke nicht, weshalb hinreichend viele freie Ladungsträger vorhanden sind um eine sehr gute Leitfähigkeit zu erzielen. Im Gegensatz dazu ist die Energielücke von Isolatoren bedeutend größer, ( $> 5 \text{ eV}$ ) was zur Folge hat, dass es für die Elektronen nicht möglich ist, in das Leitungsband zu gelangen.

Halbleiter besitzen eine kleine Energielücke zwischen Valenz- und Leitungsband. Bei Silizium beträgt diese ungefähr  $1,1 \text{ eV}$ . Dies führt dazu, dass bei Halbleitern eine relativ geringe Energie benötigt wird um ein Elektron vom Valenzband in das Leitungsband anzuregen. Wird ein Elektron durch eine Anregung aus dem neutralen Atom in das Leitungsband gehoben, erzeugt dieser Vorgang ein positiv geladenes Atom. Diese Abwesenheit einer negativen Ladung wird als Loch bezeichnet. Das Verhalten dieses Loches entspricht dem einer positiven Ladung. Die auf diese Weise erzeugten Elektron-Loch-Paare charakterisieren die Leitfähigkeit eines Halbleiters. Die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron-Loch-Paar thermisch zu erzeugen, ist gegeben durch:

$$P(T) = C T^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad (2.1)$$

wobei  $T$  die absolute Temperatur,  $k_B$  die Boltzmann-Konstante,  $E_g$  die Energie der Bandlücke und  $C$  eine materialspezifische Konstante ist. [1] Bei Temperaturen größer dem absoluten Nullpunkt können Elektronen in Halbleitern durch thermische Anregung, ausgehend vom Valenzband, in das Leitungsband übergehen. Aus dem Ausdruck für die Wahr-

scheinlichkeit ist es nun möglich, den Anteil der thermischen Anregung abzuschätzen. Die Wahrscheinlichkeit einer thermischen Anregung ist durch das Verhältnis  $\frac{E_g}{2k_B T}$  im Exponentialterm gegeben, wobei  $k_B T$  die zur Temperatur  $T$  äquivalente Energie ist. Aufgrund der geringen Bandlücke in Halbleitern kann auch durch thermische Anregung eine nicht zu vernachlässigende Zahl an Elektron-Loch-Paaren entstehen. So wird neben den gewünschten Signalen ein ständiges Rauschen gemessen, das durch die thermisch angeregten freien Ladungsträger verursacht wird. Jedoch ist für Silizium, mit einer Bandlücke von ca. 1,1 eV, das Rauschen selbst bei einer Temperatur von 300 K noch klein genug, um Messungen durchführen zu können. Siliziumdetektoren können somit auch bei Raumtemperatur ohne Kühlung eingesetzt werden.

Die intrinsische Leitfähigkeit eines Halbleiters ist durch seine intrinsische Elektronen- und Löcher-Konzentration gegeben. Die Eigenleitungsichte für Silizium beträgt bei einer Temperatur von 300 K ca.  $1,5 \cdot 10^{10}$  Ladungsträger pro  $\text{cm}^{-3}$ . Um die Ladungsträgerdichte und die damit verbundene Leitfähigkeit zu erhöhen, kann gezielt eine Dotierung des Halbleiters durchgeführt werden.

### **n-Dotierung**

Findet eine Dotierung von Silizium mit Elementen aus der fünften Hauptgruppe statt (z.B. Phosphor), wird ein Siliziumatom im Kristallgitter durch ein Phosphoratom ersetzt. Das fünfte Valenzelektron des Phosphor kann aber keine kovalente Bindung eingehen, weshalb es als Leitungselektron verwendet wird. Durch die schwache Bindung der Elektronen befindet sich das Donatorniveau in der Nähe der unteren Energiekante des Leitungsbandes und kann sehr leicht in das Leitungsband angehoben werden. Da die Dichte an Störstellen im Vergleich zur Dichte der Elektronen aus der intrinsischen Leitfähigkeit viel größer ist, gilt in sehr guter Näherung, dass die gesamte Dichte der Leitungselektronen nur durch die Dichte der Störstellen gegeben ist.

### **p-Dotierung**

Findet eine Dotierung von Silizium mit einem Element aus der dritten Hauptgruppe statt, bleibt eine kovalente Bindung unbesetzt. Dies entspricht einem positiv geladenen Loch. Näherungsweise wird angenommen, dass die Dichte der Löcher der Dichte der Akzeptoren im gesamten Halbleiter entspricht. Wird dieses Loch durch ein Elektron besetzt, ist das Ergebnis eine kovalente Bindung, die schwächer ist als die der Si-Si-Bindung. Das bedeutet,

dass das Akzeptorlevel leicht über dem Valenzband liegt. Deshalb können diese Levels sehr leicht besetzt werden und die Löcher tragen somit zur Leitfähigkeit bei. Weiterhin zu beachten ist, dass sowohl der p-dotierte als auch der n-dotierte Bereich insgesamt elektrisch neutral sind.

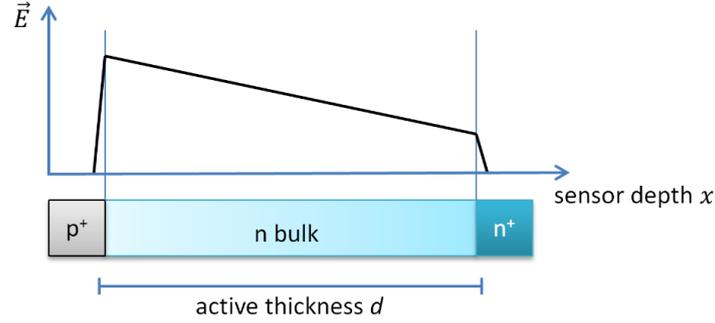
### Der pn-Übergang

Eine Schlüsseleigenschaft von dotiertem Silizium ist der pn-Übergang, der es möglich macht, einen Bereich ohne freie Ladungsträger zu erzeugen. Der pn-Übergang entsteht, wenn ein n- und ein p-Leiter in Kontakt gebracht werden. Dieser Bereich kann zur Detektion von geladenen Teilchen genutzt werden. Einlaufende geladene Teilchen erzeugen freie Ladungsträger in der Verarmungszone. Da beide Ladungsträger frei beweglich sind, werden Elektronen in den p-dotierten und Löcher in den n-dotierten Bereich diffundieren. Während dieses Ladungsträgeraustauschs entsteht ein elektrisches Feld, welches entgegen der Diffusionsrichtung der Ladungsträger gerichtet ist. Das elektrische Feld folgt dem Gesetz von Gauß:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_{Si}\varepsilon_0} \quad (2.2)$$

Hier ist  $\rho$  die Ladungsdichte,  $\varepsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante des Vakuums und  $\varepsilon_{Si}=11,9$  die relative Dielektrizitätskonstante von Silizium. Für einen pn-Übergang verläuft das elektrische Feld nach dem Gesetz von Gauß linear mit der Dicke des Materials und einer Steigung, die der Dotierungskonzentration entspricht. Wird an den p-Leiter eine negative Spannung und an den n-Halbleiter eine positive Spannung angelegt, bewirkt dies eine weitere Diffusion von Ladungsträgern. Neben der Vergrößerung der Raumladungszone dient das zusätzliche elektrische Feld zum Sammeln der durch eine Detektion frei werdenden Elektron-Loch-Paare. Ein typischer Siliziumdetektor besteht aus zwei Dotierungsübergängen. Wie Abbildung 1 zeigt, ist der erste Übergang zwischen einem hochdotierten  $p^+$  und einem niedrig dotierten n-Bereich. Der zweite Übergang verläuft zwischen dem n-Bereich und dem hochdotierten  $n^+$ -Bereich. Die  $p^+$ -, bzw.  $n^+$ -Schicht ist mit ca.  $10^{20}$ -Fremdatome pro  $\text{cm}^3$  viel stärker dotiert als die n-dotierte Siliziumgrundsicht mit  $10^{12}$ -Fremdatome pro  $\text{cm}^3$ . [2]

Desweiteren ist in Abbildung 1 der Verlauf des elektrischen Feldes, wie es das Gesetz von Gauß vorgibt, zu sehen. Diese unsymmetrische Dotierungsstruktur hat den Vorteil, dass die Verarmung in den hochdotierten Elektroden vernachlässigbar ist und als Detektionsfläche nur die leicht dotierte n-Schicht dient. [3]



**Abbildung 1:** Typische Dotierungsstruktur für einen Siliziumdetektor mit einem hochdotierten  $p^+$  und  $n^+$  bzw. einem leicht dotierten Material. [3]

## 2.2 Verhalten von Teilchen in Materie

In der vorliegenden Arbeit wird Alphastrahlung für Testmessungen im Detektorvolumen eines Siliziumdetektors detektiert und hierbei im Detektormaterial abgebremst. Für Teilchen, die eine größere oder gleich große Masse wie das Proton ( $m_p = 938 \frac{MeV}{c^2}$ ) besitzen, geschieht dies größtenteils über die Coulomb-Wechselwirkung mit den Elektronen im Detektormaterial. Für den differentiellen Energieverlust beim Durchgang von Teilchen durch eine Materie gilt die Bethe-Bloch-Gleichung:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (2.3)$$

Dabei ist  $v$  die Geschwindigkeit des eintreffenden Teilchens,  $E$  dessen Energieänderung,  $x$  die Weglänge im Detektormaterial,  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ ,  $Z$  die Ladung des Absorptionsmaterial,  $z$  die Ladung des Teilchens,  $\rho$  die Elektronendichte,  $W_{\max}$  der maximale Energieverlust während einer Kollision und  $I$  das mittlere Ionisationspotential des Targetmaterials. [4] Um zu entscheiden, ob die Alphateilchen mit einer kinetischen Energie  $T$  vollständig im Detektormaterial abgebremst werden, muss die Bethe-Bloch-Gleichung integriert werden. Als Ergebnis wird die mittlere Reichweite  $R(T)$ , die das Teilchen im Detektormaterial zurücklegt, erhalten:

$$R(T) = \int_T^0 \left( -\frac{dE}{dx} \right) dE \quad (2.4)$$

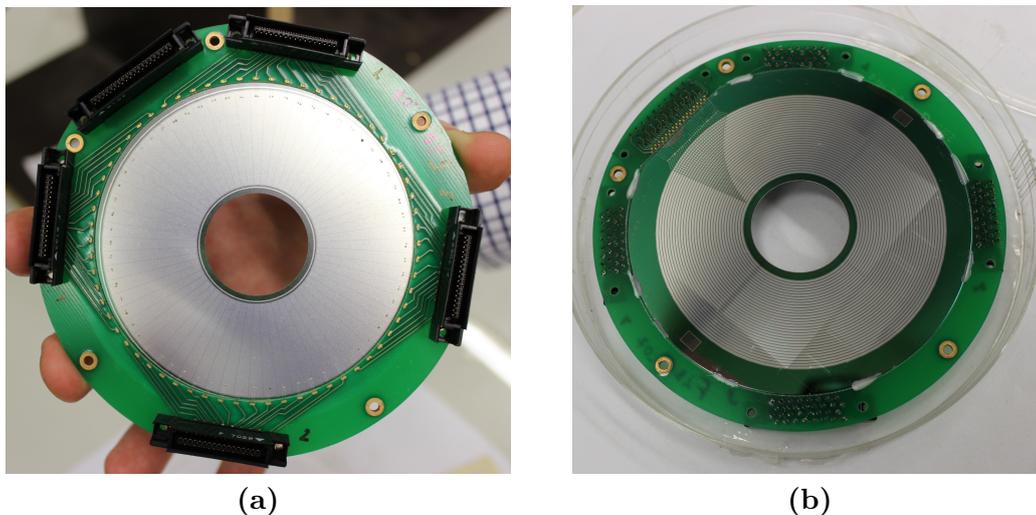
Da die Abbremsung in sehr vielen Einzelstößen erfolgt, streut die Reichweite statistisch mit einer Normalverteilung um die mittlere Reichweite. Die Streuung erfolgt mit einer Standardabweichung von  $a_0/\sqrt{2}$  um den Mittelwert, wobei  $a_0$  der Reichweitenstraggling-Parameter ist.

## 3 Experimenteller Aufbau

In dieser Bachelorarbeit wird der Zustand von drei Double-Sided-Silicon-Strip-Detektoren (DSSSD) vermessen. Die ortssensitiven Halbleiterdetektoren werden zur Detektion geladener Teilchen mit hoher Detektorgranularität in kernphysikalischen Experimenten eingesetzt. DSSSDs haben neben einer hohen Ortsauflösung den Vorteil einer guten Energieauflösung, einer schnellen Ansprechzeit und einer kompakten Bauweise, die den zur Verfügung stehenden Platz in einer Reaktionskammer ideal ausnutzt. DSSSD-Detektoren bieten verschiedene Einsatzmöglichkeiten für die Detektion, Identifikation und Charakterisierung von geladenen Teilchen. Die Detektorsegmentierung ist nützlich zur Bestimmung von Winkelverteilungen geladener Teilchen aus verschiedenen Prozessen wie elastischer Streuung, Transfer- oder Fusionsverdampfungsreaktionen. [5–10] Im Folgenden werden Aufbau und Methoden zu Tests, Charakterisierung und Optimierung von DSSSD-Detektoren beschrieben.

### 3.1 Double-Sided-Silicon-Strip-Detector (DSSSD)

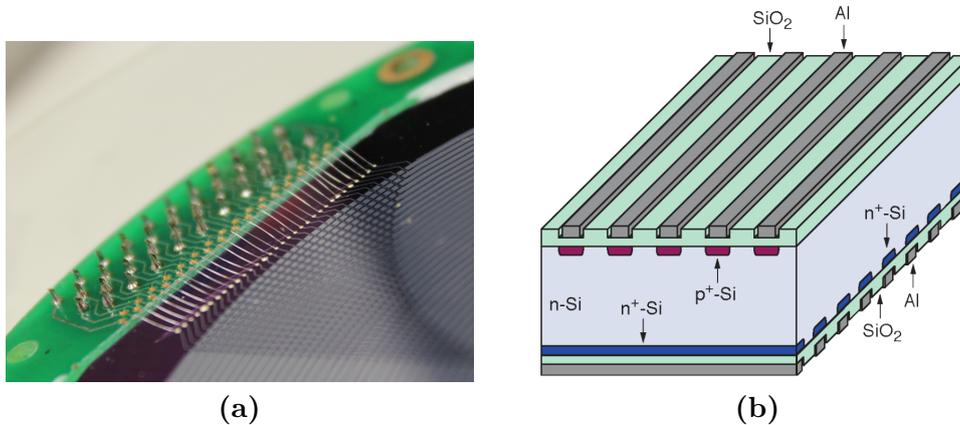
Die zur Verfügung stehenden Detektoren sind CD-förmige Silizium-Halbleiterdetektoren, welche einen Innendurchmesser von 35 mm und einen Außendurchmesser von 85,04 mm besitzen. Wichtigstes Merkmal der DSSSD ist die Segmentierung der Detektionsfläche. Die Vorderseite der DSSSD ist in 64 Streifen unterteilt, welche radial vom inneren zur äußeren Kreisgrenze führen. Jeder Streifen spannt, vom Mittelpunkt aus betrachtet, einen Winkel von  $5,625^\circ$  auf. Die Segmentierung in Streifen ist in Abbildung 2a zu sehen. Abbildung 2b zeigt die Rückseite der DSSSD mit 32 Ringen, welche jeweils eine Breite von 1,66 mm haben. Geladene Teilchen, die in den in Sperrrichtung betriebenen Detektor einfallen, erzeugen Elektron-Loch-Paare. Unter dem Einfluss eines elektrischen Feldes werden die Elektronen und Löcher zur entgegengesetzten Elektrode beschleunigt und erzeugen dort eine Spannung von  $U = Q/C$ . Dabei entspricht  $C$  der Detektorkapazität und  $Q$  der durch die Ladungspaare erzeugte Ladungsmenge. Die erzeugte Ladung ist proportional zur Energie des Teilchens, weshalb durch Messung der Signalhöhe die deponierte Energie bestimmt werden kann. Jeder Ring oder Streifen kann als unabhängiger Detektor für gela-



**Abbildung 2:** (a) Die 64 Streifen der Vorderseite werden zu vier Sektionen zu je 16 Streifen zusammengefasst. (b) Die 32 Ringe der Hinterseite werden zu zwei Sektionen zu je 16 Ringe zusammengefasst.

dene Teilchen benutzt werden. Aufgrund der Tatsache, dass sich bei jeder Detektion eines eintreffenden geladenen Teilchens die freien Ladungen (Elektronen und Löcher) je nach Polarität der angelegten Spannung zur Streifen- und zur Ringseite bewegen, kann jedem detektierten Teilchen eine zweidimensionale Koordinate zugeordnet werden. Aus der Kombination von 64 Streifen und 32 Ringen kann man jedem Event eines von insgesamt 2048 Segmenten zuordnen. Durch die Messung von zwei Koordinaten wird eine Fläche an der Innenseite der CD von ungefähr  $5,21 \text{ mm}^2$  und an der Außenseite von ungefähr  $13,86 \text{ mm}^2$  abgedeckt.

Die elektrische Verbindung zwischen Detektormaterial und elektrischen Anschlüssen wird mit extrem dünnen Drähten realisiert (Abb.3a). Durch mechanische Belastungen, wie sie zum Beispiel beim Transport oder bei der Befestigung des Detektors in der Kammer vorkommen, können Drähte an den feinen Lötstellen reißen oder sich durch verbiegen kurzschließen. Für die Spannungsversorgung und die Signalleitung sind fünf Flachbandstecker auf der Außenseite des Detektors angebracht. Die Aufteilung der elektrischen Anschlüsse ist derart gestaltet, dass ein 32-poliger Flachbandstecker für die Versorgung aller Ringe verwendet wird und die restlichen vier Stecker jeweils 16 Streifen eines Quadranten zugeordnet sind. Die Steckanschlüsse sind ringförmig um die Detektionsfläche angeordnet. Die Halbleiterscheibe selbst wurde von der Firma RADCON Ltd.<sup>TM</sup> in Zelenograd/Russland gefertigt. Das Detektorsystem wurde dann an der Universität Lund zusammengebaut und



**Abbildung 3:** (a) Bonding zwischen Detektormaterial und elektrischen Anschlüssen, (b) Schichtaufbau der DSSSD. In der Mitte befindet sich die nur leicht n-dotierte Si-Schicht, an den Rändern die stärker dotierten Schichten.

mit allen Miniatur-Lötstellen versehen. Der schematische Aufbau des DSSSD-Detektors, in nicht maßstabsgetreuer Größe, wird in Abbildung 3b gezeigt. Die Dicke der Siliziumschicht beträgt 310 µm und ist leicht n-dotiert. Die p<sup>+</sup>-dotierte Streifenseite hat eine Dicke von 0,48 µm. Im Gegensatz dazu hat die n<sup>+</sup>-dotierte Ringseite eine vierfach größere Dicke von 1,9 µm. Zusätzlich existiert eine Aluminium-Metallisierung auf den Elektroden, die einen elektrischen Kontakt mit der Elektronik ermöglichen. Eine SiO<sub>2</sub>-Schicht dient zur Oberflächenpassivierung und Isolierung. [11]

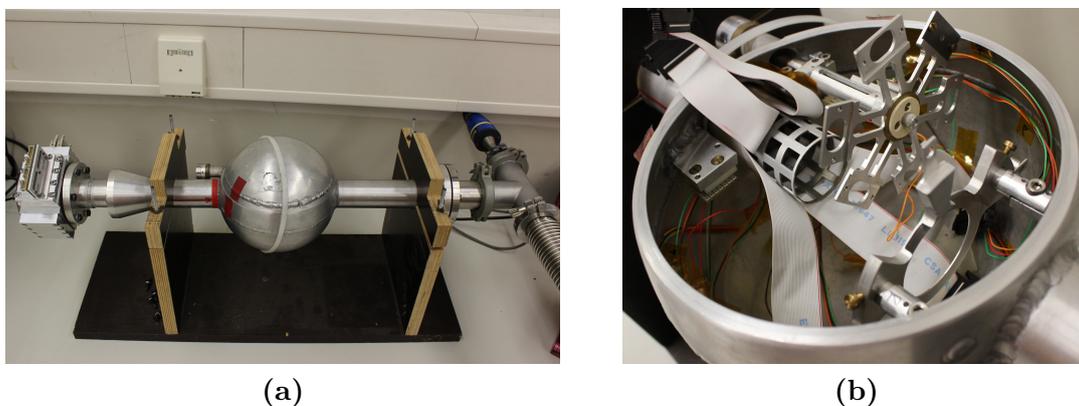
Außen-/Innendurchmesser	80,04 mm bzw. 32 mm
Sektionen	64 Streifen und 32 Ringe (insgesamt 2054 Segmente)
Dicke	Siliziumschicht: 310 µm; n <sup>+</sup> -Schicht: 0,48 µm; p <sup>+</sup> -Schicht: 1,9 µm
Detektionsfläche	5058 mm <sup>2</sup>
Interstrip Breite	110 µm
Verarmungsspannung	90 Volt
Kapazität	15,2 pF pro Segment

**Tabelle 1:** Spezifikationen der DSSSD-Detektoren gemäß Herstellerangaben.

Die Detektionsfläche beträgt insgesamt 5058 mm<sup>2</sup>. Jedoch kann nicht die gesamte Detektionsfläche für die Teilchendetektion verwendet werden. Zwischen den Ring-, und Streifenelektroden existieren Bereiche, in denen ein detektiertes Teilchen nicht eindeutig einem Ring oder einem Streifen zugeordnet werden kann. Dieser sogenannte Interstrip- oder Interring-Bereich hat eine Breite von ca. 110 µm. In Tabelle 1 sind alle wichtigen Daten zum DSSSD-Detektor zusammengefasst.

## 3.2 Strahlkammer

Im vorliegenden Aufbau wird der DSSSD-Detektor in einer Miniball-Strahlkammer [12] befestigt. Diese Strahlkammer war zuletzt im Rahmen des AGATA-Commissionings [10] im Jahre 2009 und während diverser Experimente in den Jahren 2008 bis 2011 [13, 14] am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln im Einsatz. Die Strahlkammer ist in Abbildung 4a dargestellt. Es handelt sich dabei um eine 65 cm lange Aluminiumkonstruktion, in deren Zentrum eine im Durchmesser 16,5 cm große kugelförmige Kammer angebracht ist. Auf beiden Seiten der Kammer führen zwei 4,5 cm dicke Strahlrohre aus der Kammer. Diese verbinden einen Vakuumdurchführungsblock und einen Pumpadapter, mit angeschlossener Vakuummesszelle, mit der Kammer. Damit der Versuchsaufbau zu einem späteren Zeitpunkt am Kölner Tandem-Beschleuniger eingesetzt werden kann und um Spannungsüberschläge während des Betriebes der DSSSD zu verhindern, muss sichergestellt werden, dass die Strahlkammer unter Vakuum betrieben werden kann. Die letzten dokumentierten Tests über die Vakuumfähigkeit der Kammer wurden im Rahmen der Diplomarbeiten von K. Geibel und A. Wendt im Jahr 2007 bzw. 2008 durchgeführt [13, 14].



**Abbildung 4:** (a) Strahlkammer an deren linken Ende sich die Vakuumdurchführungen und am rechten Ende die Pumpvorrichtung befindet. (b) Der Innenaufbau der Strahlkammer besteht aus einer Targetradhalterung, einer Halterung für die DSSSD und fünf Detektor-Signalkabeln.

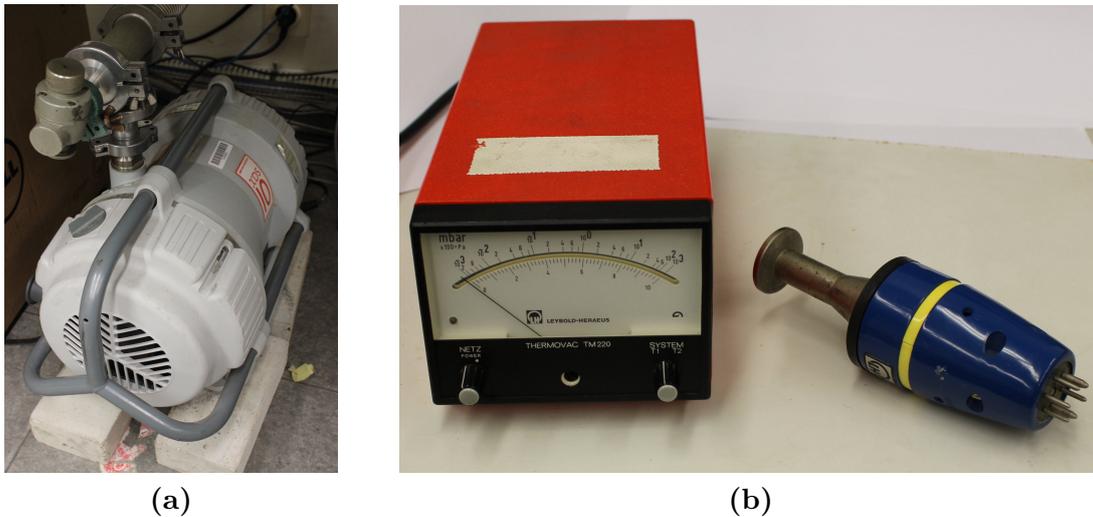
Wie Abbildung 4b zeigt, ist neben der Halterung der DSSSD ein justierbares sechsarmiges Targetrad in der Strahlkammer befestigt. Das Rad kann im Experiment als Halterung für das Target dienen. Mit einem zentral befestigten Target ist es möglich mit dem Detek-

tor einen Winkelbereich von  $128^\circ$  bis  $154^\circ$  in Rückwärtsrichtung oder von  $26^\circ$  bis  $52^\circ$  in Vorwärtsrichtung abzudecken. Um den DSSSD-Detektor mit Spannung zu versorgen und zusätzlich die Detektorsignale aus der Strahlkammer herauszuführen, werden fünf Flachbandkabel durch das Strahlrohr geführt. Um sicherzustellen, dass die Kabel im Strahlrohr den Teilchenstrahl nicht abschatten und somit durch Bestrahlung beschädigt werden, sind diese durch eine zylinderförmige Aluminiumverstrebung nach außen hin im Rohr abgestützt. Zusätzlich zu den Flachbandkabeln sind in der Strahlkammer einige doppeladrig Kabel für weiterführende Verwendungen wie einer Motorsteuerung zur Justierung des Targetrads vorbereitet.

### 3.3 Vakuum

Zum Evakuieren der Strahlkammer während der DSSSD-Tests wird eine Pumpe vom Typ XDS 10 der Firma BOC EDWARDS<sup>TM</sup> (siehe Abb. 5a) benutzt. Größter Vorteil dieser Art von Pumpen ist ihr ölfreier Betrieb. Dadurch kann es zu keiner Verschmutzung der Strahlkammer während des Ausschaltvorganges oder durch aus der Pumpe herausgedrücktes Öl kommen. Die Pumpe hat eine maximale Luftverdrängung von  $11,3 \text{ m}^3$  pro Stunde und kann ein maximales Vakuum von  $< 7 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$  erreichen [15]. Man spricht hier von einem sogenannten *Feinvakuum*, was einer Teilchenanzahldichte von ca.  $(10^{16} - 10^{13})$  Teilchen pro  $\text{cm}^3$  entspricht [16]. Um den Druck in der Kammer ständig überwachen zu können, wird eine Vakuummesszelle vom Typ 16202 B3 der Firma Leybold in Kombination mit einer analogen Druckanzeige verwendet (vergleiche Abb. 5b).

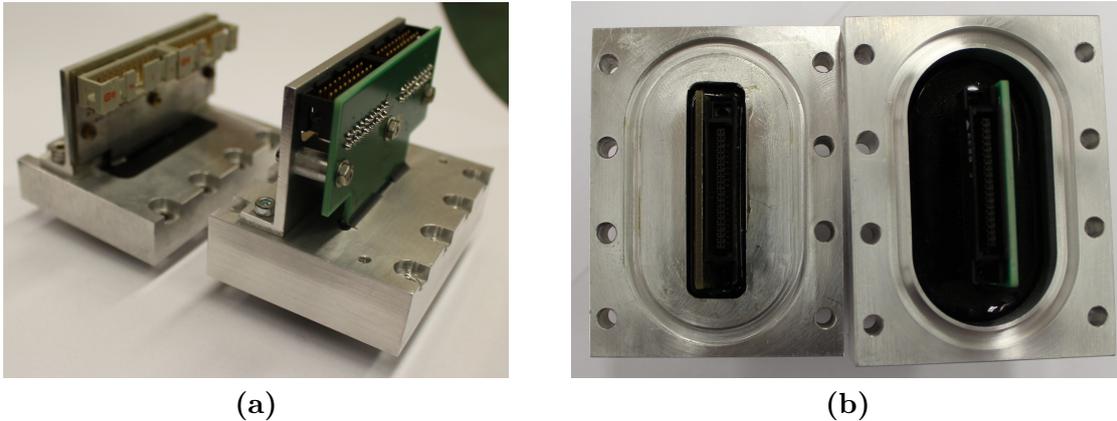
Zur Quantifizierung der Vakuumstabilität der Strahlkammer wurden Lecktests mit einem Pfeiffer<sup>TM</sup>-Lecksuchgerät durchgeführt. Bei einem sogenannten Sprühtest wird, nachdem die Vorvakuumpumpe des Lecksuchers die Kammer evakuiert hat, Heliumgas auf die äußere Oberfläche der Kammer gesprüht. Durch undichte Stellen gelangen Heliumatome in die Vakuumkammer und werden im Lecksucher per Massenspektrometrie detektiert. Die Helium-Einströmung wird als sogenannte Leckrate in der Einheit  $\text{mbar l/s}$  gemessen. Der erste Test wurde bei einem Vakuumdruck von  $3 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$  durchgeführt und ergab eine maximale Leckrate von  $5 \cdot 10^{-5} \text{ mbar l/s}$ . Dies entspricht einem Lochdurchmesser von ca.  $0,5 \mu\text{m}$  in der Strahlkammer [17]. Bei der weiteren Analyse wurde der Deckel als Ursache und Schwachpunkt der Konstruktion identifiziert. Für eine dichte Kammer ist es entscheidend, in welcher Position der Deckel auf der Strahlkammer angebracht wird. Die optimale Position des Deckels wurde durch ein iteratives Vorgehen ermittelt und an der Kammer



**Abbildung 5:** Komponenten des Vakuumsystems: (a) Verwendet wird eine ölfreie Pumpe, welche ein maximales Vakuum von  $< 7 \cdot 10^{-2}$  mbar erreicht. (b) Als Druckanzeige dient eine Vakuummesszelle, die mit einem analogen Anzeigeinstrument verbunden ist.

markiert. Damit die Kontaktfläche zwischen Gummidichtungen und Aluminiumgehäuse möglichst glatt und von Schmutz befreit ist, werden diese vor der Nutzung mit einem Schwamm gesäubert. Ebenso wurde erkannt, dass die Vakuumdurchführungen mindestens zwei undichte Stellen aufweisen. Die Klebestellen zwischen Gehäuse und Platine sind durch die lange Lagerzeit porös und somit undicht geworden. Im ersten Reparaturversuch wurden diese Stellen durch die Feinmechanik-Werkstatt des IKP Köln nachgeklebt. Da es während der Wiederholung des Lecktests keine signifikante Verbesserung der Leckrate gab, wurde entschieden, die alten Vakuumdurchführungen durch neue Vakuumdurchführungen mit einem neu konzipierten Gehäuse zu ersetzen. In Abbildung 6 ist die Bauweise der alten und der neuen Vakuumdurchführung gegenübergestellt. Die Optimierung der neuen Konstruktion besteht darin, dass das Klebevolumen der Vakuumdurchführung deutlich verkleinert wurde. Der finale Lecktest wurde mit gesäuberten Kontaktflächen, korrekt positioniertem Deckel, erneuerten Dichtungsringen und neuen Vakuumdurchführungen durchgeführt. Unter diesen Rahmenbedingungen wurde ein minimaler Druck von  $8 \cdot 10^{-3}$  mbar und eine maximale Leckrate von  $5 \cdot 10^{-9}$  mbar l/s erreicht. Dies entspricht nur noch einem Lochdurchmesser von 3 nm [17]. Diese Leckrate befähigt zum Einsatz einer Hochvakuumpumpe am Strahlrohr des Tandem-Beschleunigers des IKP im späteren Experiment.

Nachdem gewährleistet wurde, dass die Kammer bis zu einem Feinvakuum gepumpt werden



**Abbildung 6:** Vergleich der neuen (links) und alten (rechts) Durchführungen: (a) Vorderseite der alten und der neu gefertigten Vakuumdurchführungen. (b) Klebestelle der Platinen auf der Rückseite der Durchführungen. Das Klebevolumen der neuen Durchführung wurde drastisch verkleinert.

kann, kann die Trockenpumpe aus Abbildung 5a in Betrieb genommen werden. Die Pumpe erreicht nach ca. zehnmütigem Pumpen ein Vakuum von  $1 \cdot 10^{-1}$  mbar. Nach weiteren zehn Minuten durchgängigem Pumpen wird ein Vakuum von ca.  $5 \cdot 10^{-2}$  mbar erreicht. Danach verbessert sich das Vakuum nicht mehr wesentlich. In diesen Vakuumbereichen liegt die freie Weglänge der Luftmoleküle im Bereich von Millimetern. Im Vergleich dazu herrscht in einem Strahlrohr, wie es am IKP-Tandem-Beschleuniger eingesetzt wird, ein Vakuum von  $10^{-6}$  mbar [13]. Dies entspricht einer freien Weglänge der Moleküle in der Größenordnung von einigen Metern [18]. Ein zu hoher Druck und die damit verbundene kurze freie Weglänge birgt die Gefahr, dass ein großer Teil der Luftteilchen ionisiert werden kann. Diese können auf dem DSSSD-Detektor Spannungsüberschläge beim Betrieb unter Hochspannung verursachen. Im vorliegenden Aufbau wurde jedoch keine Beeinträchtigung durch Überschläge oder zu großes Rauschen festgestellt.

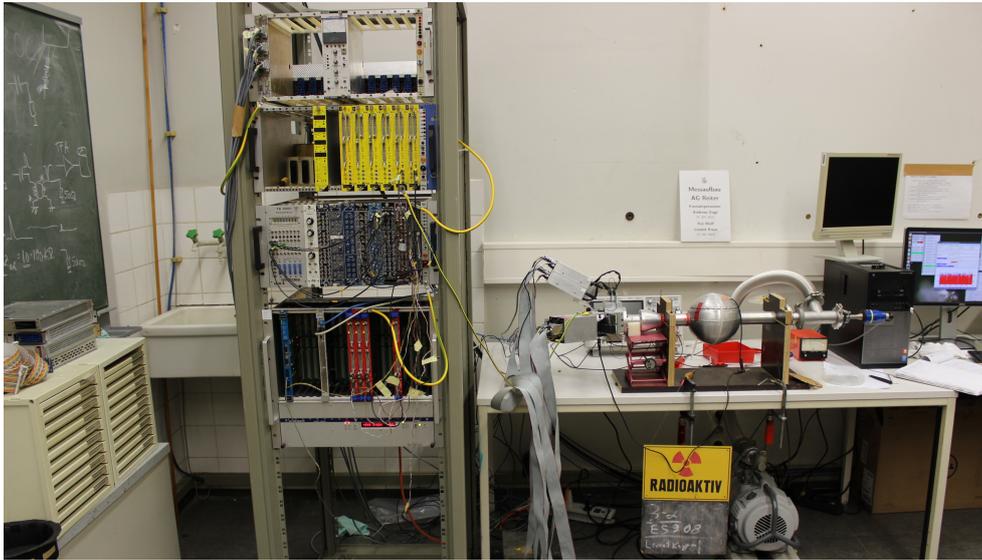
### 3.4 Aufbau der Elektronik und Signalgang

Zum Auslesen der DSSSD-Signale ist eine umfangreiche Detektionselektronik nötig. Der im Aufbau verwendete Signalweg ist in Abbildung 9 schematisch dargestellt. Die DSSSD-Detektoren werden über das Spannungsversorgungsmodul MHV-4 der Firma Mesytec™ mit einer Mittelspannung von 60 Volt versorgt. Die Spannung kann bis auf 12,5 mV genau eingestellt werden, weshalb die MHV-4 in der Lage ist sehr stabile Spannungen für Silizium-Detektoren bereitzustellen. Die Betriebsspannung kann durch Drehen einer Stellschrau-

be schrittweise eingestellt werden. Dabei wird die Höhe des Leckstroms auf einem LCD-Display angezeigt [19]. Die Einspeisung der Hochspannung findet über die HV-Anschlüsse an den Vorverstärkern, welche sich direkt am Strahlrohr befinden, statt. Bei den Vorverstärkern handelt es sich um Eigenbauten der Elektronikwerkstatt des IKP. Der Vorverstärker hat die Aufgabe, den Ladungsimpuls mit einem Operationsverstärker in einer Rückkopplungsschaltung zu verstärken. Dazu wird ein kapazitiv rückgekoppelter Operationsverstärker als Integrator genutzt [13]. Zur Charakterisierung der Vorverstärker wurde das verstärkte Ausgangssignal mit dem Oszilloskop aufgenommen (siehe Abb. 8, rotes Signal). Durch eine Risetime-Messung am Oszilloskop konnte eine mittlere Anstiegszeit von 250 ns ermittelt werden. Es werden insgesamt sechs Vorverstärker-Einheiten mit je 16 Kanälen verwendet. Somit sind zwei Vorverstärker an der Ringseite und vier Vorverstärker an der Streifenseite angeschlossen.

Für die weitere Verarbeitung der Signale werden diese durch Flachbandkabel zur Messelektronik, die in Crates organisiert und untergebracht sind, geführt. In Abbildung 7 ist der Gesamtaufbau mit Strahlkammer, Pumpe, Ausleseelektronik und Messrechner zu sehen. Bei den Crates handelt es sich um ein VME-Crate und drei NIM-Crates. NIM-Crates stellen lediglich eine Stromversorgung über die Backplane bereit. Der NIM-Standard sieht keinen Datenbus für Datenverbindungen zwischen den Modulen vor. Im Gegensatz dazu findet bei VME-Crates ein Datenaustausch über die Backplane statt, sodass die einzelnen Module hierüber kommunizieren können. [20]

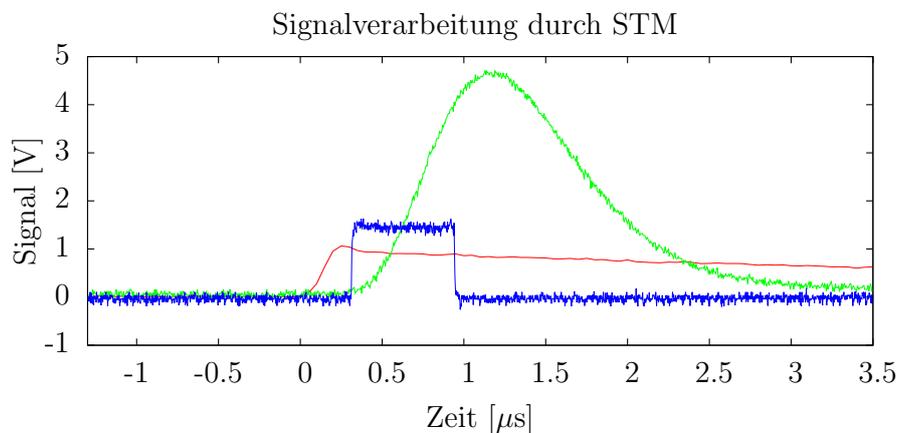
Zur weiteren Verstärkung der Signale, nach dem Vorverstärker, werden sechs Mesytec<sup>TM</sup> STM-16 Shaping-/Timing Filter/Discriminator Module verwendet. Die STM-16 Hauptverstärker sind NIM-Module, welche 16 Eingangssignale gleichzeitig formen und verstärken. Die Verstärkung der auszugebenden Spannungsamplitude des Shaper-Out-Signals kann zwischen 0 und 10 Volt gewählt werden. Die Wahl dieser Verstärkung hängt von der Lage der Gain-Stellschraube ab und ist in 16 Stufen mit einem Faktor von 1,22 pro Schritt wählbar. Wie in Abbildung 8 an der grünen Kurve zu erkennen ist, entspricht das Shaper-out-Signal einer leicht asymmetrischen Gauß-Funktion. Die Asymmetrie wird minimal, sobald die Verstärkung auf der achten Stufe ist, weshalb diese Verstärkungsstufe bei den anschließenden Tests gewählt wurde. Des Weiteren konnte die Signalverarbeitungszeit und die Halbwertsbreite des Signals mit Oszilloskopmessungen ermittelt werden. Während das Signal zwischen Anlegen einer Eingangsspannung und Erreichen des Maximalwertes des Shaper-Out-Signals eine Verzögerung von 1,3  $\mu$ s erfährt, hat das Shaper-Out-Signal eine Halbwertsbreite von 908 ns. Zusätzlich kann am STM-16 ein Ausgangssignal über einen



**Abbildung 7:** Versuchsaufbau mit Strahlkammer, Pumpe, Vorverstärker und NIM/VME-Crates.

Multiplizitäts-, einen Current-Out- und einen Trigger-Ausgang abgegriffen werden. Über zwei Drehknöpfe ist es möglich eine obere und eine untere Grenze für die pro Auslese erlaubte Ereignis-Multiplizität einzustellen. Sobald die Multiplizität des Events im eingestellten Bereich liegt, wird ein logisches Signal über den Multiplizitäts-Ausgang ausgegeben. Dagegen ist der Current-Out-Kanal ein analoges Signal der aufaddierten 16 Eingangssignale. Das Trigger-Signal ist ein logisches Signal, welches den Wert *wahr* annimmt, wenn mindestens ein Kanal des Hauptverstärkers ein Event registriert hat. Wie anhand der blauen Stufenfunktion in Abbildung 8 gemessen wurde, hat das Signal eine Spannung von 1,6 Volt, eine Breite von 700 ns und eine Verzögerung zum Eingangssignal von 350 ns. Damit ein Auslösen des Triggers durch Rauschen unterdrückt wird, ist es möglich ein unteres Trigger-Spannungslevel (Threshold) einzustellen. Dieses untere Spannungsniveau ist zwischen 0 und 4 Volt stufenlos wählbar. [21]

Bei der Wahl der Polarität der Spannung an den Ring- und Streifenanschlüssen ist zu beachten, dass der Betrieb von Halbleiterdetektoren zur Teilchendetektion in Sperrrichtung erfolgt. Daher wird die n-dotierte-Ringseite mit der Masseleitung verbunden. Die p-dotierte-Streifenseite wird an eine negative Spannung angeschlossen. Aus diesem Grund werden die frei werdenden Elektronen zur Ringseite gezogen, was ein negatives Spannungssignal zur Folge hat. Analog werden die positiven Löcher zu den DSSSD-Streifen gezogen und verursachen somit einen positiven Spannungsimpuls. Deshalb muss die Polarität



**Abbildung 8:** Signalverarbeitung durch die STM-16-Hauptverstärker. Rotes Signal: Das Eingangssignal des STM, geliefert vom Vorverstärker. Blaues Signal: Triggersignal mit einer Verzögerung von 350 ns. Grünes Signal: Ausgangssignal des STM mit der Verstärkungsstufe 8. Das Signal entspricht einer leicht asymmetrischen Gaußkurve mit einer Halbwertsbreite von 908 ns.

über Jumper, welche sich auf dem Board der STM-16-Hauptverstärker befinden, bei den Streifen-Hauptverstärkern 1-4 negativ und bei den Ring-Hauptverstärkern 5 und 6 positiv gewählt werden.

Das analoge Signal der STM-16-Module wird in einen Analog-Digital-Konverter (ADC) gespeist. Der ADC vergleicht die Höhe des Eingangssignals mit einer Reihe von Referenzspannungen. Dadurch wird dem Puls eine Spannung zugeordnet, welche einer vorgegebenen Kanalzahl entspricht. Diese Kanalzahl lässt sich in ein Spektrum einordnen. Dadurch kann der ADC eine analoge Informationen in äquivalente digitale Information umwandeln. Als ADCs werden CAEN<sup>TM</sup>32-Kanal-VME-Module des Typs V785 benutzt. Ein wichtiges Merkmal dieser ADCs ist die 12-Bit Auflösung. Diese stellt mit 4096 resultierenden Kanälen die untere Auflösungsgrenze der Spektren dar. [22] Damit die ADCs über das VME-Crate kommunizieren können, müssen die Module eine Adresse zugewiesen bekommen [20]. Durch Stellschrauben auf den Boards der ADC-Module ist es möglich eine 32-Bit-Adresse einzustellen. Da die verwendete Auslesesoftware nur eine 24-Bit-Adresse verwalten kann, sind die letzten 9 Bits nichtig. Zur Verarbeitung der Events besitzen diese Module einen Zwischenspeicher (Eventbuffer) für 32 Events. Das Auslesen des Eventbuffers dauert ungefähr 600 ns. Im Vergleich dazu dauert das gleichzeitige Auslesen aller 32 Kanäle ungefähr 5,7 µs. Die Signale werden den ADC-Modulen jeweils über zwei 32-polige Twisted-Pair-Kabel an einem oberen und unteren Pfostenstecker, auf der Vorderseite der

Module, (siehe Tabelle 2) zugeführt. Der Vorteil dieser Kabel ist, dass verdrehte Adernpaare einen besseren Schutz gegenüber äußeren magnetischen Wechselfeldern und elektrostatischen Störungen bieten als Adern, die nur parallel geführt sind. Durch das Verdrehen der Adernpaare heben sich Beeinflussungen durch äußere Felder größtenteils gegenseitig auf. Da der ADC 32 Kanäle gleichzeitig bearbeiten kann, können die Signale zweier STMs, die jeweils 16 Kanäle gleichzeitig verarbeiten können, durch einen ADC verarbeitet werden. Damit die Ring-, bzw. Streifennummerierung mit der Anordnung in der Auswertungssoftware übereinstimmt, muss die Reihenfolge zwischen den Vorverstärkern, Hauptverstärkern und Analog-Digital-Konvertern berücksichtigt werden. Dieser Belegungsplan ist in Tabelle 2 aufgelistet. Ein Time-to-Digital-Konverter vom Typ CAEN<sup>TM</sup> V775 (32 Kanäle, VME) digitalisiert ebenfalls die Zeitstempel der Ringsignale.

Modul	Modulnummer/Steckplatz					
Ringnummer	-	-	-	-	0-15	16-31
Streifennummer	0-15	16-31	32-47	48-63	-	-
Vorverstärker	1	2	3	4	5	6
STM	1	2	3	4	5	6
VME	2	2	3	3	1	1
ADC	unten	oben	unten	oben	unten	oben

**Tabelle 2:** Belegungsplan der Vorverstärker mit den STM und ADC. Während die Vorverstärker und Hauptverstärker durch eine Nummer charakterisiert sind, benötigen die ADC einen VME-Nummer und die Information ob es sich um den oberen oder unteren Steckplatz handelt.

Damit nur physikalisch interessante und sinnvolle Ereignisse registriert und aufgenommen werden, wird die Signalverarbeitung durch einen Trigger gestartet. Der Trigger entspricht im verwendeten Aufbau mindestens einem logischen Signal, welches in den Ringen der DSS-SD ausgelöst wurde. Ebenso hätte das Streifensignal als Trigger dienen können. Da die 32 Ringe auf den beiden STM-Modulen 5 und 6 verarbeitet werden, liegen also zwei mögliche logische Trigger-Signale vor. Diese führen zur weiteren Triggerverarbeitung auf verschiedene Eingänge einer TB-8000-Triggerbox (GSI-Eigenbau). Das Gerät dient zur Vorwahl von logischen Triggersignalen. Die minimale Länge des Triggersignals muss 6 ns übertreffen. [23] Nach Analyse der blauen Stufenfunktion aus Abbildung 8, durch eine Oszilloskopmessung, wird diese Zeitspanne durch das STM-Triggersignal um ein vielfaches übertroffen. Durch eine logische OR-Verschaltung der beiden Signal ist es möglich jedes Ansprechen eines Ringes als Haupttrigger zu benutzen. Während der weiteren Verarbeitung des Haupttriggers, in der Triggerbox, wird der Trigger in zwei parallele Signale aufgespalten. Die

Triggerbox bietet die Möglichkeit, die Signale in der Rate mit Potenzen von  $2^n$  zu unterdrücken (Downscaling). Da der Eventbuffer der ADCs 32 Events zwischenspeichern kann, ist an der Triggerbox  $n = 5$  für eine optimale Ausnutzung des Buffers zu wählen. Eines der beiden Haupttriggersignale wird nun durch den Ortec™ Octal-Gate-and-Delay-Generator GG8020 auf eine Länge von  $1,6\ \mu\text{m}$  begrenzt und in das Common-Gate des TDCs eingespeist. Dieser ist über eine Daisy-Chain mit allen ADCs verbunden und am Endstück mit einem 50-Ohm-Endwiderstand abgeschlossen. Das Triggersignal wird als Startsignal zur Auslese der Events durch die ADCs benutzt. Außerdem kann der TDC durch das zu den ADCs synchrone Startsignal jedem Event einen Zeitstempel zuordnen. Zur Verwaltung des Datenaustauschs zwischen Messrechner und ADCs wird das GSI-Triggermodul Triva-5 zum Einsatz gebracht. Dieses Modul hat einen Trigger-Input auf den zweiadrigen ECL-In-Pins 5 und 6. Dies entspricht dem Start der Auslese des ADC-Eventbuffers. [24] Somit kann das zweite Haupttriggersignal, nachdem es durch einen Konverter vom NIM- in den ECL-Standard umgewandelt wurde, als Aufforderung die registrierten Events im Speicher der ADCs an den Messrechner auszusenden und anschließend den Speicher zu leeren, genutzt werden. Während den Testmessungen der DSSSD wurde mit dem Triggersignal kein Downscaling vorgenommen, der entsprechende Signalweg ist jedoch für zukünftige Experimente, in denen viel höhere Zählraten erwartet werden, vorbereitet. Da die ADCs und der TDC auf dem ECL-Pin 3 und 4 bzw. das Triva-5-Modul auf dem ECL-Output-Pin 7 und 8 ein Busy-Signal bereitstellen, kann dieses nach der Umwandlung vom ECL-, in den NIM-Standard durch die Totzeitschaltung der Triggerbox zur Unterdrückung des Triggersignals während des Auslesevorgangs des ADC-Speichers verwendet werden [23].

### 3.5 Test der Signalwege

Die Vorverstärker bieten einen LEMO-Testeingang für Pulsgeneratoren (Pulser), mit dem ein Eingangssignal des Detektors simuliert werden kann. Diese Testfunktion wird genutzt, um die Verschaltung des Aufbaus und die korrekte Funktionsweise der Module ohne Detektorsignal zu überprüfen. Um das Eingangssignal möglichst realistisch zu simulieren, wird ein Pulser verwendet, der mit 55 ns eine Anstiegszeit hat, welche in der Größenordnung der Sammelladungszeit im Detektor ist. [25] In Kombination mit der exponentiell abklingenden Spannung wird in guter Näherung die Signalform des Detektors reproduziert. Zudem bietet der Pulser die Möglichkeit, die Signalamplitude von 0 bis 2 Volt und die Wiederholung der Pulse von 5 Hz bis 20 kHz frei zu wählen. Um ideale Rahmenbedingungen während der Testmessungen zu gewährleisten, wird die einfache Verstärkungsstufe des Vorverstärkers

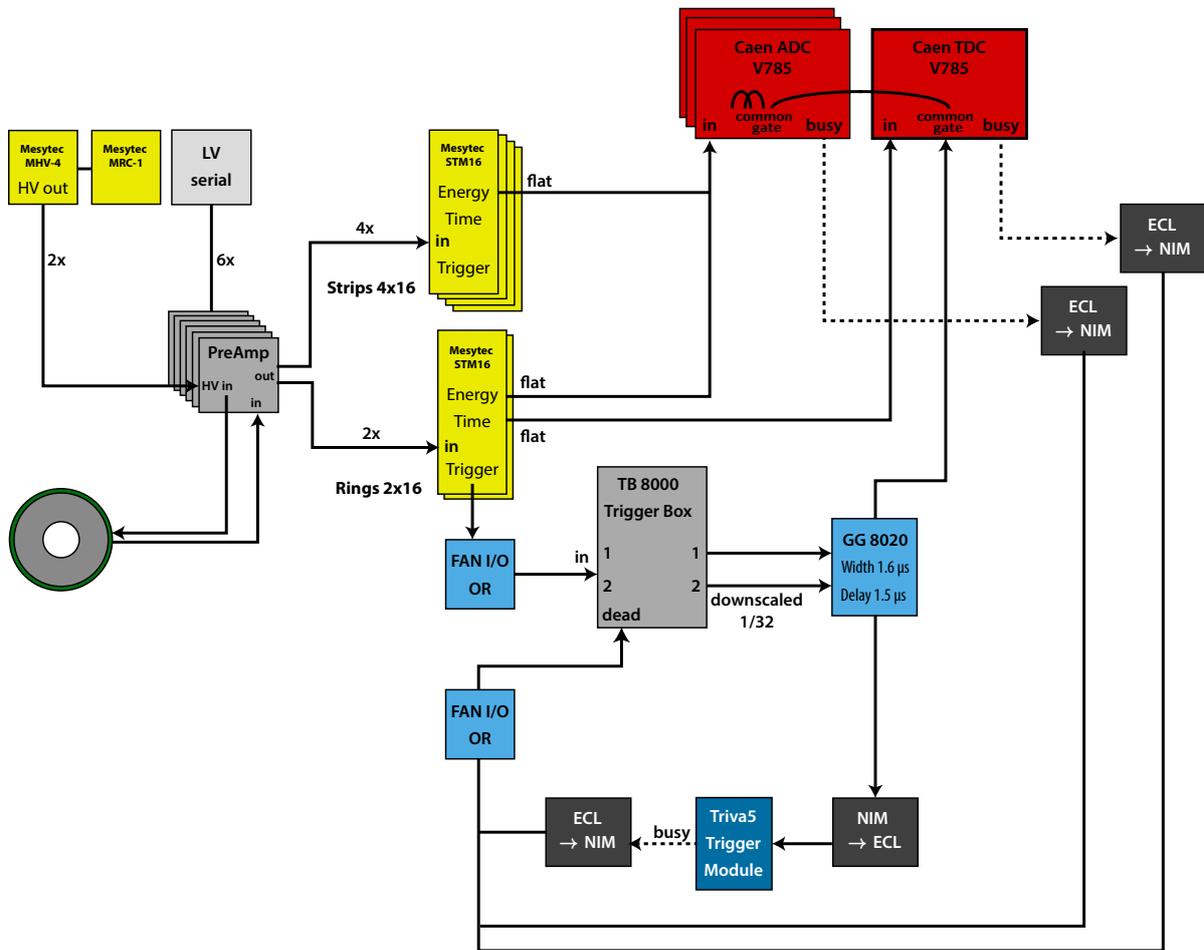
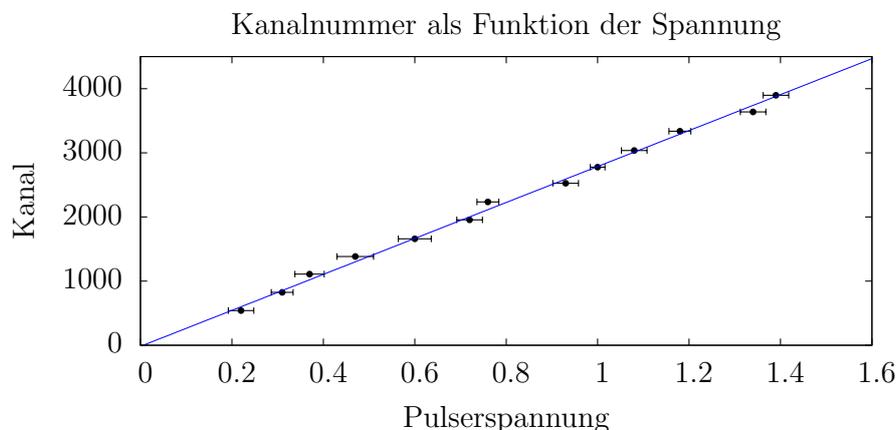


Abbildung 9: Blockschaltbild der Elektronik.

gewählt. Da das Shaper-Out-Signal an den STM-16-Hauptverstärkermodulen die niedrigste Asymmetrie bei einer mittleren Verstärkungsstufe aufweist, werden die STM-16 bei dieser Verstärkungsstufe betrieben (siehe auch Abb. 8). Zu beachten war, dass während der Messung mindestens einer der Vorverstärker 5 oder 6 mit dem Testsignal angesteuert wurde, da nur über diese die Triggersignale induziert werden können. In Abbildung 11a ist ein Spektrum zu sehen, welches mit vier Signalamplituden des Pulsers von 0,30, 0,66, 0,84 und 1,05 Volt erzeugt wurde. Neben den vier Peaks ist das Pedestal im Spektrum zu sehen. Um einer Spannungshöhe einem bestimmten Kanal zuordnen zu können, wird die Spannung in noch feinere Schritte eingeteilt und der Kanalwert nach jeder Messung ermittelt. Wird der ADC-Kanalwert gegen die Eingangsspannung aufgetragen erhält man durch einen Fit die Eichgerade von Abbildung 10.



**Abbildung 10:** Die Kanalzuweisung der Eingangsspannung des Pulsers erfolgt linear zur Eingangsspannung mit einer Steigung von  $2802,6 \pm 0,9$  chn/V.

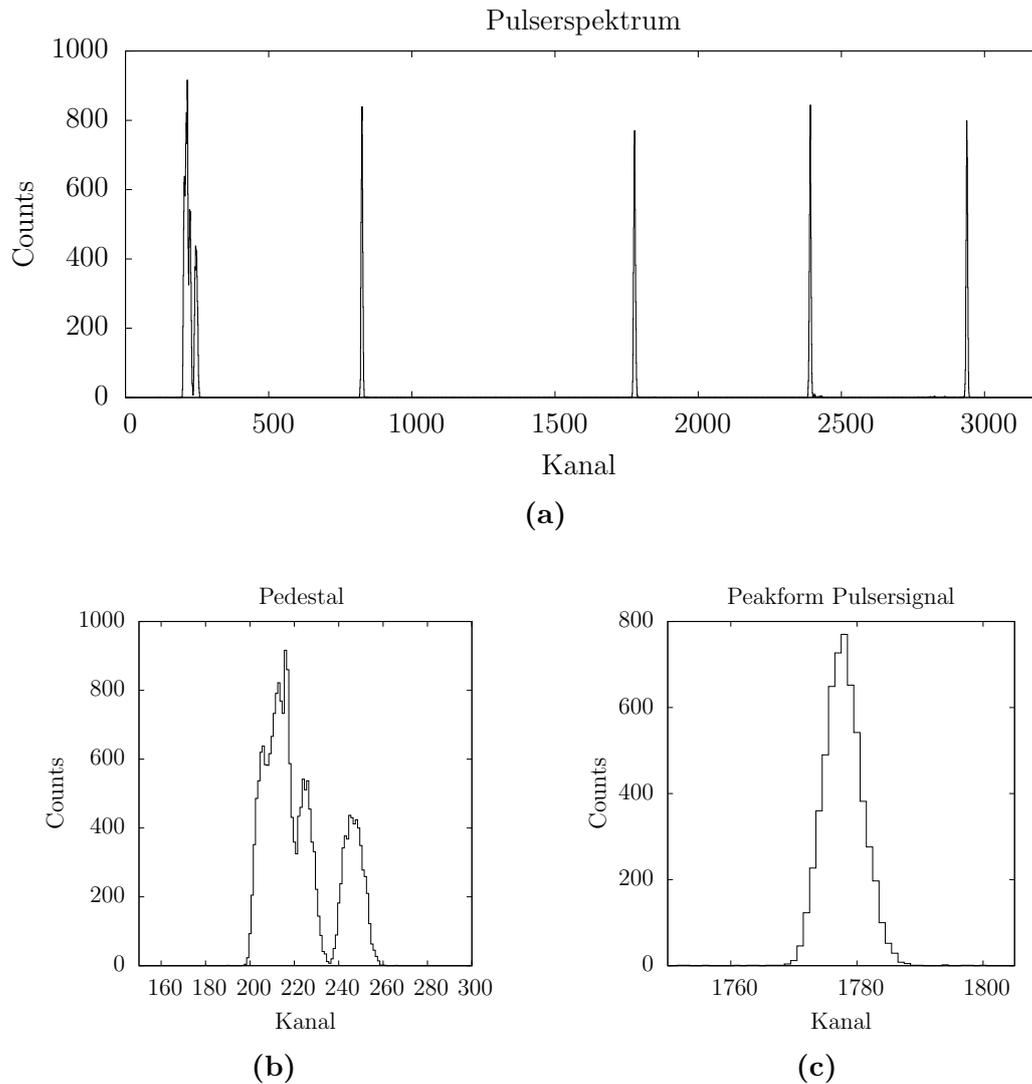
Das Ergebnis der verfeinerten Messung ergibt eine lineare Kanalzuweisung der Eingangsspannung durch den ADC. Mit einem linearen Fit erhält man eine Steigung von  $2802,6 \pm 0,9$  chn/V. Wie die Vergrößerung des Peaks in Abbildung 11c zeigt, folgt der Verlauf einer Gauß-Funktion. Ein Fit des Peaks durch eine Gauß-Funktion mit einem linken und rechten Tail ergibt die Position des Peaks und seine Halbwertsbreite. Die Zuweisung der Peaks mit zugehöriger Halbwertsbreite und Kanal ist linear und in der Tabelle 3 dargestellt. Die Halbwertsbreite in Tabelle 3 weicht bei Kanal 1777 etwas vom Mittelwert ab, jedoch sind die Halbwertsbreiten über das gesamte Spektrum relativ konstant. Wird diese Messung auf alle 96 Kanäle erweitert, wird eine durchschnittliche Halbwertsbreite von  $7,5 \pm 0,1$  Kanälen erreicht. Die mittlere Halbwertsbreite entspricht, nach Abzug der intrinsischen Halbwertsbreite des Pulsersignals von 2 Kanälen, dem Anteil an der Auflösung, der ausschließlich von der ADC-Elektronik verursacht wird. Diese Messung zeigt, dass alle Vorverstärker und Hauptverstärker konsistente Ergebnisse liefern.

Spannung [V]	Kanalnummer	Intensität	Halbwertsbreite [Kanäle]
0,30	824	846	7,37(14)
0,64	1777	792	8,71(17)
0,86	2391	857	7,53(13)
1,05	2936	821	7,22(10)

**Tabelle 3:** Analyse des Pulserspektrum. Gezeigt sind die Spitzenspannungen des Eingangssignal, die Kanalzuweisung und die Intensität des Peaks sowie die Halbwertsbreite in Kanälen.

Neben den vier durch die Pulverspannung induzierten Peaks ist bei niedrigen Kanälen

ein sogenanntes Pedestal zu sehen. Wie die Vergrößerung des Pedestals in Abbildung 11b zeigt, besteht dieser aus mehreren Peaks. Die Analyse ergibt, dass sich der Pedestalpeak bei Erhöhung der Pulserspannung am Testeingang zu höheren Kanalzahlen bewegt. Die Auswirkungen des Effekts werden in Abschnitt 5.5 besprochen.



**Abbildung 11:** Spektren zur Pulsgenerator-Messung: (a) zeigt vier Peaks (0,3, 0,64, 0,86 und 1,05 Volt) und das Pedestal. (b) zeigt die Struktur des Pedestals und (c) die Peakform des Pulsersignals bei einer Spannung von 0,7 Volt.

### 3.6 Messrechner und Marabou

Während den Testmessungen werden alle relevanten Informationen auf Event-by-Event-Basis aufgenommen. Um ein physikalisches Event zu charakterisieren, müssen Informationen über Energie, Position und Zeitstempel aufgenommen werden. Als Datenerfassungsprogramm wird MAR<sub>a</sub>B<sub>Q</sub>U [26] verwendet. Dies verwendet das CERN-Softwarepaket root [27]. Die graphische Darstellung der Messspektren erfolgt über das Programm HistPresent, das eine Betrachtung von Online-Spektren erlaubt. Die Auswertung der Daten wird in einer Offline-Analyse durchgeführt. Dazu werden die, während der Messungen erzeugten, Rohdaten in binären Listmode-Dateien (.med-Format) abgespeichert. Während einer 6,5-stündigen Messung werden ca. 2 GB Rohdaten gesammelt. Die Rohdaten können im Anschluss beliebig oft und flexibel offline nachgespielt werden (Replay).

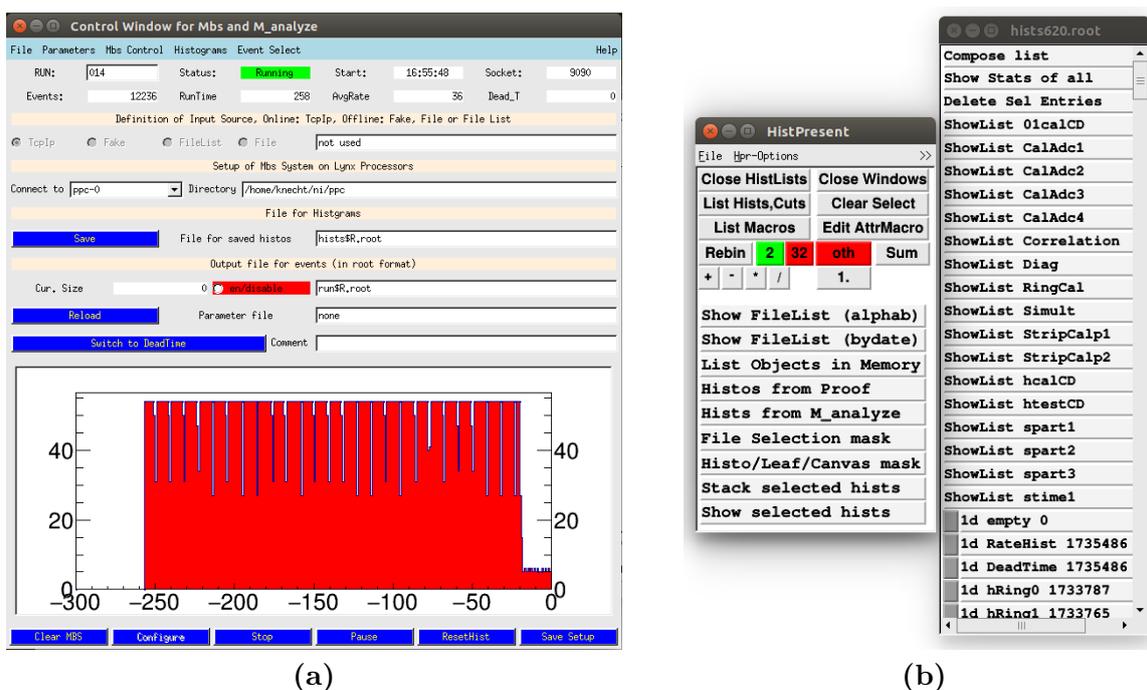


Abbildung 12: Beispiele von: (a) GUI von M\_analyze. (b) HistPresent.

Für die Datenaufnahme wird ein VME-Power-PC (PPC) vom Typ D7504 im VME-Crate eingesetzt. In diesem ist ein RIO3 8064WL-Prozessor verbaut. Der PPC kommuniziert über 10-Mbit-LAN mit einem Messrechner (DAQ-PC) auf Linuxbasis (Ubuntu 14.04 LTS) in einem privaten Netzwerk. Der PPC ist disk-, und headless und kann deshalb nur einen DHCP-Bootrequest in das lokale Netzwerk aussenden. Ein Betriebssystem auf LynxOS-Basis

muss somit vom DAQ-PC als Bootimage per `tftp` geladen werden. Ein Dateisystem wird über `nfs` gemountet. Ein Einloggen auf dem gebooteten PPC ist per `rsh` möglich. Zu Wartungszwecken ist auch eine Kommunikation über ein serielles Kabel zwischen DAQ-PC und PPC möglich.

Das Datenerfassungsprogramm `MARaBQU` besteht aus zwei Hautteilen. Im Frontend wird das Multi-Branch-System MBS [28], welches an der Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt (GSI) entwickelt wurde, für die Datenauslese, Eventbuilding und den Datentransport eingesetzt. Das `root`-basierte Backend stellt `C++`-Klassen für Setup, Steuerung, Datenspeicherung und Datenanalyse bereit. Der Experimentaufbau wird in einem `root`-Makro deklariert. Dieses Makro erzeugt sowohl Analyse- als auch Readout-Code für das MBS-Frontend. Letzterer wird unter `LynxOS` auf dem PPC kompiliert. Im `C++`-Analysecode können Klassen zur Prozessierung der Events editiert werden. Hier werden Histogramme erstellt und in der Event-by-Event-Analyse gefüllt. Der Analysecode wird zum Programm `M_analyze` kompiliert. Dieses dient als Client des MBS-Frontend-Systems und verwaltet den Input von MBS-Daten via `TCP/IP`, die Konvertierung von MBS-Events in `root`-Objekte sowie die Analyse und Speicherung der Daten.

Als GUI von `M_analyze` wird `C_analyze` verwendet. Das Steuerfenster vom `C_analyze` ist in Abb. 12a zu sehen. Durch die Vorwahl "Input from TCP" oder "File" kann entschieden werden, ob eine Online-, oder Offline-Analyse durchgeführt werden soll. Das rote Balkendiagramm ist das `MARaBQU`-Ratemeter, welches die aktuelle Event-Rate angibt. Des weiteren wird der aktuelle Status (Running/Stop), der Dateiname, die Laufzeit und die Gesamteventzahl angezeigt. Mit dem Button "en/disable" kann entschieden werden, ob Rohdaten im `.med`-Format mitgeschrieben werden sollen. Diese Listmode-Daten können wiederum per `C_analyze` für eine Offline-Analyse eingelesen werden. Alternativ können Rohdaten auch als `root`-Trees aufgenommen werden. Das Visualisierungsprogramm `HistPresent` ermöglicht einen einfachen Zugriff auf `root`-Objekte wie 1 oder 2-dimensionale Histogramme, die während der Online- oder Offline-Analysen erstellt wurden. Die Oberfläche ist in Abb. 12b gezeigt.

## 4 Optimierung der DSSSD

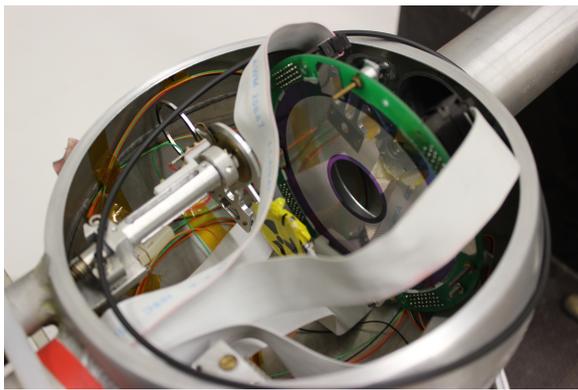
Nachdem die Tests der Ausleseelektronik erfolgreich abgeschlossen wurden, werden die Detektoren im nächsten Schritt in der Strahlkammer befestigt. Im zweiten Schritt wird die Betriebsspannung des Detektors langsam erhöht und gleichzeitig die Höhe des Leckstroms gemessen. Danach werden Triple-Alpha-Tests durchgeführt, um erste Aussagen über die Funktionsfähigkeit der Detektoren treffen zu können und um eine Optimierung des Aufbaus durchzuführen.

### 4.1 Inbetriebnahme der DSSSD

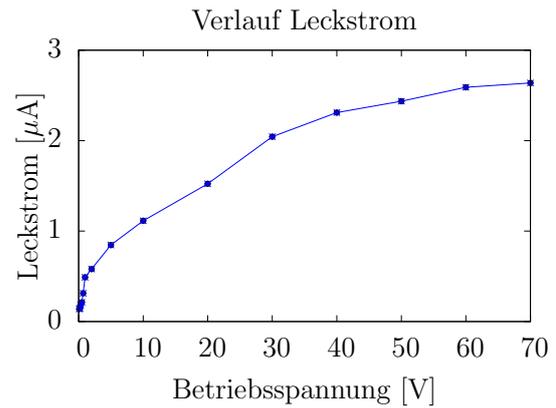
Befestigt wird der Detektor an zwei Schraubhalterungen in der Kammer. Die Orientierung des Detektors wird so gewählt, dass die Ringseite in den späteren Tests zur Quelle zeigt. Dies hat den Vorteil, dass die Teilchen zuerst auf die, den Trigger auslösende, Detektorseite treffen. Unter der Detektoranordnung müssen die fünf Flachbandkabel auf die Vorderseite des Detektor geführt und angeschlossen werden. Abbildung 13a zeigt den eingebauten und angeschlossenen Detektor in der Kammer. Nachdem die Kammer durch die Pumpe auf einen Druck von  $5 \cdot 10^{-2}$  mbar evakuiert wurde, kann die Betriebsspannung des Detektors sicher angelegt werden. Dies geschieht durch eine stufenweise Erhöhung der Spannung am MHV-4-Modul.

Halbleiterdetektoren, welche in Sperrrichtung betrieben werden, besitzen keinen unendlich großen Widerstand, weshalb immer ein Leckstrom zwischen der angelegten Spannung messbar ist. Ursache für einen zu hohen Leckstrom sind unter anderem Kristalldefekte, welche von Strahlungsschäden herrühren. Somit besitzen Detektoren, die im Einsatz ionisierender Strahlung ausgesetzt waren, einen erhöhten Leckstrom. Aus diesem Grund ist der Verlauf des Leckstroms während der langsamen Erhöhung der Betriebsspannung eine charakteristische Größe, die den aktuellen Zustand des Detektors widerspiegelt. Da der Aufbau einer DSSSD im Prinzip dem einer Halbleiterdiode ähnelt, ist der Verlauf des Leckstroms in Abhängigkeit der Betriebsspannung mit dieser vergleichbar. Typischerweise

ist ein starker Anstieg des Leckstroms bei kleinen Spannungen zu erwarten. Ab einer gewissen Spannung ist die Verarmungszone zwischen p- und n-Seite vollständig ausgebildet und es findet keine signifikante Steigerung des Leckstroms statt. Zuletzt wurden die Leckströme der vorliegenden Detektoren mit  $0,7 \mu\text{A}$  bzw.  $4,35 \mu\text{A}$  für den Detektor Sun 14 bzw. für den Detektor Sun 16 gemessen [13]. Um den exakten Verlauf des Leckstroms zu analysieren, wurde dieser exemplarisch für den Detektor Sun 16 in Abbildung 13b als Funktion der Betriebsspannung dargestellt. Zu erkennen ist ein starker Anstieg des Leckstroms für kleine Spannungen, gefolgt von einem Abflachen des Verlaufes ab einer Spannung von 40 Volt. Da der Detektor Sun 14 in diversen Experimenten am IKP im Einsatz war, ist zu erwarten, dass der Leckstrom, bedingt durch die erlittenen Strahlungsschäden, im Vergleich zu den anderen Detektoren erhöht ist. In Tabelle 4 sind die Leckströme aller drei Detektoren für drei verschiedene Betriebsspannungen aufgelistet.



(a)



(b)

**Abbildung 13:** (a) Der Detektor wird so befestigt, dass die Ringseite, welche gleichzeitig als Trigger dient, zur radioaktiven Quelle gerichtet ist. (b) Verlauf des Leckstroms als Funktion der Betriebsspannungen für den Detektor Sun 16.

Betriebsspannung [V]	Sun 14 [ $\mu\text{A}$ ]	Sun 16 [ $\mu\text{A}$ ]	F28 [ $\mu\text{A}$ ]
20	2,235	2,044	0,678
40	3,247	2,310	1,041
60	4,817	2,622	1,606

**Tabelle 4:** Summierte Leckströme aller Segmente als Funktion der Betriebsspannung.

Der Leckstrom im Detektor Sun 14 ist mit  $4,817 \mu\text{A}$ , wie zu erwarten, der mit Abstand höchste der drei gemessenen Ströme. Als Konsequenz sorgt der hohe Leckstrom bei län-

gerem Betrieb des Detektors für eine Verschlechterung des Zustandes von Sun 14. Der Leckstrom von Detektor Sun 16 ist im Vergleich zur letzten Messung um den Faktor 0,6 gesunken. Mit  $1,606 \mu\text{A}$  liefert der Detektor F 28 bei einer Betriebsspannung von 60 Volt das beste Ergebnis.

## 4.2 Triple-Alpha-Quellenmessung mit den DSSSD-Detektoren

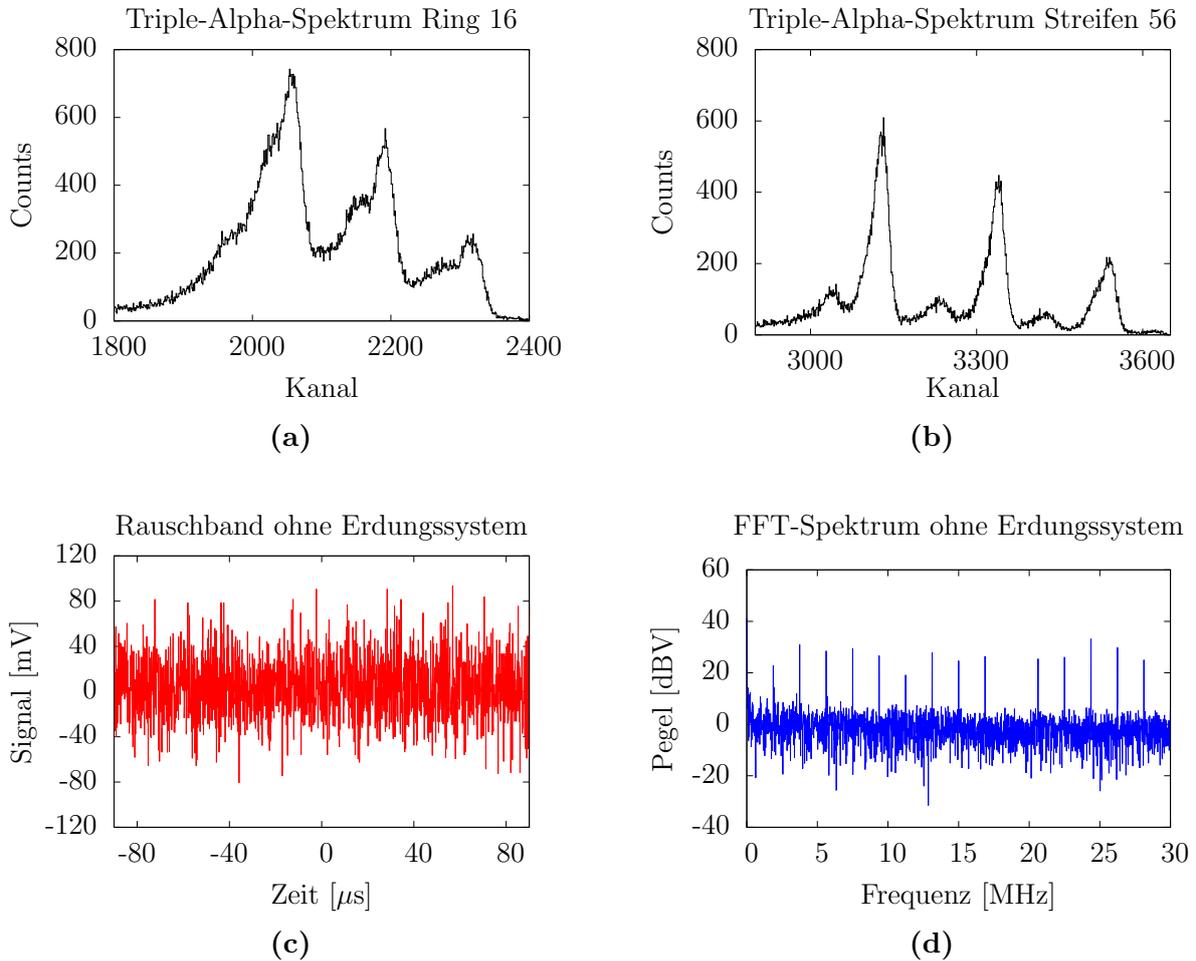
Als nächstes wurde das Verhalten der DSSSDs bei Bestrahlung mit einer Triple-Alpha-Quelle untersucht. Charakteristische Größen dieser radioaktiven Quelle, bestehend aus  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  und  $^{244}\text{Cm}$ , sind in Tabelle 5 aufgelistet.

	Energie [keV]	Anteil [%]	Halbwertszeit [yr]	Aktivität [100%]
$^{239}\text{Pu}$	5156,59	73,3	$2,4 \cdot 10^4$	1
	5144,30	15,1		
$^{241}\text{Am}$	5485,60	85,1	432,2	0,92
	5442,80	13,3		
$^{244}\text{Cm}$	5804,77	76,4	18,1	0,78
	5762,16	23,6		

**Tabelle 5:** Energien, Aktivitäten und Halbwertszeiten der verwendeten Triple-Alpha-Quelle.

Die ersten Testmessungen wurden mit dem Detektor Sun 16 durchgeführt. Der Detektor wird mit einer Nennspannung von 60 Volt betrieben. Die Triple-Alpha-Quelle wird in einer Entfernung von 14,5 cm zentral zum Detektor positioniert. Mit dieser Anordnung überdeckt der Detektor einen Raumwinkel von  $0,231 \text{ sr}$  [29]. Um sicherzustellen, dass die Alphateilchen ihre Energie vollständig im Detektor abgeben, wurde mit dem Programm LISE++ [30] eine Berechnung für den Energieverlust erstellt. Unter den Annahmen, dass die Teilchen eine Wegstrecke von 14,5 cm bis zum Detektor zurücklegen und dass das Restgas in der Kammer bei einem Druck von  $5 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$  zu 20 % aus Sauerstoff und zu 80 % aus Stickstoff besteht, ergibt sich, dass die Teilchen einen durchschnittlichen Energieverlust von 2,641 keV beim Durchqueren des Vakuums ausgesetzt sind. Zusätzlich erfährt das Alpha-Teilchen einen Energieverlust von ca. 2 keV beim Durchqueren der  $1,2 \mu\text{m}$  dicken  $\text{SiO}_2$ -Schicht. Die Rechnung bestätigte, dass die Alphateilchen vollständig in der  $310 \mu\text{m}$  dicken Siliziumplatte abgebremst werden.

In der Abbildung 14a und 14b sind als Beispiel unkalibrierte Spektren des Rings 16 und des Streifens 56 der Sun-16-DSSSD zu sehen. Zu erkennen sind drei Peaks der Pu-, Am- und Cm-Isotope und mehrere Nebenpeaks. Für jedes Isotop ist zu erwarten, dass es mindestens



**Abbildung 14:** Spektren ohne Erdungssystem: (a) und (b) zeigen unkalibrierte Triple-Alpha-Spektren. (c) und (d) zeigen das Rauschband und das FFT-Spektrum am Shaper-Out-Signal von STM 5.

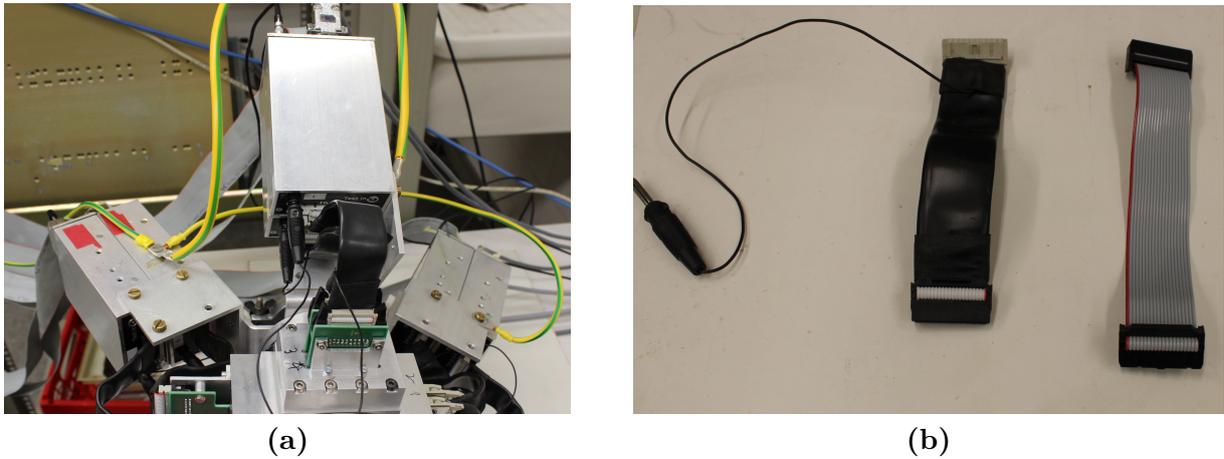
zwei getrennte Peaks gibt (siehe Tabelle 5). Diese sind jedoch aufgrund mangelnder Energieauflösung nicht getrennt. Die Intensität der Peaks nimmt zu höheren Kanalzahlen hin ab, da die Aktivität der Isotope in einem festen Verhältnis steht. Bei allen Spektren werden Doppelpeak-Strukturen vom Überlapp der Peaks beobachtet. Die Doppelpeak-Strukturen erschweren eine korrekte Kalibrierung der Spektren. Zur weiteren Analyse der Spektren wurde das Rauschband im laufenden Betrieb des Detektors am Shaper-Out-Signal des STM-16-Hauptverstärkers mit einem Oszilloskop aufgenommen. Wie in Abbildung 14c zu sehen ist, hat das Rauschband eine maximale Breite von 160 mV. Im Vergleich dazu hat das eigentliche Shaper-Out-Signal in Abbildung 8 eine Höhe von 4,8 Volt. Somit nimmt

das Rauschband maximal 3,3% der Signalhöhe an. Im optimalen Fall kann der STM-16 ein deutlich besseres Signal-Rausch-Verhältnis erzielen [21]. Um die Ursachen der Doppelpeaks weiter eingrenzen zu können, wurde ein Fast-Fourier-Transform-Spektrum (FFT-Spektrum) am Ausgangssignal des Hauptverstärkers aufgenommen. Das FFT-Spektrum in Abbildung 14d zeigt 14 Peaks in positiver Richtung, welche auf unerwünschte Störfrequenzen im Spektrum hindeuten. Da in der Quelle keine Fremdmaterialien zu erwarten sind, das Energiestraggling laut der LISE++-Rechnung zu vernachlässigen ist und das Auftreten der Doppelpeaks über die gesamte DSSSD zu beobachten ist, wurde als Ursache ein Erdungs- und Masseprobleme der Detektoren und der Elektronik ermittelt.

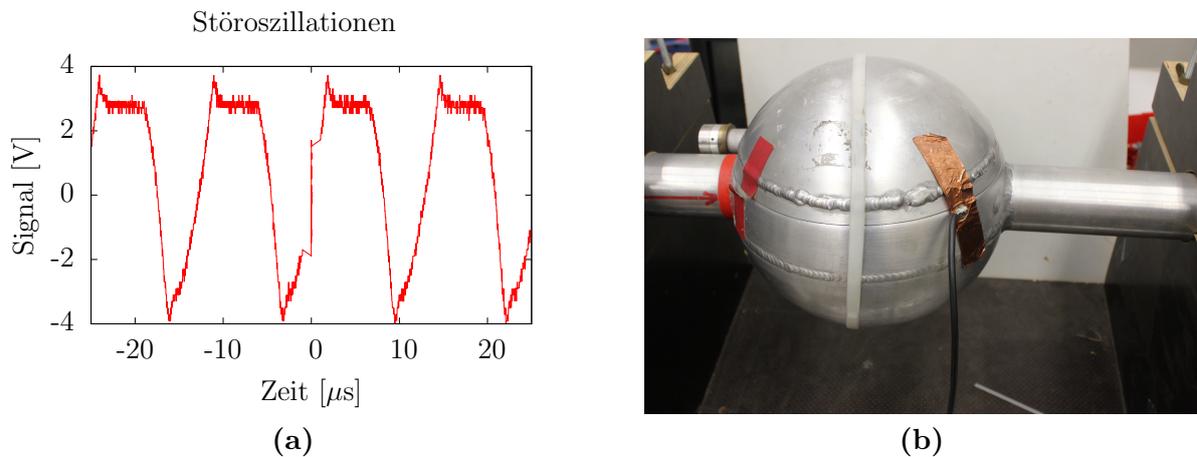
### 4.3 Optimierung des Signals

Um unerwünschte Oszillationen, Rausch-, und Störquellen zu eliminieren, muss eine gute Masseverbindung und eine stabile Erdung des Aufbaus gewährleistet werden. Dadurch wird der störende Einfluss bei der Signalverarbeitung verringert. Deshalb besteht die erste Aufgabe darin, Vorkehrungen zu treffen, dass das Rauschband möglichst klein wird. Zuerst wurden die Gehäuse der Vorverstärker durch zusätzliche Erdungskabel untereinander verbunden. Zusätzlich wurde zwischen den Crates, durch von der Elektronikwerkstatt des IKP gefertigte Erdungskabel, eine zusätzliche Gehäuseverbindung hergestellt. Weitere Verbesserungen und das effektivste Erdungssystem für die Vorverstärker wurde dadurch erhalten, dass alle Erdungskabel, wie in Abbildung 15a gezeigt, auf einen Knotenpunkt zusammengeführt und anschließend zusammen mit dem Rack verbunden werden. Dies verhindert eventuell vorhandene Kriechströme. Um die unbearbeiteten Signale zwischen Durchführungen und Vorverstärkern vor störenden Außeneinflüssen zu schützen, wurden die 20 cm langen Flachbandkabel mit einem Kupfergeflecht, welches sich unter einer Gummihülle befindet, durch eine Gehäuseverbindung abgeschirmt. Die Abbildung 15b zeigt den Vergleich zwischen den ungeschirmten und geschirmten Kabeln. Wie eine Oszilloskopmessung des Rauschbandes in Abbildung 17c zeigt, hat diese in der Spitze nur noch eine Breite von ca. 60 mV. Somit sorgen diese Maßnahmen für eine signifikante Reduzierung des Rauschbandes.

Zusätzlich stellte sich zu Beginn der Messungen heraus, dass die im Labor vorhandenen Leuchtstoffröhren ein hochfrequentes Störsignal produzieren, welche die Qualität des Signals beeinträchtigen. In Abbildung 16a ist das Störsignal bei geöffnetem Kammerdeckel aufgezeigt. Das Signal ist mit einer Frequenz von 628 MHz sehr hochfrequent und mit einer Amplitude von ca. 4 V auch sehr stark. Um die vorhandenen Störfrequenzen zu un-

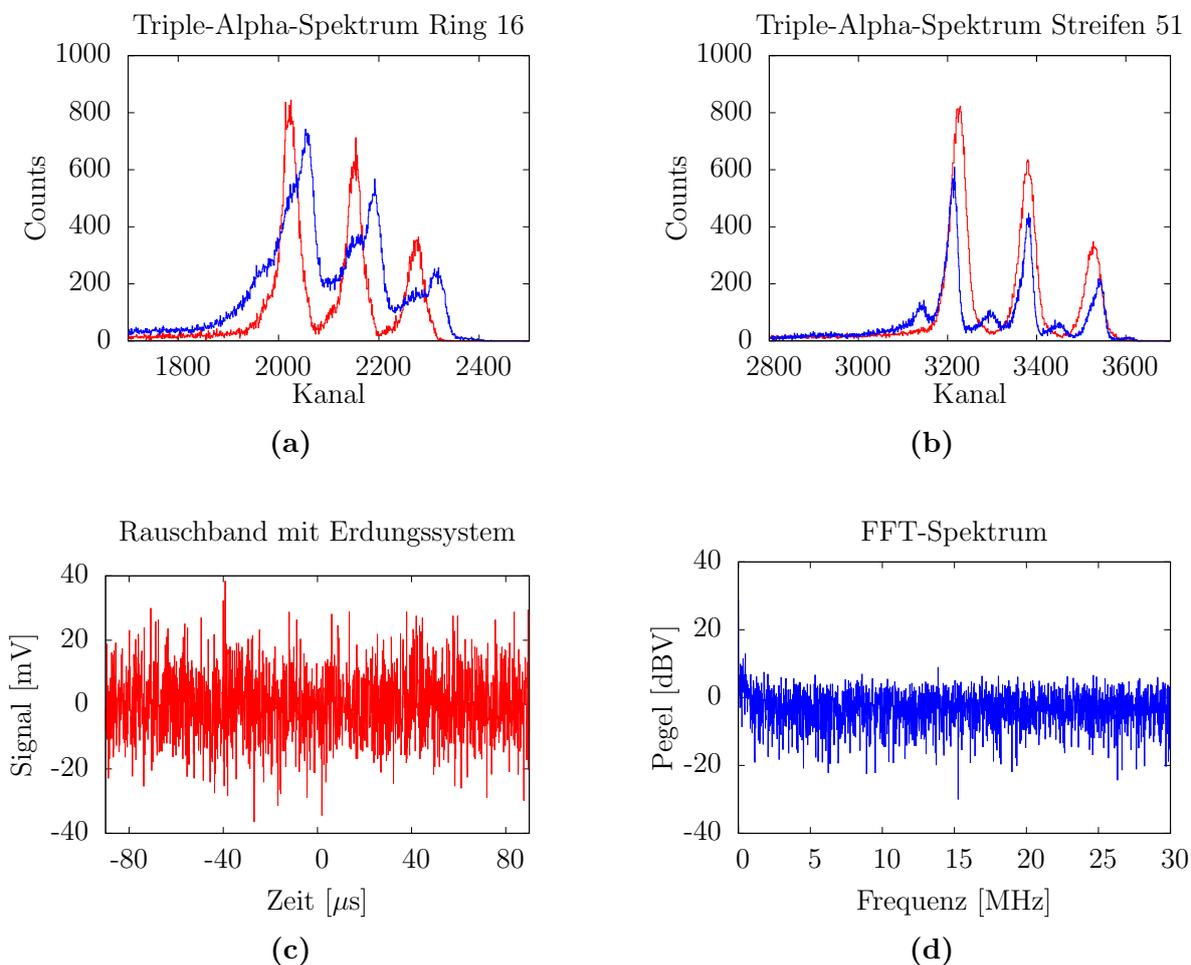


**Abbildung 15:** (a) Erdungsschema durch einen Knotenpunkt. Von dort werden die gebündelten Erdungskabel auf das Gehäuse des Racks geführt. (b) Das Signalleitungskabel zwischen Durchführung und Vorverstärker wurde geerdet, da die Signale dort noch unverstärkt und somit besonders anfällig für Störungen sind.



**Abbildung 16:** (a) Leuchtstoffröhren verursachen Störsignale mit einer Amplitude von bis zu 4 Volt und einer Frequenz von ca. 628 MHz. (b) Um Störquellen dieser Art zu unterdrücken, wird der Deckel zusätzlich mit einem Kupferband geerdet.

terdrücken, wurde der Deckel der Kammer, wie in Abbildung 16b demonstriert, durch ein zusätzliches Kupferband mit dem Erdungssystem verbunden. Durch diese Maßnahme wird aus der Strahlkammer ein Faradayscher Käfig, wodurch die Signale vor äußeren Störeinflüssen besser geschützt sind. Zur weiteren Verringerung der Störeinflüsse wurden die Masseverbindungen der Ringseite über einen 50 Ohm-Widerstand am Vorverstärker her-



**Abbildung 17:** (a) und (b): Vergleich von Ring- und Streifenspektren mit (rot) und ohne (blau) Erdungssystem. Ein verringertes Rauschband und ein FFT-Spektrum ohne relevante Peaks ist in (c) und (d) zu sehen.

gestellt. Diese Maßnahme verbesserte die Signale zusätzlich. Außerdem erwies es sich als wichtig die Stromversorgung des Messaufbaus von der Versorgung der Pumpe und der Vakuummesszelle zu trennen. Durch dieses Anordnung wird die, durch die Pumpe erzeugte, Hochfrequenz nicht über das Stromnetz auf die Elektronik übertragen. Das FFT-Spektrum in Abbildung 17d weist nun keine nennenswerten Peaks in positiver Richtung mehr auf. Die Optimierungsmaßnahmen lassen sich in den Ring-, und Streifenspektren der Triple-Alpha-Quellenmessung erkennen. In den Abbildungen 17a und 17b sind nochmals Spektren ohne Erdungssystem in blau zu sehen. Vergleichend dazu ist das Spektrum mit funktionierendem Erdungssystem in rot eingezeichnet. Die Doppelpeak-Struktur ist nun wesentlich weniger

ausgeprägt. Auch sinkt die Intensität in den Kanälen zwischen den Peaks auf ein Minimum. Insgesamt sind drei klar getrennte Peaks zu erkennen, die sich nicht überlappen. Abschließend ist zusammenzufassen, dass das neu erarbeitete Erdungskonzept der Vorverstärker, die Erdung der Crates untereinander, das Abschirmen der Signalkabel, die zusätzliche Erdung des Deckels und das Trennen der Stromversorgung von Pumpe und Auswerteelektronik dafür gesorgt haben, dass die Signalanalyse nun sehr viel genauer durchgeführt werden kann.

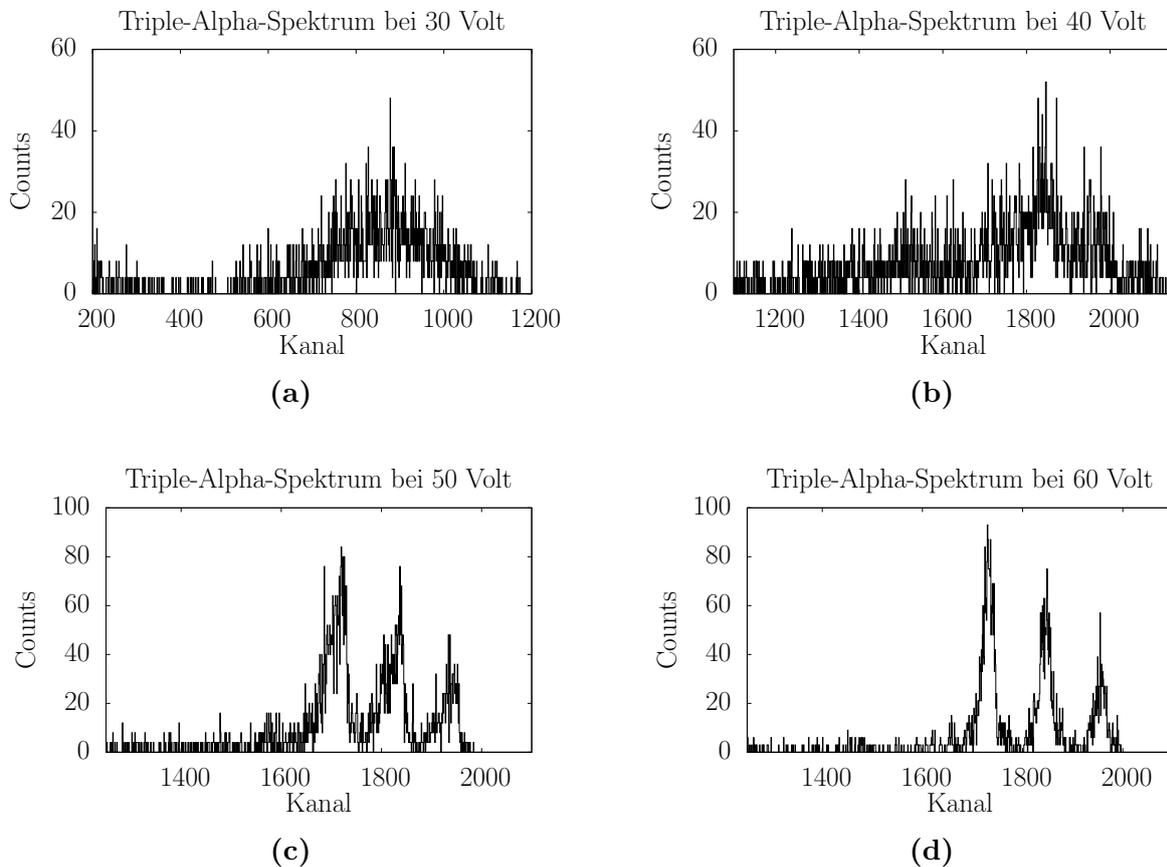
## 5 Charakterisierung der DSSSD

Im folgenden Abschnitt wird die Analyse der DSSSD-Detektoren Sun 16 und F 28 vorgestellt. Während den Messungen stellte sich heraus, dass der Leckstrom von Sun 14 nach kurzer Betriebsdauer sprunghaft von  $4,817 \mu\text{A}$  auf über  $9 \mu\text{A}$  angestiegen war. Das machte einen weiteren Betrieb des Detektor unmöglich. Eine Auswirkung des hohen Leckstroms ist ein verschobener höherer Rauschanteil, der dafür sorgte, dass die Datenrate um den Faktor 20 größer war als im Standardbetrieb. Wie in Abschnitt 4.1 erwähnt, ist die Sun 14 der durch Strahlungsschäden am meisten in Mitleidenschaft genommene Detektor. Aufgrund dieser Defekte wird auf eine weitere Analyse des Detektor Sun 14 verzichtet.

### 5.1 Test zur Bestimmung der optimalen Betriebsspannung

Um die optimale Betriebsspannung, bei der der Halbleiter komplett verarmt ist, zu bestimmen, bietet es sich an, das Triple-Alpha-Spektrum bei verschiedenen Betriebsspannungen zu betrachten. Zu bedenken ist, dass nicht die komplette Spannung am Detektor anliegt, sondern ein Teil der Spannung bereits am Innenwiderstand des Vorverstärkers abfällt. Deshalb setzt sich die tatsächlich am Detektor abfallende Spannung aus  $U_{\text{Detektor}} = U_{\text{HV}} - I_{\text{leak}}R$  zusammen [31]. Hierbei ist  $I_{\text{leak}}$  der Leckstrom und  $R$  mit  $1 \text{ M}\Omega$  der Innenwiderstand des Vorverstärkers. Aus Tabelle 4 ist ersichtlich, dass dieser zusätzliche Spannungsabfall bei einer Betriebsspannung von  $60 \text{ V}$  eine Nettospannung von  $57,6 \text{ V}$  bei Sun 16 und  $58,3 \text{ V}$  bei F 28 verursacht. Eine zu geringe Betriebsspannung der DSSSD hat zur Folge, dass nicht der komplette Detektor verarmt wird. Da im vorliegenden Versuchsaufbau die Ringseite der DSSSD zur Triple-Alpha-Quelle zeigt, wäre es möglich, dass ein Teilchen seine Energie in einer nicht komplett verarmten Ringzone verliert. Die dabei entstandenen freien Ladungen rekombinieren sofort wieder und können deshalb nicht gesammelt werden. Somit wird nicht die komplette Energie des Teilchen detektiert. Dazu kommt, dass freie Ladungsträger, die dennoch im Einflussbereich des elektrischen Feldes vorliegen, für einen Teil des Signalrauschens verantwortlich sind. Um die ideale Betriebsspannung der DSSSD zu ermitteln, wird diese schrittweise von  $30$  auf  $60 \text{ Volt}$  erhöht und jeweils eine Messung mit einer Laufzeit

von 45 Minuten aufgenommen.



**Abbildung 18:** Triple-Alpha-Spektrum in Abhängigkeit der Betriebsspannung: (a) = 30 Volt; (b) = 40 Volt; (c) = 50 Volt und (d) = 60 Volt

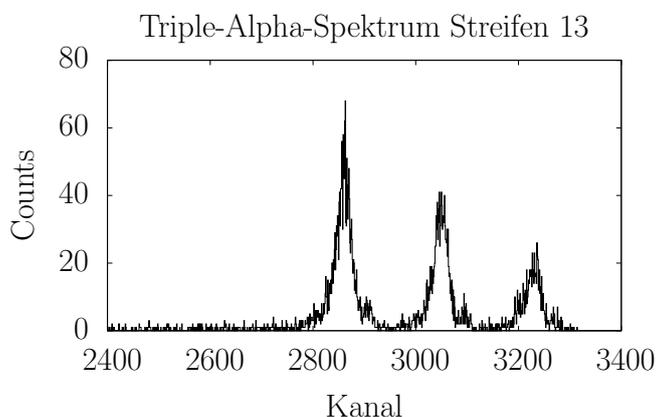
Die Entwicklung der Energiespektren für Ring 6 von Sun 16 ist in Abbildung 18 zu sehen. Für eine Spannung von 30 V verschwinden die durch die drei Alphaemitter verursachten Peaks in einem großen und breiten Peak. Die drei Peaks sind nicht voneinander zu trennen. Bei Erhöhung der Spannung auf 40 V ist eine Verschiebung der Peaks zu höheren Kanälen zu erkennen. Zusätzlich bildet sich eine schwache Peakstruktur aus, die getrennte Peaks erkennen lässt. Wird die Spannung nochmal um 10 V erhöht, wird die Verarmungszone noch breiter und die Ladungssammlung noch effektiver. Deshalb zeigt das Spektrum, bei einer Betriebsspannung von 50 V, drei klar erkennbare Peaks. Um noch bessere Spektren zu erhalten, wird die Spannung um weiter 10 V erhöht. Man erkennt, dass das Rauschen und die Verschiebung der Peakposition zu höheren Kanälen nur noch minimal ist. Die Peaks sind nun sehr gut getrennt. Die Verarmungszone des Materials überdeckt, bei 60

Volt, den Bragg-Peak. Untermauert wird dies durch die verbesserte Auflösung. Während die Auflösung bei einer Spannung von 60 Volt 31,1 Kanäle beträgt, beträgt sie bei einer Spannung von 50 Volt noch 87,1 Kanäle.

Ein anderer Weg, zur Bestimmung der idealen Betriebsspannung, verläuft über den Leckstrom. Wenn der Detektor vollständig verarmt ist, wird kein weiterer Anstieg des Leckstroms erwartet. Wie Abbildung 13b zeigt, ist der Anstieg des Leckstroms bei einer Spannung von 60 V klein, jedoch nicht verschwindend. Erst im Bereich zwischen 60 und 70 V ist keine signifikante Steigerung mehr zu erkennen. Da die Detektoren vor ihrer Auslieferung an der Universität Lund bei einer Spannung von 70 Volt getestet wurden, wurde aus Sicherheitsgründen entschieden, als Betriebsspannung 60 V zu wählen.

## 5.2 Analyse der Segmente und Kalibrierung der Spektren

Um weiteren Aufschluss über die Funktionsfähigkeit der beiden Detektoren zu erhalten, wurde eine vierstündige Messung mit einer Triple-Alpha-Quelle bei voller Betriebsspannung durchgeführt. Im Anschluss an die kurze Messung wurde für beide Detektoren eine 18-stündige Hauptmessung durchgeführt. Ziel der kurzen Messung war es, eine Kalibrierung der erhaltenen Spektren durchzuführen, um eine erste Diagnose der Segmente zu erhalten.

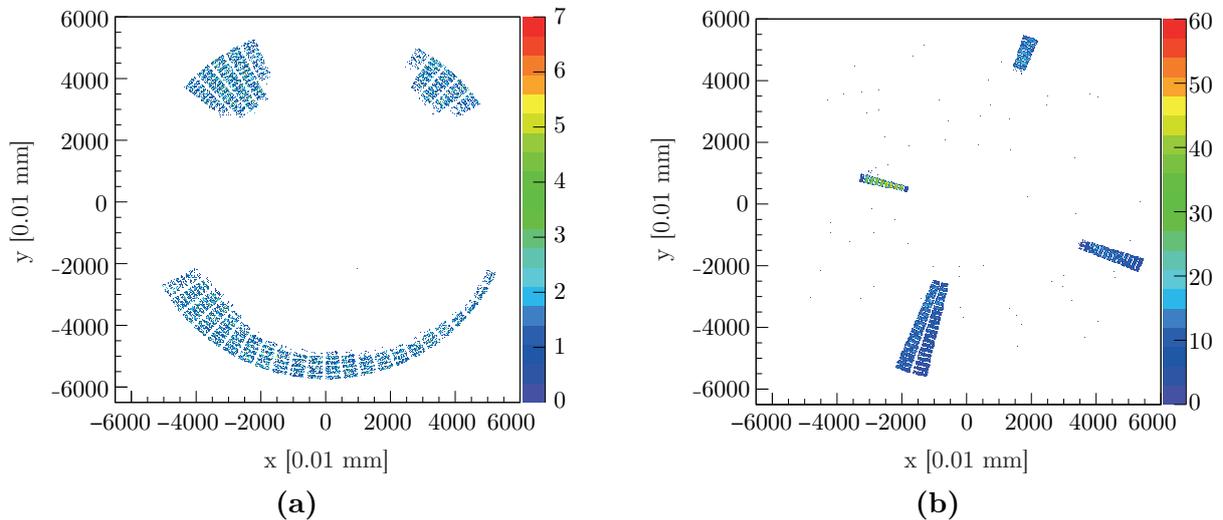


**Abbildung 19:** Alpha-Spektrum mit drei aufgelösten Peaks von Streifen 13 des Detektor F 28.

Mit der hohen Statistik der Hauptmessung wurden aussagekräftige Daten zur Peakposition und zur Energieauflösung erhalten. Als Beispiel für Segmente, in deren Spektren sich während der vierstündigen Messung drei auflösbare Peaks ausgebildet haben, ist in Abbildung 19 das Spektrum von Streifen 13 des Detektor F 28 beispielhaft herausgegriffen.

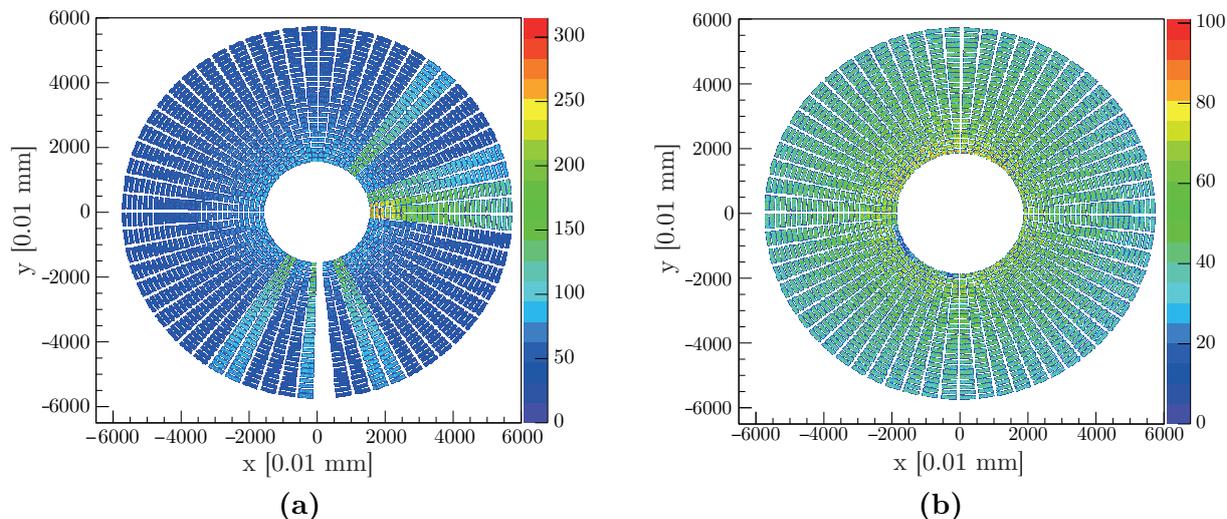
Das Spektrum beinhaltet eine Gesamtanzahl von 10782 Counts. Zu erkennen sind drei klar getrennte Peaks. Jedoch lässt sich hier schon erkennen, dass sich zu jedem Hauptpeak ein kleiner Nebenpeak bei höheren Kanalzahlen ausbildet.

Um die korrekte Zuordnung der Ringe und Streifen zu überprüfen, wurde ein zusätzlicher Run mit dem Detektor F 28 durchgeführt. Dabei wird ein Teil des Detektors mit einer Blende abgedeckt. In der Abbildung 20 wird der Auftreffpunkt der Teilchen auf die DSSSD in einer zweidimensionalen  $xy$ -Darstellung gezeigt. Die Zuordnungsgrafik wird aus Sicht der Quelle dargestellt. Der Auftreffpunkt, innerhalb der Segmente, ist nicht auflösbar und wird in der Abbildung randomisiert aufgetragen. Die Informationen aus diesem Run wurden genutzt, um eine korrekte Zuordnung der Ringe und Streifen sicher zu stellen.



**Abbildung 20:** Durch Blendenvorrichtungen wird die Zuordnung der Streifen- und Ringreihenfolge vorgenommen.

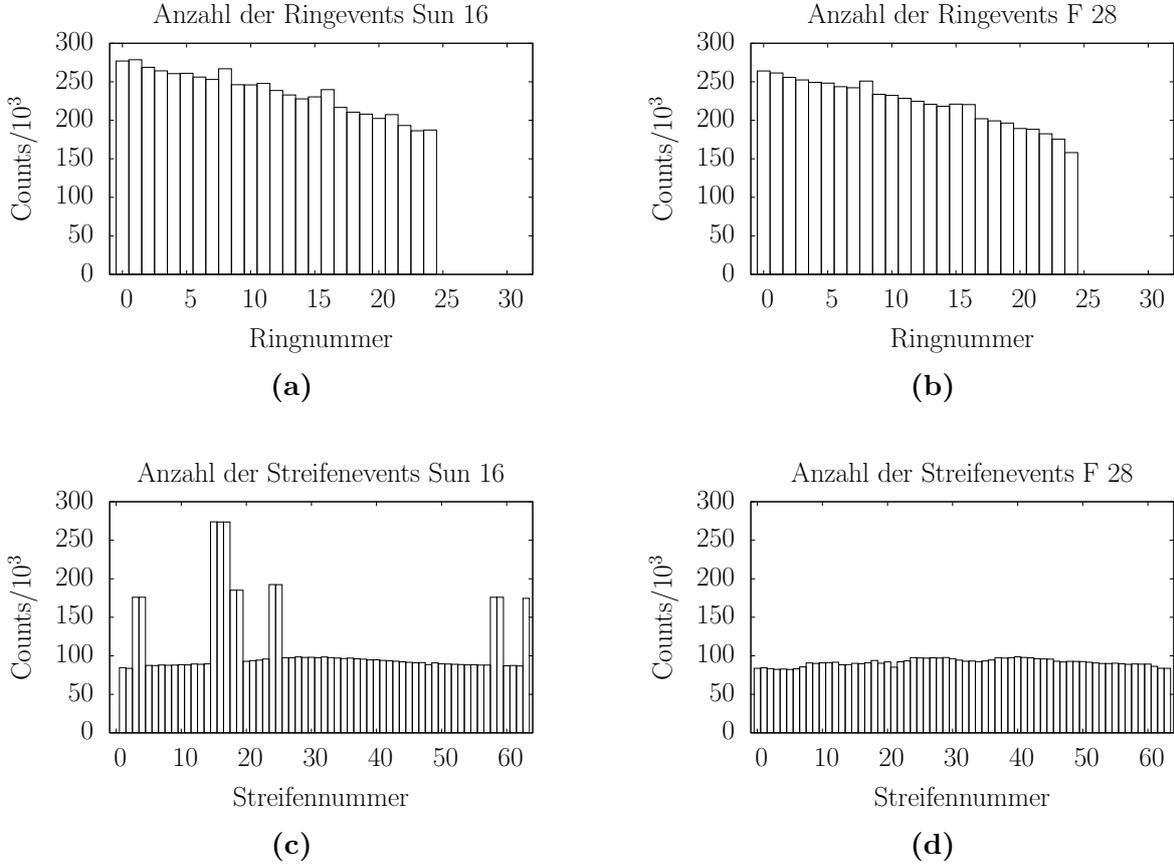
Durch die korrekt zugeordneten Ringe und Streifen ist es möglich, die während der Hauptmessung funktionsfähigen Segmente der beiden Detektoren darzustellen. In Abbildung 21 sind die zweidimensionalen Verteilungen der DSSSDs gezeigt. Die Farbe ist ein Maß für die im Segment registrierte Teilchenanzahl, also ohne Pedestaleffekte. Auffällig bei der Visualisierung der Sun 16 (Abb. 21a) sind einzelne Streifen, die eine viel höhere Intensität als die restlichen Streifen aufweisen. Zur weiteren Untersuchung ist in der Abbildung 22 die Anzahl der während der Hauptmessung detektierten Teilchen gegen die Ring-, und Streifennummer aufgetragen. Während die Anzahl der Counts, in der F 28, eine gleichmäßige Verteilung über alle Streifen zeigt, gibt es bei der Verteilung der Counts in den Streifen



**Abbildung 21:** Abbildung aller funktionstüchtigen Segmente der Detektoren Sun 16 (a) und F 28 (b).

der Sun 16 Abweichungen von der erwarteten Verteilung. In der Tat spiegelt sich die hohe Intensität von einigen Streifen der Sun 16 in den Streifenspektren durch eine erhöhte Anzahl detektierter Teilchen wieder. Insgesamt existieren neun Streifen, die eine ca. doppelt so hohe Anzahl und drei Streifen die eine ca. dreifach erhöhte Anzahl registrierter Teilchen, im Vergleich zum Mittelwert, aufweisen. Wie die Analyse im Kapitel 5.5 zeigt, liegt der Grund für die erhöhten Intensitäten in kurzgeschlossenen Streifen. Die Verteilungen der, in den Ringen der Sun 16 und der F 28, detektieren Teilchen sind in Abbildung 22a und 22b visualisiert. In beiden Diagrammen zeigt sich ein Intensitätsabfall zu höheren Ringnummern. Da der äußerste Ring, aufgrund der größeren Raumwinkelabdeckung von 19,5 msr, gegenüber dem innersten Ring, mit einer Raumwinkelabdeckung von 8,8 msr, einer höheren Teilchenintensität ausgesetzt ist, ist eine Zuordnung des Ring 0 als äußerster und des Ring 31 als innerster Ring möglich. Daher können die defekten Ringsegmente 25 bis 31 zur Innenseite der DSSSD zugeordnet werden.

Bisher wird jedem Teilchen-Event, abhängig von der Höhe der erzeugten Spannung, eine Kanalnummer im Spektrum zugeordnet. Um physikalische Aussagen treffen zu können, muss jedem Kanal eine Energie zugeordnet werden. Durch die vorgegebenen Energien der Alpha-Teilchen in Tabelle 5 ist eine Kalibrierung der Spektren möglich. Diese wird mit einem automatisiertem Fit-Programm [32] auf Python-Basis [33] durchgeführt. Die eindimensionalen, unkalibrierten Spektren werden ring- und streifenweise eingelesen. Die root-

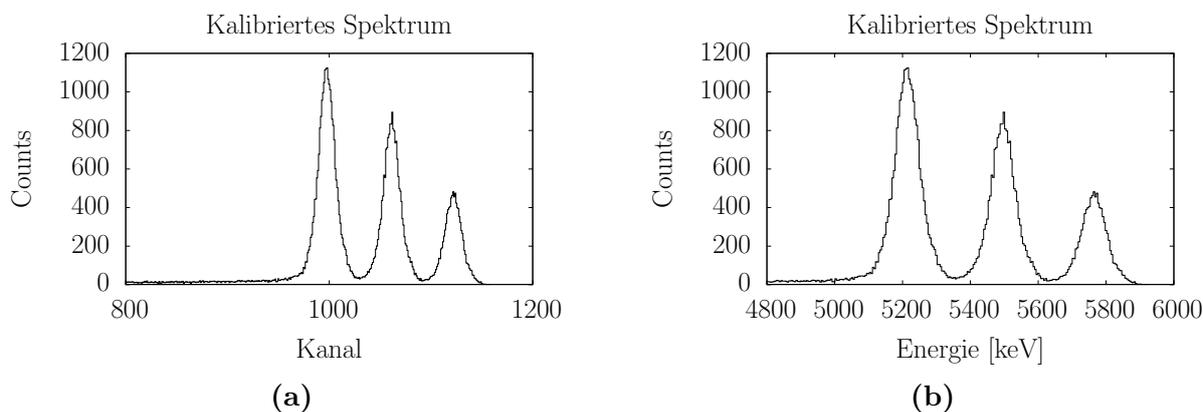


**Abbildung 22:** Anzahl der Ereignisse unter Exklusion von defekten Ringen/Streifen (siehe: Tabelle 9 und 10) für: Ringe von (a) Sun16 und von (b) F28; Streifen von (c) Sun16 und von (d) F28.

Klasse `TSpectrum` wird als Peakfinder eingesetzt. Als Startwerte wird eine Peakbreite von 10 Kanälen und ein Peakthreshold von 20 % vorgegeben. Der Peakthreshold bedeutet, dass alle Peaks mit einem Volumen von unter 20 % des Volumens des größten Peaks verworfen werden. Eine Untergrundkorrektur ist in der Klasse bereits implementiert. `TSpectrum` übergibt einen ersten Schätzwert für die Peakposition nun an das Fit-Programm `hdtv` [34], welches die drei Triple-Alpha-Peaks mittels Gaußfunktionen mit linker und rechter Flanke (Tail), jeweils als Exponentialfunktion parametrisiert, anfitet. Als Fitfunktion wird die folgende Funktion verwendet:

$$G(x, \sigma, t_l, t_r) = \exp \begin{cases} +\frac{t_l}{\sigma^2}(x + t_l/2) & : x < -t_l \\ -\frac{x^2}{2\sigma^2} & : t_l \leq x \leq t_r \\ -\frac{t_r}{\sigma^2}(x - t_r/2) & : t_r < x \end{cases} \quad (5.1)$$

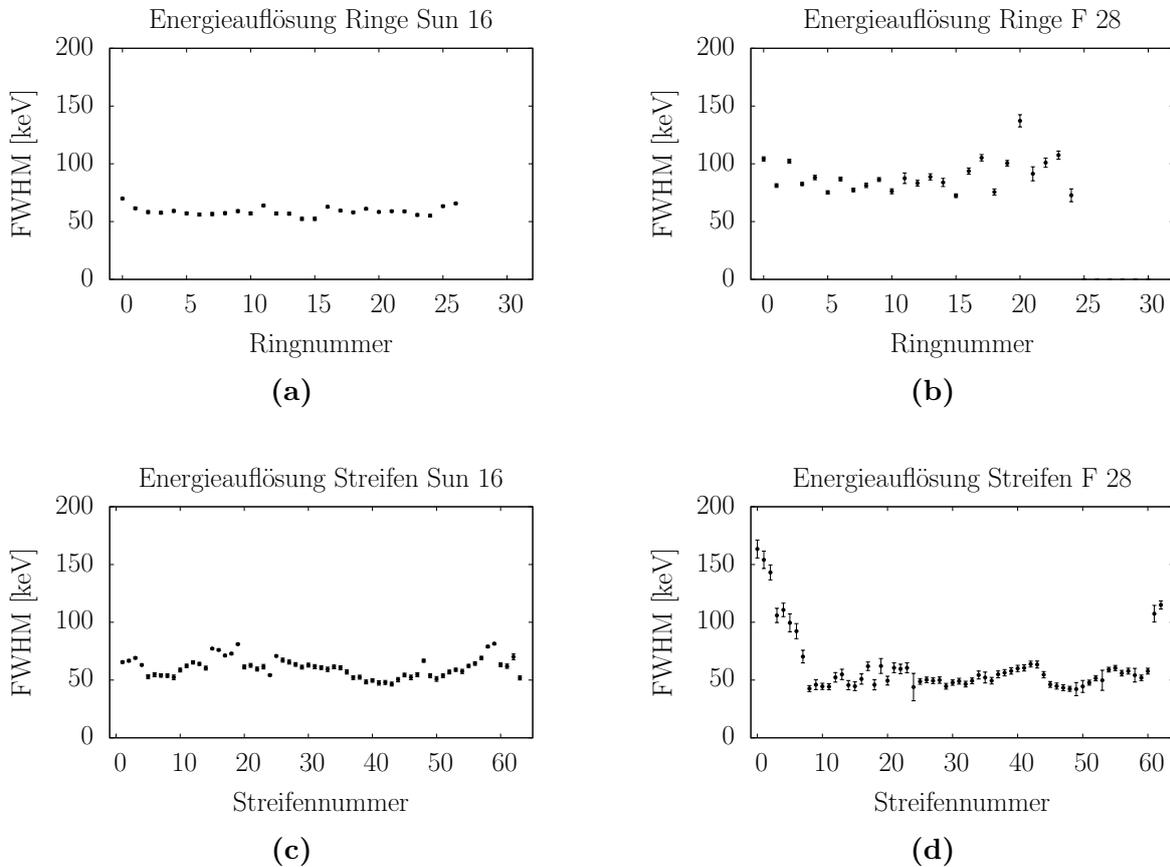
Die erhaltenen Fitergebnisse in Kanalzahlen werden nun automatisiert in einem neuen `root`-Histogramm gegen die  $\alpha$ -Energien der Triple-Alpha-Quelle (siehe Tabelle 5) aufgetragen. Nach einem linearen Fit mittels `TH1::Fit` stehen Steigung und Offset als finale Kalibrier-Parameter bereit. Diese werden in eine Kalibrierungsdatei exportiert, die vom `MARaBQU`-Programm `C_analyze` eingelesen werden können. Falls Doppelpeaks mehr als 20 % Höhe des größten Peaks haben, versagt der Peakfinder, dann muss eine erweiterte Fitfunktion eingesetzt werden, bzw. ein manueller Fit zur Kalibrierung vorgenommen werden. Das Ergebnis einer erfolgreichen Kalibrierung ist in Abbildung 23 zu sehen. Dort wird das unkalibrierte Triple-Alpha-Spektrum von Streifen 50 aus dem Detektor F 28 durch die Gleichung  $E = 4,428 \text{ keV/ch.} \cdot K + 796,28 \text{ keV}$  mit  $K$  als Kanalnummer kalibriert. Dadurch werden die Peaks den korrekten Energiepositionen aus Tabelle 5 zugeordnet.



**Abbildung 23:** (a) Unkalibriertes Spektrum des Streifen 50 und (b) kalibriertes Spektrum des Streifen 50 nach der Hauptmessung für Detektor F 28.

### 5.3 Energieauflösungen

Entscheidendes Charakteristikum eines Si-Detektors ist seine Energieauflösung. Die Auflösung wird im wesentlichen von der Statistik der Ladungsträger, den elektronischen Eigenschaften und Ladungsträgerverlusten bestimmt. Zum einen können die erzeugten Ladungsträger auf dem Weg zur Elektrode wieder rekombinieren, zum anderen ist der Anzahl thermisch erzeugter Ladungsträger entscheidend. Ebenso tragen durch Strahlungsschäden verursachte Veränderungen der Kristallstruktur zur Auflösung bei. Die während der Hauptmessung ermittelten Auflösungswerte sind in Abbildung 24 als Halbwertsbreiten (FWHM) dargestellt.



**Abbildung 24:** Energieauflösung (FWHM) der Streifen und Ringe: Sun 16 (a) und (c). F 28 (b) und (d)

Es ist zu erkennen, dass sich die Energieauflösung der Ring-Spektren in beiden Detektoren unterscheidet. Während die Auflösungen der Sun-16-Ringe im Mittel bei  $61,2 \pm 1,3$  keV liegen, was einer relativen Auflösung von 1,1 % entspricht, hat die Auflösung der F 28-Ringe einen durchschnittlichen Wert von  $92,4 \pm 2,9$  keV, was einer relativen Auflösung von 1,7 % entspricht. Die beste Energieauflösung, in den Ringen der Sun 16, wird mit 52,4 keV im Ring 15 erreicht. Für den Detektor F 28 wird die beste Auflösung im Ring 24 mit 67,1 keV erreicht. Die durchschnittliche Energieauflösung der Streifenseite im Detektor F 28 beträgt  $63,9 \pm 1,9$  keV, was eine relativen Auflösung von 1,2 % entspricht. Zu beachten ist hierbei jedoch die große Streuung der Werte. Während die Streifen 0 bis 7 sehr hohe Auflösungswerte von über 100 keV haben, haben die restlichen Streifen Auflösungen um die 50 keV. Im Vergleich dazu ist die mittlere Energieauflösung der Streifen der Sun 16 mit  $60,3 \pm 0,9$  keV minimal besser. In Tabelle 9 und 10 sind alle FWHM-Werte aufgelistet.

Zusätzlich sind in der Tabelle 6 alle relevanten Werte zur Energieauflösung aufgelistet.

	Segment	∅-Auflösung	max-Auflösung	min-Auflösung
<b>Sun 16</b>	Ringe	61,2 keV ( $\pm 1, 1\%$ )	52,4 keV ( $\pm 0, 9\%$ )	69 keV ( $\pm 1, 2\%$ )
<b>Sun 16</b>	Streifen	60,3 keV ( $\pm 1, 1\%$ )	47 keV ( $\pm 0, 8\%$ )	82 keV ( $\pm 1, 5\%$ )
<b>F 28</b>	Ringe	92,4 keV ( $\pm 1, 7\%$ )	67 keV ( $\pm 1, 2\%$ )	139,2 keV ( $\pm 2, 6\%$ )
<b>F 28</b>	Streifen	63,9 keV ( $\pm 1, 2\%$ )	39 keV ( $\pm 0, 7\%$ )	160,1 keV ( $\pm 2, 9\%$ )

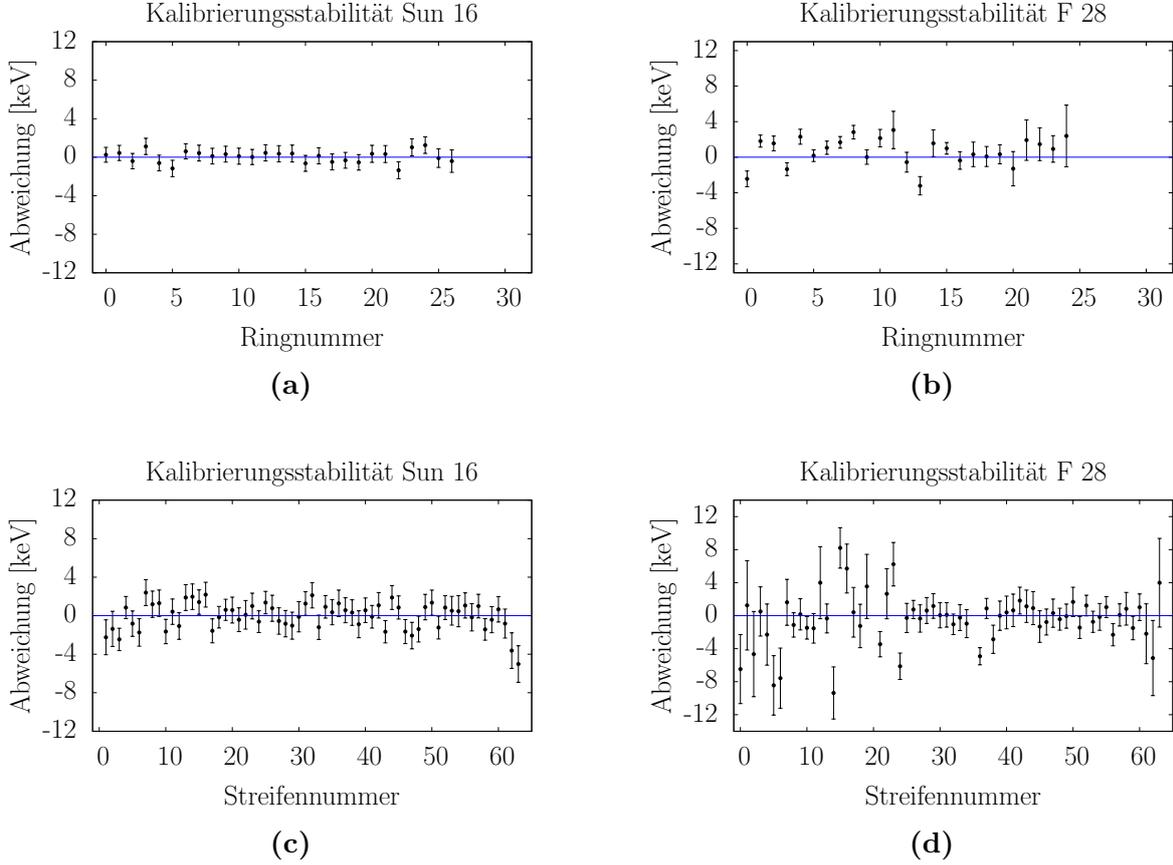
**Tabelle 6:** FWHM von Streifen und Ringen. In Klammer die relative Auflösung.

## 5.4 Stabilität der Kalibrierung

Im Anschluss an die Hauptmessung wurde nochmals eine vierstündige Messung durchgeführt, mit der die Stabilität der Kalibrierung überprüft werden soll. Um eine Aussage über die Stabilität der Peakpositionen zu erhalten, wird die vierstündige Messung mit der Kalibrierung, welche aus der kurzen Messung zu Beginn der Hauptmessung stammt, kalibriert. Sollte keine Verschiebung der Peakposition eingetreten sein, dürfte die Position der Peaks nach der Kalibrierung genau der Energie entsprechen, die während der Kalibrierung der Vormessung erhalten wurde. Tritt jedoch eine Verschiebung der Peakposition auf, werden die Peaks auf Energien kalibriert, die nicht dem Wert aus der Vormessung entsprechen. Die Verschiebung der Peakposition lässt sich nun quantifizieren, indem die Differenz zwischen der Peakposition der kalibrierten Vor-, und Nachmessung gebildet wird.

In Abbildung 25 ist die Differenz der Peakposition für jeden Ring-, und Streifen aufgetragen. Insgesamt zeigt der Detektor Sun 16 eine höhere Stabilität der Kalibrierung. Die höchste Verschiebung wird bei Streifennummer 63 registriert. Die Abweichung beträgt mit 4 keV jedoch nur 0,07 % der korrekt kalibrierten Energie. In Detektor F 28 zeigen einige Streifen eine erhöhte Verschiebung der Peakposition. Die höchste Abweichung wird mit einer Energiedifferenz von 9,2 keV im Streifen 9 registriert. Dies entspricht ca. 0,1 % der korrekt kalibrierten Energie. Es muss bedacht werden, dass es im Detektor F 28 einzelne Streifen gibt, die eine schlechte Energieauflösung besitzen. Deshalb wird das Fitprogramm beim Suchen der Peakposition einen größeren Fehler machen, was die großen Fehlerbalken im Diagramm erklärt. Im Mittel beträgt die Verschiebung im Detektor Sun 16  $2,1 \pm 0,2$  keV und im Detektor F 28  $4,2 \pm 0,7$  keV. Dies entspricht einer relativen Abweichung von 0,035 % bzw. 0,071 %. Insgesamt ist der Fehler der automatischen Peakbestimmung in Übereinstimmung mit diesen Abweichungen. Somit wird keine Verschiebung der Peakposition innerhalb der Fehlertoleranz beobachtet. Festzuhalten bleibt also, dass sich die Kalibrierung während

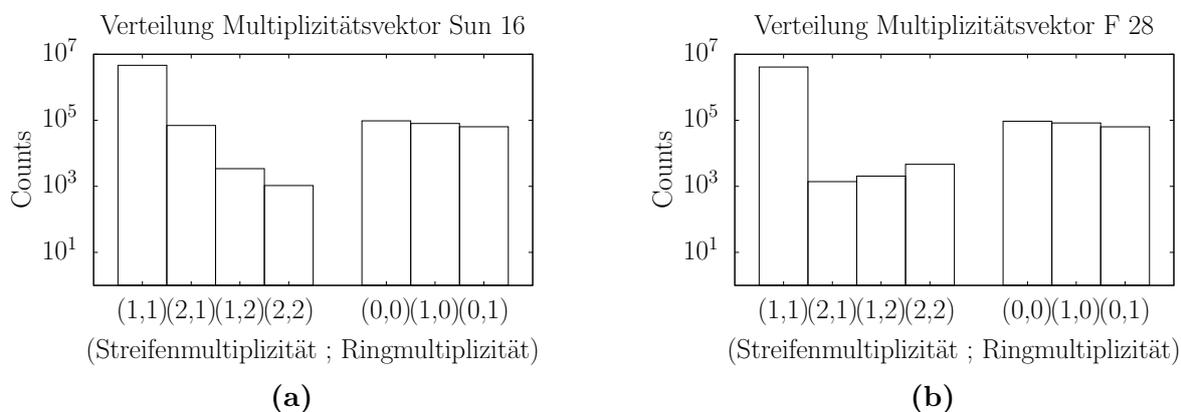
eines Zeitraumes von 24 Stunden stabil verhält. Für Präzisionsmessungen mit den Detektoren, sollten entsprechende Zeiträume zwischen zwei Kalibrierungen gewählt werden.



**Abbildung 25:** Stabilität der Eichung: Sun 16 (a) und (c). F 28 (b) und (d)

## 5.5 DSSSD-Multiplizitäten

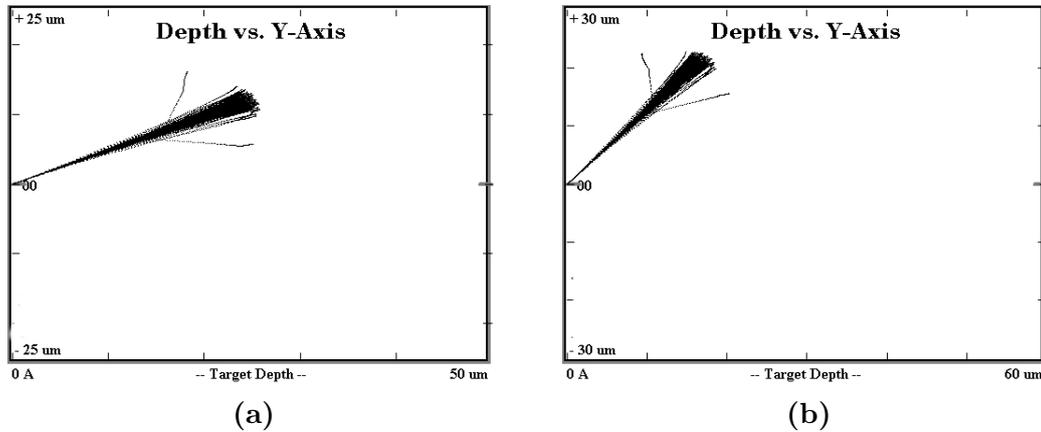
Ein weiteres Merkmal eines segmentierten Detektors ist die Streifen- und Ringmultiplizität, das heißt die Anzahl der während eines Teilchen-Ereignisses gleichzeitig getroffener Ringe oder Streifen. Zur Untersuchung der Multiplizitäten wird ein 2er-Vektor [14] definiert:  $\vec{M}_{Si} = (\text{Streifenmultiplizität}, \text{Ringmultiplizität})$ . Wird beispielsweise in einem Ring und in einem Streifen ein Signal über dem Pedestalsignal registriert, gilt für den Multiplizitätsvektor:  $\vec{M}_{Si} = (1,1)$ . Wird die Energie der Teilchen auf mehrere Segmente verteilt, muss die ursprüngliche Gesamtenergie rekonstruiert werden können. Die Abbildung 26 zeigt eine logarithmische Auftragung der Anzahl der Ereignisse, die während der Hauptmessung eine bestimmte Multiplizitätsverteilung vorweisen.



**Abbildung 26:** Multiplizitätsvektor Sun 16 (a) und F 28 (b)

Wie zu erwarten, ist die Multiplizität  $(1,1)$  in beiden Detektoren vorherrschend, bei der ein Teilchen pro Event gleichzeitig in einem Ring und einem Streifen detektiert wird. Beim Detektor F 28 entspricht diese Art von Ereignissen 97,2% der Gesamtereignisse. Vergleichend dazu hat der Detektor Sun 16 einen Anteil von 95,7% an Ereignissen dieser Art. Grund für die Abweichung bei Sun 16 ist ein größerer Anteil von Ereignissen mit Multiplizitätsvektor  $(2,1)$ . Das bedeutet, dass es im Vergleich zur Messung mit dem Detektor F 28 öfter zu Ereignissen kommt, bei denen zwei Streifen, aber nur ein Ring getroffen wird. Der Anteil der Ereignisse bei denen ein Signal nur in einem Streifen  $(0,1)$  oder nur in einem Ring  $(1,0)$  registriert wird, beläuft sich jeweils auf 1 bis 2% der Gesamtrate. Zur weiteren Untersuchung der Ring- und Streifenmultiplizitäten, ist in Abbildung 27 das Ergebnis einer mit Hilfe von TRIM 2008 [35] durchgeführten Monte-Carlo-Simulation des Abbrems-Prozesses von Alphateilchen mit einer Energie von 5804,77 keV in Silizium zu sehen. Der Eindringwinkel für Teilchen variiert, aufgrund der Quellen-Detektor-Anordnung, zwischen  $26^\circ$  und  $52^\circ$ . In der Simulation werden diese beiden Randwerte berücksichtigt.

Die Simulation ergibt, dass Teilchen mit einem Eintrittswinkel von  $52^\circ$  höchstens  $18 \mu\text{m}$  und Teilchen mit einem Eintrittswinkel von  $26^\circ$  höchstens  $28 \mu\text{m}$  in des Detektormaterial eindringen. Die Teilchen legen nur ca. 10% der Detektordicke zurück, bevor sie komplett abgebremst werden. Mit der durch die Simulation ermittelten maximalen vertikalen Reichweite von  $27 \mu\text{m}$  und der minimalen Dicke der Ringe/Streifen von 1,66 mm lässt sich abschätzen, dass es nur selten vorkommt, dass der Abbremsvorgang in mehreren Ringe oder Streifen gleichzeitig stattfindet. Um dies mit den im Experiment erzielten Multiplizitäten zu vergleichen, ist in der Abbildung 28 die Gesamtanzahl der registrierten Ring-,



**Abbildung 27:** Simulation von Alphateilchen beim Eindringen in eine Siliziumschicht mit einer Energie von 5804,77 keV und (a) 26° bzw., (b) 52° Eindringwinkel.

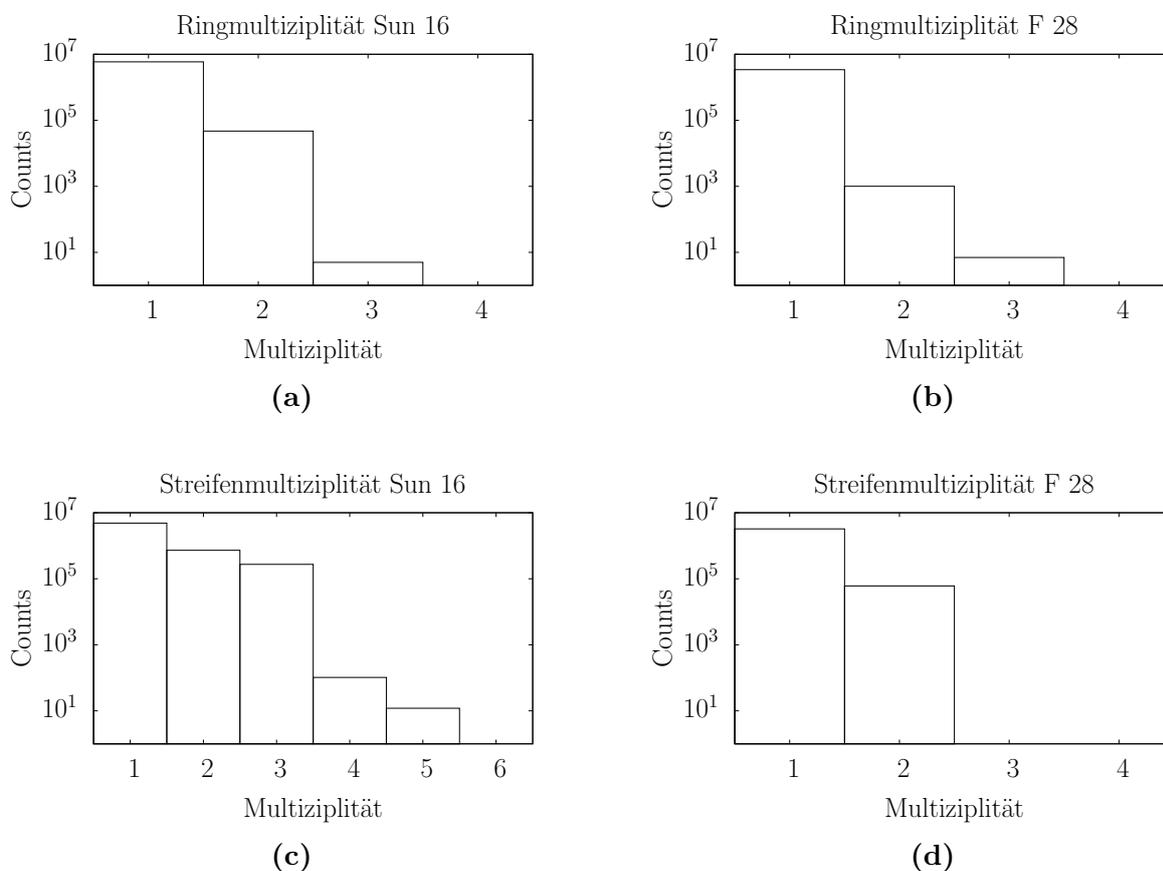
und Streifenmultiplizitäten in einer einfach logarithmischen Auftragung zu sehen.

In beiden Detektoren dominiert eine Ringmultiplizität von eins. Die zweifache Ringmultiplizität beläuft sich im Vergleich dazu nur auf 0,8 bzw. 0,1 % der Gesamtintensität. Ein ähnliches Verhalten spiegelt sich bei der Betrachtung der Streifenmultiplizität des F-28-Detektors wieder. Dort liegt der Anteil der zweifachen Streifenmultiplizität bei 1,7 % der Gesamtintensität. Im Gegensatz dazu ist die zweifache Streifenmultiplizität der Sun 16 mit 12,5 % unerwartet hoch. Im Vergleich zur F 28 werden in der Sun 16 viel mehr Ereignisse gleichzeitig in zwei Streifen registriert. Zusammenfassend sind die prozentualen Anteile von Multiplizität 1, 2 und 3 an der Gesamtanzahl an Ereignissen in Tabelle 7 aufgelistet.

	Multiplizität:	1 in [%]	2 in [%]	3 in [%]
<b>Sun 16</b>	Ringe	99,2	0,8	-
<b>Sun 16</b>	Streifen	82,9	12,5	4,6
<b>F 28</b>	Ringe	99,9	0,1	-
<b>F 28</b>	Streifen	98,3	1,7	-

**Tabelle 7:** Anteil der Ring-/Streifenmultiplizitäten gemessen am Gesamtanteil.

Im Vergleich mit der TRIM-2008-Simulation erfüllen alle Multiplizitätsdiagramme, abgesehen von den Streifenmultiplizitäten der Sun 16, das erwartete Verhalten. Zur weiteren Untersuchung der Streifenmultiplizität wird der sogenannte Interstripbereich zwischen zwei benachbarten Streifen näher untersucht. Dieser 110 µm breite Bereich ist nicht eindeutig einem Segment zugeordnet. Trifft nun ein geladenes Teilchen auf oder in die Nähe ei-



**Abbildung 28:** Ringmultiplizität Sun 16 (a) und F 28 (b). Streifenmultiplizität Sun 16 (c) und F 28 (d)

nes solchen Bereiches teilt sich die Energie auf die Nachbarsegmente auf. Die Summe der Energien muss jedoch wieder nahe bei der Gesamtenergie liegen. Das Verhältnis zwischen Interstripfläche und Gesamtdetektionsfläche sollte mit dem Verhältnis zwischen Ereignissen mit einfacher und höherer Multiplizität korrelieren. Prozentual nimmt die Interstripfläche einen Anteil von ca. 2% der Gesamtfläche ein. Aus Tabelle 7 ist zu entnehmen, dass der Anteil der Ereignisse mit höherer Streifenmultiplizität als 1 im Detektor F 28, mit 1,7% gut mit dem Anteil, den die Interstripfläche zur Gesamtfläche einnimmt, übereinstimmen. Da im Detektor Sun 16 mehr als jedes zehnte Ereignis eine Streifenmultiplizität größer als eins hat, kann die Multiplizitätsverteilung nicht durch die Interstripfläche erklärt werden. Deshalb wurde ein Korrelationsspektrum, wie in Abbildung 29 gezeigt, untersucht. Zu sehen ist die Energieaufteilung zwischen den benachbarten Streifen 7 und 8. Die Region (*i*) beinhaltet alle Ereignisse bei denen das Teilchen seine komplette Energie in einem Streifen

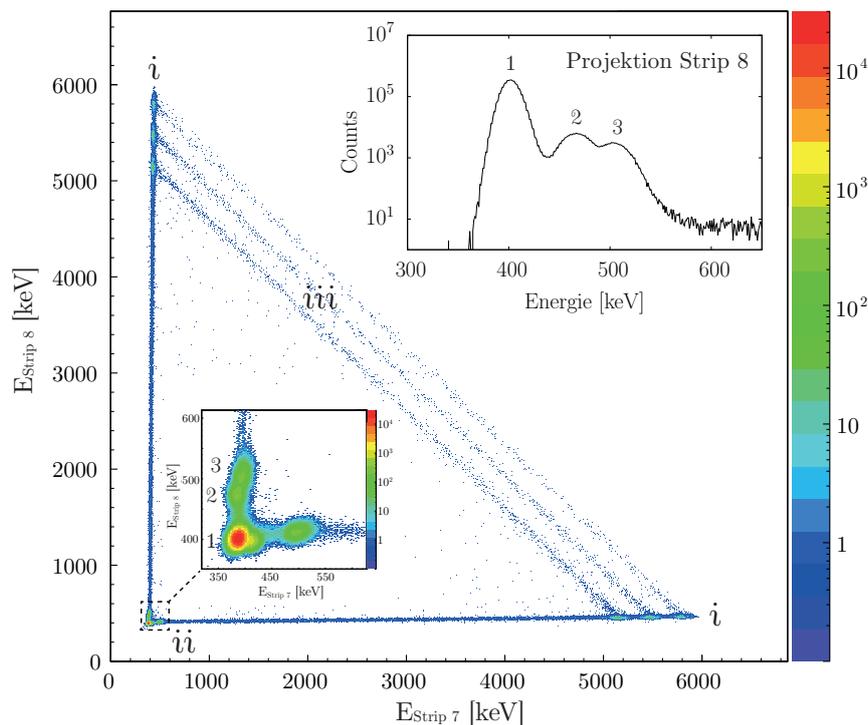
deponiert. Im Bereich  $(iii)$  findet eine asymmetrische Energieaufteilung zwischen Streifen 7 und 8 statt. Dies ist genau dann der Fall, wenn das Teilchen in den Interstripbereich zwischen den beiden benachbarten Streifen trifft und die erzeugten Ladungen von benachbarten Streifen gesammelt werden, ohne dass dabei Ladung verloren geht. Damit wird über Addition der beiden Signal die Gesamtenergie des Teilchen rekonstruiert. Die Energiedetektionen im waagerechten Bereich zwischen  $(i)$  und  $(ii)$  sind Interstripereignisse zwischen Streifen 7 und 6 bzw. zwischen Streifen 8 und 9 im senkrechten Bereich.

Bei der Kontrolle aller Korrelationsspektren von Sun 16 fallen Spektren wie das Korrelationsspektrum 30a zwischen Streifen 24 und 25 auf, die nur Ereignisse aufweisen, die auf der Winkelhalbierenden stattfinden. Diese entstehen dadurch, dass ein Teilchen mit einer bestimmten Energie im Streifen 24 detektiert wird und der Nachbarstreifen 25 dieselbe Energie detektiert. Es findet also keine Energieaufteilung zwischen beiden Streifen statt. Dies ist nur möglich, wenn ein direkter elektrischer Kontakt zwischen den beiden benachbarten Streifen besteht. Daraus lässt sich schließen, dass benachbarte Streifen, die in Abbildungen 21a eine höhere Intensität aufweisen, in Wirklichkeit kurzgeschlossen sind und somit wie ein einziger Streifen mit doppelter, bzw. dreifacher Fläche fungieren. Diese Tatsache erklärt auch die erhöhte zweifache Streifenmultiplizität im Detektor Sun 16. Wird eines der kurzgeschlossenen Streifenpaare getroffen, zählt dies als doppelte oder dreifache Multiplizität. In Tabelle 8 sind die nicht vollständig funktionsfähigen Segmente der beiden Detektoren und die Fehlerursache aufgelistet.

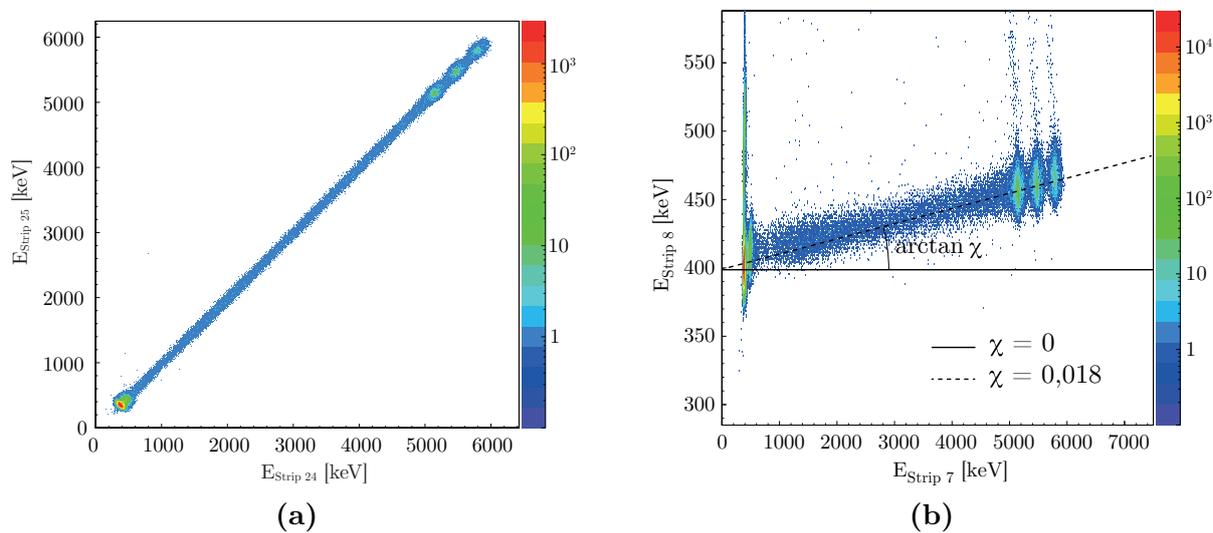
	<b>Streifennummer</b>	<b>Ringnummer</b>	<b>Bemerkung</b>
<b>Sun 16</b>	0 3-4; 15-17; 58-59; 63-0	25-31 -	beschädigtes Bonding kurzgeschlossen
<b>F28-07</b>	-	25-31	keine Energieauflösung möglich

**Tabelle 8:** Defekte Streifen und Ringe inklusive Fehlerursache.

Bei genauer Betrachtung des Korrelationsspektrum in Abbildung 29 fällt bei kleinen Energien auf, dass eine erhöhte Anzahl von Ereignissen im Bereich  $(ii)$  auftreten. Eine Vergrößerung des Energiebereichs  $(ii)$  lässt erkennen, dass in den Energiespektren der Streifen weitere Anhäufungen bei kleinen Energien auftreten. Dafür ist zusätzlich im Diagramm 29 das eindimensionale Energiespektrum des Streifen 8 bei kleinen Energien eingezeichnet. Jedem der zusätzlichen Peaks 1 bis 3 lässt sich eine Anhäufung von Ereignissen im Bereich  $(ii)$  des Korrelationsspektrum 29 zuordnen. Der Peak mit der Nummer 1 ist der Pedestal, der mit Ereignissen, in denen keine Energie registriert wird, korreliert. Dies ist immer dann



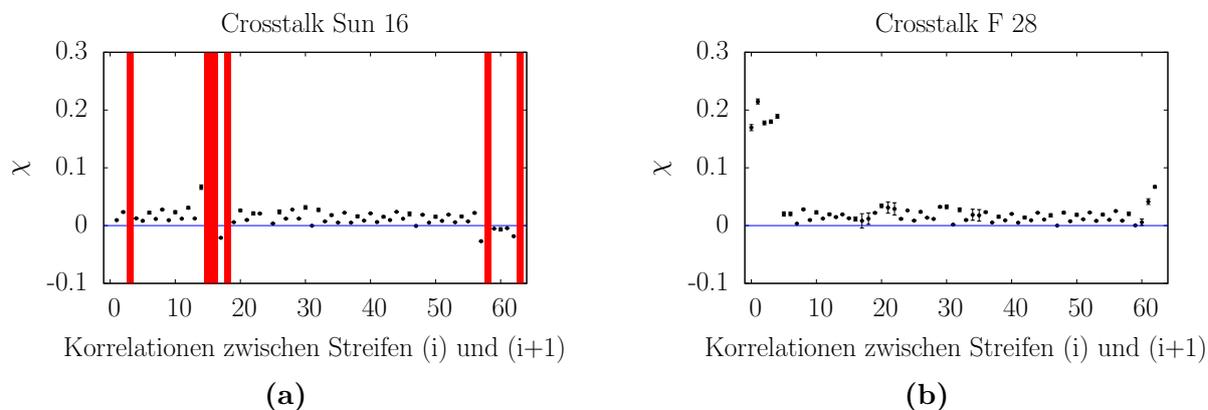
**Abbildung 29:** Analyse des Korrelationspektrums zwischen Streifen 7 und 8. Zusätzlich zu dem Pedestal-Peak entstehen Peaks durch Detektion von Teilchen in benachbarten Streifen.



**Abbildung 30:** (a) Korrelation zwischen Streifen 24 und 25, (b) Linearer Fit zur Bestimmung des Crosstalk-Parameters.

der Fall, wenn Teilchen beim Eindringen in einen Streifen ungleich der Streifen 7 oder 8 einen Trigger auslösen. Um der Ursache für das unerwartete Auftreten der Anhäufung 2 und 3 auf den Grund zu gehen, ist eine Vergrößerung des Abschnitt (i) und (ii) des Streifen 7 in Abbildung 30b zu sehen. Die Verbindungslinie zwischen den beiden Bereichen verläuft nicht parallel zur Energieachse. Ein paralleler Verlauf wäre zu erwarten, da die in einem Streifen detektierte Energie keinen Einfluss auf den benachbarten Streifen haben sollte und das im Nebestreifen registrierte Signal auf Höhe des Pedestals liegen sollte. In der Vergrößerung 30b ist zu erkennen, dass die Energieposition der Triple-Alpha-Peaks mit den zusätzlichen Anhäufung 2 und 3 des Nachbarstreifen korreliert. Daraus folgt, dass es sich bei den zusätzlichen Anhäufungen 2 und 3, im Spektrum des Streifens 8, um Projektionen der Triple-Alpha-Peaks des Streifens 7 handelt und von einer Beeinflussung zwischen benachbarten Streifen verursacht wird. Dieser unerwünschte Effekt ist als Crosstalk bzw. Übersprechen bekannt. Um den Crosstalk weiter quantifizieren zu können, wird ein Crosstalk-Parameter  $\chi$  eingeführt. Dieser entspricht der Proportionalitätskonstante zwischen der vollständigen Energiedetektion eines Triple-Alpha-Teilchens im Streifen und der detektierten Energie, nahe dem Pedestal, im Nachbarstreifen. Im Idealfall registriert der Nachbarstreifen ein nicht von der Teilchenenergie abhängiges Signal (Pedestal) und somit wäre für eine ideale Messung der Crosstalk-Parameter Null. Um den Parameter zu bestimmen, wird ein linearer Fit durch alle Punkte, welche auf der Verbindungslinie zwischen Bereich (i) und (ii) liegen, durchgeführt. In Abbildung 30b ist die Fitgerade eingezeichnet. Der Crosstalkparameter entspricht der Steigung dieser Geraden. Um einen Überblick über die Höhe des Crosstalks zu gewinnen, ist in Diagramm 31 der Crosstalk-Parameter für die benachbarten Streifenpaare (i) und (i+1) aufgetragen. Für den Detektor F 28 findet man einen durchschnittlichen Crosstalk-Parameter von  $0,017 \pm 0,001$ . Lediglich die Streifen 0 bis 5 zeigen einen starken Crosstalk mit ihren Nachbarstreifen. Bei den restlichen Streifen bewegt sich der Parameter im Bereich zwischen 0,001 und 0,022. Im Detektor Sun 16 hat der Crosstalk-Parameter einen Mittelwert von  $0,018 \pm 0,002$ . Zusätzlich sind Parameter zu finden, die einen Wert von 1 besitzen. Das bedeutet, dass es sich um Streifen handelt, die eine Winkelhalbierende beinhalten und kurzgeschlossen sind. Die in Abbildung 31a rot eingezeichneten Streifenpaare besitzen ein Korrelationsspektrum wie es in Abbildung 30a gezeigt wird.

Um eine vollständige Aussage über den Crosstalk aller Segmente der DSSSD zu erhalten, wird das Korrelationsspektrum auch für Ringnachbarn untersucht. Das Energiekorrelationsspektrum zwischen den Ringen 8 und 9 ist in Abbildung 32 gezeigt. Zu sehen ist ein

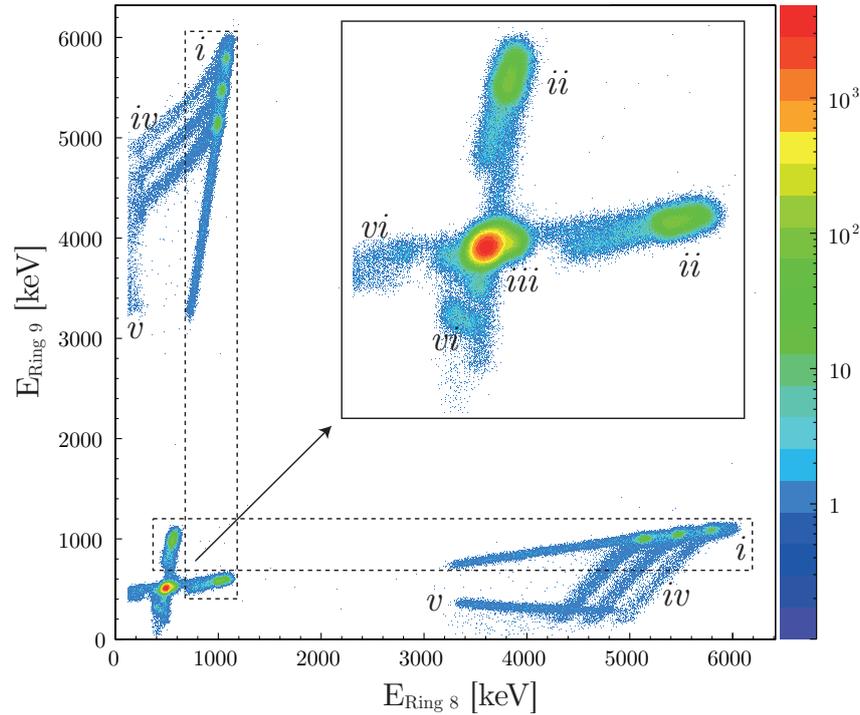


**Abbildung 31:** (a) und (b) zeigen die Verteilung des Crosstalk-Parameter für die benachbarten Streifennummern.

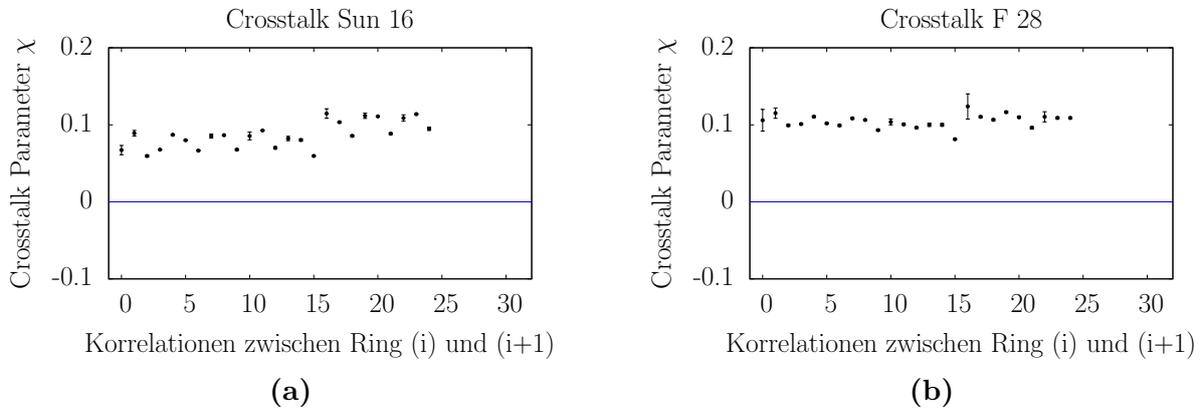
grundsätzlich anderes Verhalten als bei den Streifenkorrelation. Jedoch wurde ein vergleichbares Verhalten bei Untersuchungen der Energiekorrelationen einer DSSSD von D. Torresi *et al.* in der Veröffentlichung “Influence of the interstrip gap on the response and the efficiency of Double Sided Silicon Strip Detectors“ beschrieben und teilweise analysiert (siehe Abbildung 38 im Anhang) [36]. Ebenso wurden dieses Verhalten der DSSSD-Spektren in den Veröffentlichungen [37, 38] beschrieben. Die Häufungspunkte im Bereich ( $i$ ) sind wie bei den Streifen-Streifen-Korrelationen Ereignisse, bei denen die komplette Energie im Ring 8 oder 9 registriert wird. Auch hier ist an der Projektion der Triple-Alpha-Teilchen-Energien im Energiespektrum des Nebenrings zu sehen, dass es einen sehr starken Crosstalk zwischen benachbarten Ringen gibt.

Um auch hier den Crosstalk quantifizieren zu können, wird der Crosstalk-Parameter für jedes Ringpaar bestimmt und in Abbildung 33 gegen die Ringnummer aufgetragen. Der mittlere Crosstalk-Parameter zwischen den Ringen beträgt bei der Sun 16  $0,09 \pm 0,02$  und  $0,10 \pm 0,02$  bei der F 28. Alle Crosstalk-Parameter streuen nur minimal um den Mittelwert. Somit ist der Crosstalk zwischen den Ringen im Mittel deutlich stärker ausgeprägt als zwischen den Streifen.

Nachdem der Crosstalk der Detektoren vollständig beschrieben wurde, wird der Interringbereich in Abbildung 32 untersucht. Dieser entspricht jedoch nicht, wie bei den Streifen-Streifen-Korrelationen, einer geraden Linie, die die Bereiche ( $i$ ) verbindet. In der Referenz [36] wurde das Spektrum für einen größeren Energiebereich aufgenommen. Dort wurde ein Verlauf des Bereiches ( $iv$ ) zu negativen Energie hin dokumentiert. Die negativen Energien



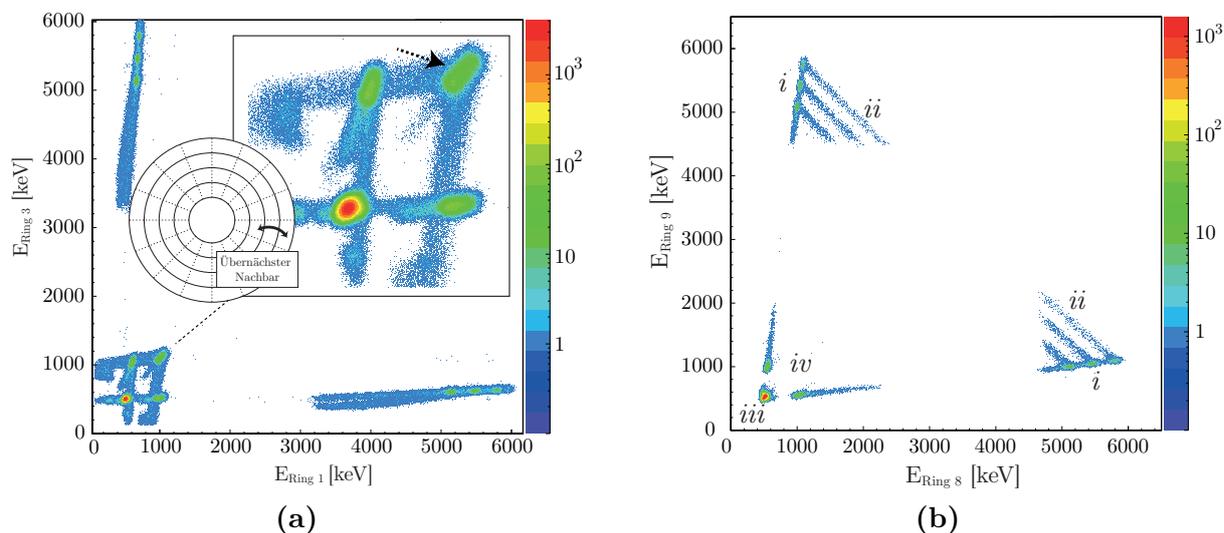
**Abbildung 32:** Analyse Korrelationsspektrum zwischen Ring 8 und 9 des Detektor F 28.



**Abbildung 33:** (a) und (b) zeigen die Verteilung des Crosstalk-Parameter für die benachbarten Ringnummern.

werden durch Störungen des elektrischen Feldes zwischen Siliziumgrundschicht und  $\text{SiO}_2$ -Passivierungsschicht verursacht [39]. In Abbildungen 32 verläuft der Bereich (*iv*), aufgrund der durch den Crosstalk angehobenen Energien im Nebestreifen, nicht zu negativen Energien. Zu erkennen ist, dass der Verlauf ebenso eine Projektion auf das Energiespektrum

des Nachbarringes verursacht (Bereich  $(vi)$  im Diagramm 32). In Referenz [36] wurde der Bereich  $(v)$  als Interringbereich identifiziert. Dort teilt sich die detektierte Energie asymmetrisch auf benachbarte Ringe auf.

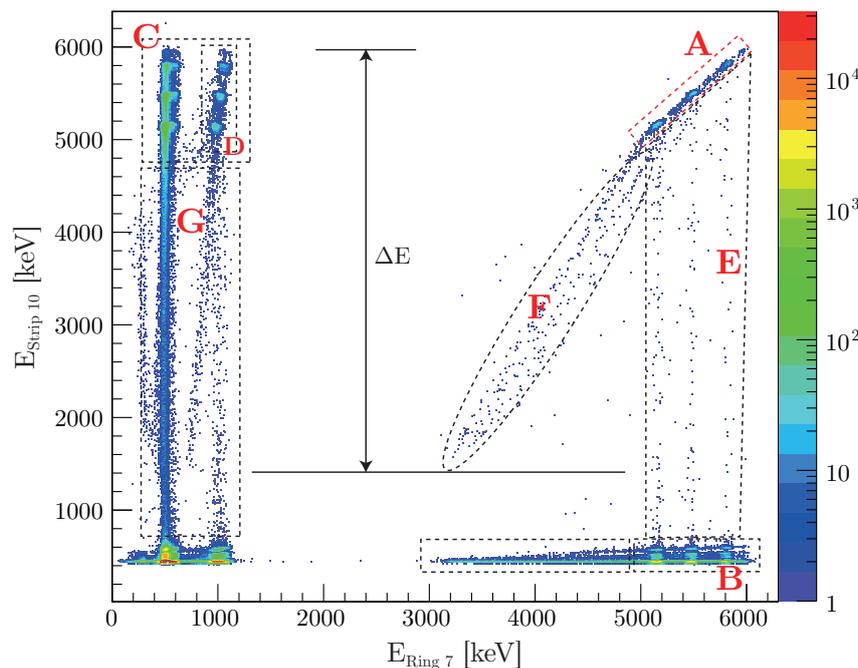


**Abbildung 34:** (a) Korrelationen zwischen übernächsten Ringnachbarn und (b) Korrelation zwischen benachbarten Ringen bei gedrehtem Detektor.

Zur weiteren Untersuchung der Ring-Ring-Korrelationen wurde die Energiekorrelation zwischen Ring 1 und Ring 3 aufgenommen. Zu sehen ist im Diagramm 34a eine weitere Struktur, die energetisch in der Nähe des Pedestals liegt. Es entsteht also eine Anhäufung von Punkten, bei denen beide Ringe eine Energie von 1250 keV detektieren. Im nächsten Schritt wird die Energiekorrelation zwischen Ring 8 und 9 bei einem um  $180^\circ$  gedrehtem Detektor untersucht. Das bedeutet, dass die Alpha-Teilchen zuerst die Streifenseite durchqueren müssen. Dabei wurde festgestellt, dass das Streifen-Streifen-Energiekorrelationsdiagramm keine signifikante Änderung erfährt. Jedoch ändert sich das Ring-Ring-Korrelationsdiagramm in Abbildung 34b signifikant. Die Korrelationen bilden wieder den Bereich  $(i)$  aus, bei dem die komplette Energie in einem Streifen detektiert wird. Jedoch ist nun ein Interringbereich  $(ii)$  zu erkennen, der analog zum Interstripbereich verläuft. Das grundsätzlich andere Verhalten der Ring-Ring-Energiekorrelationsdiagramme, unter Drehung des Detektor, ist auf die unterschiedliche Dicke der Totschicht, die die Teilchen vor der Detektion durchdringen müssen, zurückzuführen. Jedoch müssen weitere Untersuchungen angestellt werden, um diese Ergebnisse besser beschreiben zu können.

## 5.6 Korrelationen zwischen Ring- und Streifenseite

Ein weiteres Kriterium, neben der Multiplizität, ist die Korrelation der nachgewiesenen Energie zwischen Vorder- und Rückseite. Eine solche Korrelation zwischen Ring 7 und Streifen 10 zeigt Abbildung 35. Während in den Bereichen **A**, **B** und **C** Ereignisse liegen, die erwartet werden, sind in den Bereichen **D**, **E**, **F** und **G** Ereignisse, deren Ursache nicht direkt ersichtlich ist:



**Abbildung 35:** Analyse Korrelationsspektrum zwischen Ring und Streifenseite des Detektor F 28.

- A:** Wenn die Alpha-Energie vollständig im Ring 7 und Streifen 10 deponiert wird entstehen diese drei Häufungspunkte.
- B:** Wird die Energie im Ring 7 und in einem Streifen ungleich Streifennummer 10 registriert, werden diese Ereignisse dem Bereich B zugeordnet.
- C:** Wird die Energie im Streifen 10 und in einem Ring ungleich Ringnummer 7 registriert, entstehen die Ereignisse im Bereich C.
- D:** Häufungspunkte, die entstehen, wenn Streifen 10 die gesamte Energie detektiert und gleichzeitig die Nachbarringe 6 und 8 die komplette Energie detektieren. Die Verschiebung zu höheren Ringenergien kommt durch den in Ring 7 ausgelösten Crosstalk mit

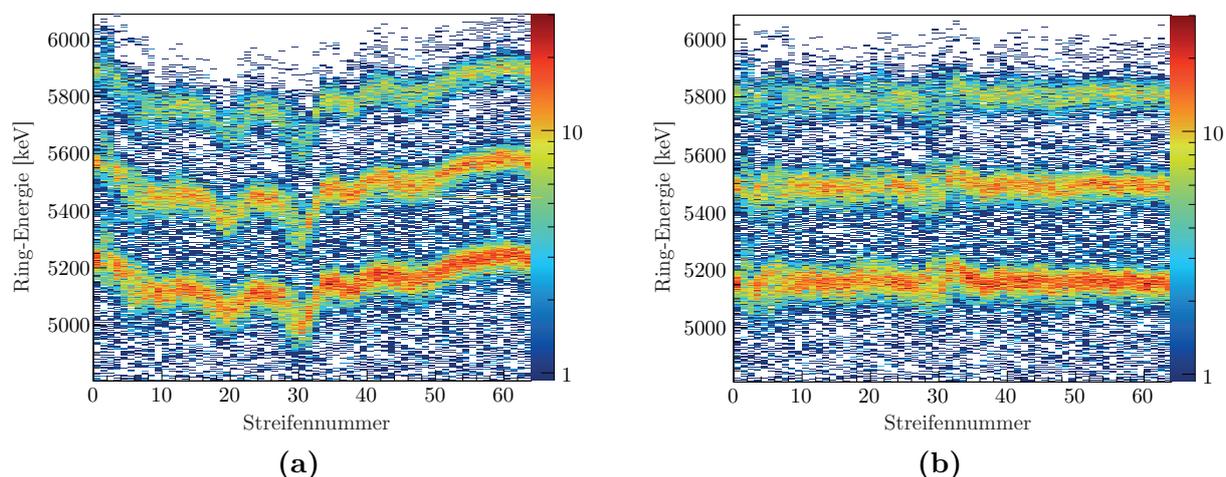
der dazugehörigen Energieverschiebung zustande.

- E:** Die Energie wird vollständig im Ring 7 detektiert, jedoch wird eine reduzierte Energie im Streifen 10 gemessen. Grund für die verminderte Energiedetektion sind Interstripereignisse zwischen dem Streifen 10 und den benachbarten Streifen 9 und 11.
- F:** Entsteht durch ein Ereignis, dass gleichzeitig im Interring-, und Interstripbereich detektiert werden. Es ist zu erkennen, dass die Interring-Ereignisse die Ladungssammlung der Streifen beeinflusst [36]. Die Interring-Ereignisse haben eine Auswirkung auf die Höhe des Signals auf der Streifenseite. Die Streifenereignisse zeigen einen Energieverlust  $\Delta E$ , der bedingt ist durch die Interring-Ereignisse. Torresi *et al.* [36] zeigen, dass sich  $\Delta E$  mit der Energie der eintreffenden Teilchen und der angelegten Betriebsspannung ändert.
- G:** Entspricht Ereignissen, bei denen der Ring 7 nicht direkt durch das Teilchen getroffen wird, jedoch Interstrip-Ereignisse zwischen dem Streifen 10 und den benachbarten Streifen 9 und 11 auftreten.

## 6 Ausblick

Nachdem die DSSSD-Detektoren und die Ausleseelektronik in Betrieb genommen und umfangreich getestet wurde, bleibt festzuhalten, dass der Aufbau für Gamma-Teilchen-Koinzidenzexperimente am Tandem-Beschleuniger vorbereitet ist. Der Aufbau eignet sich besonders für die Detektion geladener Teilchen nach Fusionsverdampfungsreaktionen, bei denen keine monoenergetischen Teilchen entstehen und deshalb eine reduzierte Energieauflösung akzeptiert werden kann. Es wurde ein Messaufbau mit bis zu 96 Kanälen aufgebaut, der es ermöglicht, neue DSSSD-Detektoren mit den neu erarbeiteten Analyseverfahren zu testen.

Die Korrelationsspektren der Kapitel 5.5 und 5.6 zeigen, dass die Energieauflösung der Ringe und Streifen durch verschiedene Effekte und Wechselwirkungsmöglichkeiten zwischen Segmentnachbarn beeinflusst wird. Teilweise werden sehr große Halbwertsbreiten in den Energiespektren beobachtet.

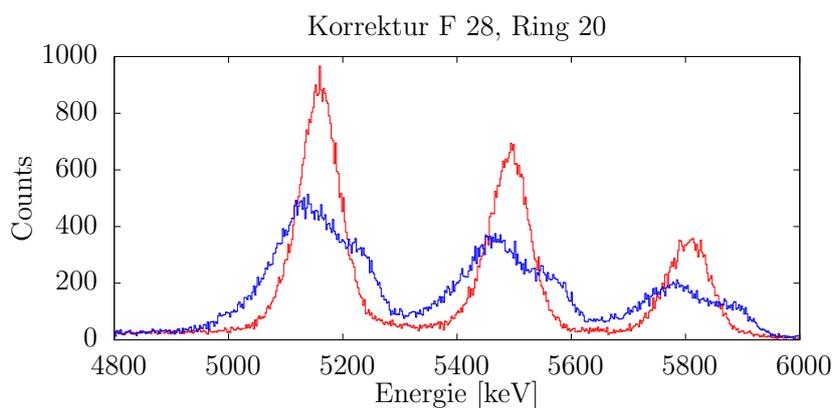


**Abbildung 36:** Detektierte Energie des Ring 20 des F 28 Detektor als Funktion der entsprechenden Streifennummer die ein Teilchen registriert. (a) vor der Korrektur (b) nach der Korrektur.

Um der schlechten Energieauflösung auf den Grund zu gehen, wird die detektierte Energie

im Ring 20 gegen die Streifennummer, die gleichzeitig zum Ring ein Ereignis detektiert, aufgetragen (siehe Abbildung 36a). Das Streifensignal dient somit als Trigger, um die detektierte Ringenergie von Ring 20 gegen die Streifennummer aufzutragen. Die zweidimensionale Auftragung zeigt somit die detektierte Energie für eines der 64 möglichen Segmente entlang Ring 20.

Es zeigt sich, dass die detektierte Energie im Ring 20 als Funktion des Ortes, d.h. abhängig vom getroffenen Streifen um bis zu 200 keV variiert. Da die detektierte Energie in den Ringen unabhängig von den getroffenen Streifen ist werden idealerweise drei gerade Linien bei den vorgegebenen Energiehöhe erwartet. Das resultierende Energiespektrum von Ring 20 entspricht der Projektion der 64 Spektren auf die Ordinate (siehe Abb. 37, Spektrum in blauer Farbe). Zu erkennen sind nur unscharf getrennte Peaks mit hohem Überlapp und Doppelppeakstrukturen. Die Auflösung beträgt 139 keV für den mittleren Peak. Es ist offensichtlich, dass ein einzelner Satz von Kalibrierparametern für den gesamten Ring, die ortsabhängigen Abweichungen nicht berücksichtigt.



**Abbildung 37:** Vergleich der Spektren mit (rot) und ohne (blau) Korrektur der Ringenergien.

Um das orts-, bzw. winkelabhängige Streuverhalten der kalibrierten Energien zu minimieren und somit die resultierende Peakbreite zu verkleinern, bietet es sich an, eine Korrektur in Abhängigkeit der 64 Streifenspektren durchzuführen. Dabei sollen die Peakenergien, durch Anwenden einer Korrekturfunktion, auf die wahre Energie angeglichen werden. In Abb. 36b wird eine erste Korrektur gezeigt. Dazu wurden die Peakpositionen in der Matrix 36a bestimmt und durch einen Offsetparameter auf die korrekte Energieposition geschoben. Das korrigierte Energiespektrum wird wiederum durch die Projektion auf die Ordinate erzeugt und ist in Abb. 37 in roter Farbe eingezeichnet. Durch die Korrektur ist es gelungen,

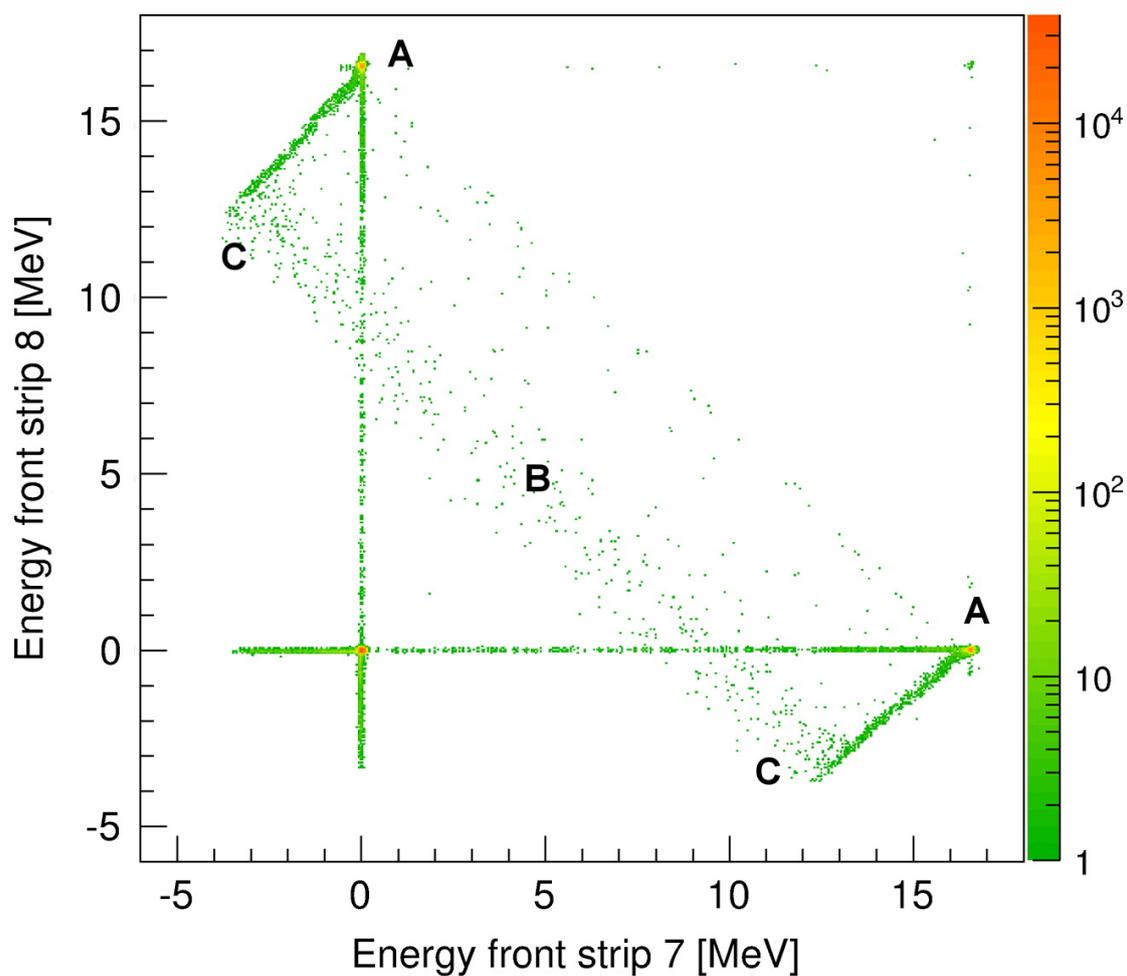
---

die Halbwertsbreite von 139 keV auf 72 keV zu senken. Dies entspricht einer Verbesserung der Auflösung um 52%.

Eine Ausarbeitung einer vollautomatisierten Korrektur ist für zukünftige Messungen von sehr hohem Interesse, da hiermit eine enorme Verbesserung in allen Spektren erzielt werden kann. Zur besseren Bestimmung der Korrekturfunktion bietet sich ein Multi-Gauß-Fitmodell für jedes Segmentspektrum an. Hiermit kann eine neue und verbesserte Kalibriermethode für DSSSD-Detektoren etabliert werden. Dies betrifft auch Charakterisierungen von DSSSD-Detektoren, die außerhalb des in dieser Arbeit vorgestellten Versuchsaufbaus durchgeführt werden, wie beispielsweise am LYCCA-Spektrometer [9], welches am IKP Köln in Betrieb genommen werden soll. In Zukunft werden weitere Untersuchungen der Ring-Ring-, Streifen-Streifen-, und Ring-Streifen-Korrelationspektren durchgeführt. Die auftretenden Korrelationseffekte wurden bereits mit verschiedenen Sonden, wie Alpha- [37, 38], Gamma- [40] oder Protonstrahlen [36, 39] untersucht. Anormale Ladungssammlungen zwischen SiO<sub>2</sub>-Passivierungsschicht und Silizium wurden auch in dieser Arbeit beobachtet. [38, 39] Hierzu werden Rechnungen zur Bestimmung der Raumladungsverteilung und Ladungsträgermobilität in Si-Detektoren [41], im Rahmen des Shockley-Ramo-Theorems [42], in naher Zukunft zur Simulation der DSSSD-Detektoren eingesetzt, um eine aussagekräftige Erklärung der Korrelationspektren zu liefern.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Inbetriebnahme und die Optimierung von drei doppelseitig segmentierter Silizium-Detektoren dargestellt. Im ersten Schritt wurde die Vakuumfähigkeit der Kammer von Grund auf wiederhergestellt. Die Analog-Digital-Elektronikkette wurde aufgebaut, umfangreich getestet und somit etabliert. Über ein neu entwickeltes Erdungssystem konnte eine Verbesserung der Signale erreicht werden. Bei den anschließenden Tests wurden die Energieauflösungswerte und die Stabilität der Energiekalibration umfangreich untersucht. Mit Hilfe von Korrelationspektren wurde ein Crosstalk erkannt und durch Einführung eines Crosstalk-Parameters quantifiziert. Eine Erklärung für den unerwarteten Verlauf der Korrelationspektren in Abschnitt 5.5 und 5.6 wurde durch die anormale Ladungsansammlung gefunden [39]. Zum Schluss wurde eine Software-Korrektur vorgestellt, die eine starke Verbesserung der DSSSD-Energiespektren ermöglicht.

## 7 Anhang



**Abbildung 38:** Torresi *et al.* 2013: Korrelationsspektrum zweier benachbarter Frontstreifen eines rechteckigen 500  $\mu\text{m}$  dicken DSSSD-Detektors. Dieser wurde mit  ${}^7\text{Li}$ -Ionen der Energie 16,5 MeV bestrahlt. A kennzeichnet die vollständige Energiedeposition, B Interstrip-Events zwischen zwei benachbarten Segmenten der dem Strahl zugewandten Seite, Events im Bereich C zeigen eine *negative* Energie, bedingt durch Signale umgekehrter Polarität. Entnommen aus Ref. [36].

Ring	FWHM [keV]	Strip	FWHM [keV]	Strip	FWHM [keV]
0	69,9 ± 0,9	0	tot	32	60,8 ± 1,6
1	61,5 ± 1,0	1	105,6 ± 1,0	33	59,3 ± 1,9
2	58,3 ± 1,2	2	96,7 ± 1,1	34	61,4 ± 1,6
3	57,7 ± 1,2	3	99,2 ± 0,9	35	60,6 ± 1,7
4	59,2 ± 1,1	4	103,1 ± 0,9	36	57,3 ± 1,8
5	57,1 ± 1,2	5	53,2 ± 1,7	37	52,1 ± 1,7
6	56,1 ± 1,3	6	54,6 ± 1,8	38	52,5 ± 1,7
7	56,5 ± 1,3	7	54,1 ± 1,5	39	48,4 ± 1,7
8	57,3 ± 1,2	8	53,8 ± 1,5	40	49,6 ± 1,5
9	59,1 ± 1,2	9	52,4 ± 1,9	41	47,5 ± 1,9
10	57,2 ± 1,3	10	58,7 ± 1,7	42	47,9 ± 1,7
11	63,9 ± 0,9	11	62,3 ± 1,5	43	46,5 ± 1,7
12	57,0 ± 1,3	12	65,3 ± 1,4	44	50,3 ± 1,9
13	56,9 ± 1,3	13	64,5 ± 1,3	45	54,4 ± 1,6
14	52,4 ± 1,4	14	60,3 ± 1,7	46	52,3 ± 1,9
15	52,4 ± 1,4	15	157,3 ± 0,7	47	54,6 ± 1,7
16	62,8 ± 1,0	16	148,3 ± 0,8	48	66,7 ± 1,3
17	59,6 ± 0,9	17	148,3 ± 0,8	49	53,8 ± 1,7
18	58,0 ± 1,0	18	99,9 ± 0,8	50	51,2 ± 2,1
19	61,1 ± 0,9	19	101,1 ± 0,8	51	53,7 ± 1,6
20	58,4 ± 1,0	20	61,3 ± 1,7	52	57,1 ± 1,7
21	59,0 ± 0,9	21	62,7 ± 1,7	53	58,9 ± 1,4
22	58,9 ± 1,0	22	59,5 ± 1,7	54	57,5 ± 1,8
23	55,8 ± 1,1	23	61,6 ± 1,9	55	62,3 ± 1,3
24	55,1 ± 1,1	24	104,3 ± 0,8	56	64,3 ± 1,6
25	tot	25	100,8 ± 1,0	57	69,1 ± 1,4
26	tot	26	67,2 ± 1,8	58	99,7 ± 0,9
27	tot	27	65,5 ± 1,8	59	101,5 ± 0,8
28	tot	28	63,5 ± 1,6	60	63,2 ± 1,6
29	tot	29	61,2 ± 1,7	61	62,7 ± 1,9
30	tot	30	62,9 ± 1,7	62	70,1 ± 2,4
31	tot	31	61,6 ± 1,8	63	151,8 ± 1,7

**Tabelle 9:** Auflösungsweite der DSSSD Sun 16.

Ring	FWHM [keV]	Strip	FWHM [keV]	Strip	FWHM [keV]
0	104,7 ± 0,9	0	158,1 ± 4,9	32	45,1 ± 1,2
1	81,3 ± 0,8	1	103,9 ± 1,8	33	47,6 ± 1,6
2	102,2 ± 0,7	2	150,1 ± 6,6	34	56,6 ± 1,7
3	87,1 ± 1	3	103,1 ± 4,4	35	48,1 ± 1,6
4	88,6 ± 0,9	4	112,3 ± 5,2	36	52,6 ± 6,2
5	74,1 ± 0,9	5	96,9 ± 5,5	37	57,5 ± 1,5
6	85,3 ± 0,7	6	96,2 ± 4,1	38	59,7 ± 2,1
7	78,1 ± 0,6	7	75,7 ± 3,7	39	60,9 ± 1,9
8	80,5 ± 1,1	8	40,4 ± 1,6	40	63,9 ± 2,1
9	87,1 ± 0,8	9	43,7 ± 2,2	41	64,3 ± 1,9
10	76,2 ± 1,2	10	42,9 ± 0,5	42	68,5 ± 1,6
11	85,7 ± 2,6	11	42,2 ± 1,9	43	65,4 ± 2,2
12	81,9 ± 1,2	12	56,5 ± 9,3	44	52,1 ± 2,2
13	90,3 ± 1,4	13	37,1 ± 2,2	45	52,3 ± 2,4
14	83,3 ± 1,9	14	50,3 ± 3,8	46	49,3 ± 1,5
15	72,1 ± 0,7	15	49,4 ± 2,8	47	42,7 ± 2,1
16	92,9 ± 1,2	16	48,3 ± 3,1	48	43,3 ± 1,4
17	109,1 ± 1,4	17	57,3 ± 3,8	49	41,1 ± 1,6
18	76,9 ± 1,3	18	66,9 ± 4,1	50	40,6 ± 2,5
19	102,6 ± 1,7	19	74,9 ± 7,2	51	49,3 ± 1,5
20	192,4 ± 2,6	20	62,5 ± 4,2	52	52,4 ± 1,3
21	94,9 ± 2,9	21	48,4 ± 1,6	53	56,7 ± 1,2
22	96,1 ± 2,3	22	71,3 ± 3,8	54	58,9 ± 1,7
23	108,4 ± 1,5	23	69,1 ± 3,4	55	61,6 ± 1,2
24	47,2 ± 4,7	24	42,2 ± 1,7	56	55,1 ± 1,6
25	keine Auflösung möglich	25	47,9 ± 1,7	57	56,6 ± 1,3
26	keine Auflösung möglich	26	46,4 ± 2,2	58	54,9 ± 2,1
27	keine Auflösung möglich	27	50,8 ± 1,5	59	53,2 ± 1,4
28	keine Auflösung möglich	28	47,2 ± 1,6	60	59,2 ± 1,5
29	keine Auflösung möglich	29	45,8 ± 1,5	61	99,8 ± 4,9
30	keine Auflösung möglich	30	49,7 ± 1,8	62	132,9 ± 8,9
31	keine Auflösung möglich	31	52,1 ± 1,6	63	137,7 ± 9,2

Tabelle 10: Auflösungswerte der DSSSD F 28.

## Literaturverzeichnis

- [1] KNOLL, G.F.: *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 2010. – ISBN 9780470131480 (Zitiert auf Seite 7)
- [2] S, K.K.: *Introductory Nuclear Physics*. Wiley India, 2008. – ISBN 9788126517855 (Zitiert auf Seite 9)
- [3] PÖHLSSEN, Thomas: *Charge Losses in Silicon Sensors and Electric-Field Studies at the Si-SiO<sub>2</sub> Interface*, Universität Hamburg, Diss., 2013 (Zitiert auf Seite 9, 10)
- [4] LEO, W.R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*. Springer Berlin Heidelberg, 2012. – ISBN 9783642579202 (Zitiert auf Seite 10)
- [5] OSTROWSKI, A.N ; CHERUBINI, S ; DAVINSON, T ; GROOMBRIDGE, D ; LAIRD, A.M ; MUSUMARRA, A ; NINANE, A ; PIETRO, A di ; SHOTTER, A.C ; WOODS, P.J: CD: A double sided silicon strip detector for radioactive nuclear beam experiments. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 480 (2002), Nr. 2–3, S. 448 – 455. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00954-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00954-8). – DOI 10.1016/S0168-9002(01)00954-8 (Zitiert auf Seite 11)
- [6] GOLUBEV, P. ; KRISTIANSOON, P. ; ARTEAGA-MARRERO, N. ; ELFMAN, M. ; MALMQVIST, K. ; NILSSON, E.J.C. ; NILSSON, C. ; PALLON, J. ; WEGDÉN, M.: First results from the Lund NMP particle detector system. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 267 (2009), Nr. 12–13, S. 2065 – 2068. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2009.03.030>. – DOI 10.1016/j.nimb.2009.03.030. – Proceedings of the 11th International Conference on Nuclear Microprobe Technology and Applications and the 3rd International Workshop on Proton Beam Writing (Zitiert auf Seite )
- [7] KUMAR, R. ; MOLINA, F.G. ; PIETRI, S. ; CASAREJOS, E. ; ALGORA, A. ; BENLLIURE, J. ; DOORNENBAL, P. ; GERL, J. ; GORSKA, M. ; KOJOUHAROV, I. ; PODOLYÁK, Zs. ; PROKOPOWICZ, W. ; REGAN, P.H. ; RUBIO, B. ; SCHAFFNER, H. ; TASHENOV, S. ; WOLLERSHEIM, H.-J.: Testing of a DSSSD detector for the stopped RISING project. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 598 (2009), Nr. 3, S. 754 – 758. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2008.08.155>. – DOI 10.1016/j.nima.2008.08.155 (Zitiert auf Seite )

- [8] PODOLYÁK, Zsolt: Studies of exotic nuclei with advanced radiation detectors. In: *Radiation Physics and Chemistry* 95 (2014), Nr. 0, S. 14 – 18. <http://dx.doi.org/10.1016/j.radphyschem.2012.11.014>. – DOI 10.1016/j.radphyschem.2012.11.014. – Proceedings of the 12th International Symposium on Radiation Physics (ISRP 2012) (Zitiert auf Seite )
- [9] GOLUBEV, P. ; WENDT, A. ; SCRUTON, L. ; TAPROGGE, J. ; RUDOLPH, D. ; REITER, P. ; BENTLEY, M.A. ; AVDEICHIKOV, V. ; BOUTACHKOV, P. ; FOX, S.P. ; GERL, J. ; GÖRGEN, Ch. ; HOISCHEN, R. ; KURZ, N. ; SINGH, B.S. N. ; PASCOVICI, G. ; PIETRI, S. ; SCHAFFNER, H. ; TAYLOR, M.J. ; THIEL, S. ; WOLLERSHEIM, H.J.: The Lund-York-Cologne Calorimeter (LYCCA): Concept, design and prototype developments for a FAIR-NUSTAR detector system to discriminate relativistic heavy-ion reaction products. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 723 (2013), Nr. 0, S. 55 – 66. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2013.04.058>. – DOI 10.1016/j.nima.2013.04.058 (Zitiert auf Seite 59)
- [10] RECCHIA, F. ; BAZZACCO, D. ; FARNEA, E. ; GADEA, A. ; VENTURELLI, R. ; BECK, T. ; BEDNARCZYK, P. ; BUERGER, A. ; DEWALD, A. ; DIMMOCK, M. ; DUCHÊNE, G. ; EBERTH, J. ; FAUL, T. ; GERL, J. ; GERNHAEUSER, R. ; HAUSCHILD, K. ; HOLLER, A. ; JONES, P. ; KORTEN, W. ; KRÖLL, Th. ; KRÜCKEN, R. ; KURZ, N. ; LJUNGVALL, J. ; LUNARDI, S. ; MAIERBECK, P. ; MENGONI, D. ; NYBERG, J. ; NELSON, L. ; PASCOVICI, G. ; REITER, P. ; SCHAFFNER, H. ; SCHLARF, M. ; STEINHARDT, T. ; THELEN, O. ; UR, C.A. ; DOBON, J.J. V. ; WEISSHAAR, D.: Position resolution of the prototype AGATA triple-cluster detector from an in-beam experiment. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 604 (2009), Nr. 3, S. 555 – 562. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2009.02.042>. – DOI 10.1016/j.nima.2009.02.042 (Zitiert auf Seite 11, 14)
- [11] BARANN, Anna S.: *Characterisation of LYCCA  $\delta(E)$  - E-Telescopes*, Division of Nuclear Physics Lunds Universitet, B.Sc.Thesis, 2013 (Zitiert auf Seite 13)
- [12] WARR, N. ; WALLE, J. Van d. ; ALBERS, M. ; AMES, F. ; BASTIN, B. ; BAUER, C. ; BILDSTEIN, V. ; BLAZHEV, A. ; BÖNIG, S. ; BREE, N. ; BRUYNEEL, B. ; BUTLER, P.A. ; CEDERKÄLL, J. ; CLÉMENT, E. ; COCOLIOS, T.E. ; DAVINSON, T. ; DE WITTE, H. ; DELAHAYE, P. ; DIJULIO, D.D. ; DIRIKEN, J. ; EBERTH, J. ; EKSTRÖM, A. ; ELSEVIERS, J. ; EMHOFER, S. ; FEDOROV, D.V. ; FEDOSSEEV, V.N. ; FRANCHOO, S. ; FRANSEN, C. ; GAFFNEY, L.P. ; GERL, J. ; GEORGIEV, G. ; GERNHÄUSER, R. ; GRAHN, T. ; HABS, D. ; HESS, H. ; HURST, A.M. ; HUYSE, M. ; IVANOV, O. ; IWANICKI, J. ; JENKINS, D.G. ; JOLIE, J. ; KESTELOOT, N. ; KESTER, O. ; KÖSTER, U. ; KRAUTH, M. ; KRÖLL, T. ; KRÜCKEN, R. ; LAUER, M. ; LESKE, J. ; LIEB, K.P. ; LUTTER, R. ; MAIER, L. ; MARSH, B.A. ; MÜCHER, D. ; MÜNCH, M. ; NIEDERMAIER, O. ; PAKARINEN, J. ; PANTEA, M. ; PASCOVICI, G. ; PATRONIS, N. ; PAUWELS, D. ; PETTS, A. ; PIETRALLA, N. ; RAABE, R. ; RAPISARDA, E. ; REITER, P. ; RICHTER,

- A. ; SCHAILE, O. ; SCHECK, M. ; SCHEIT, H. ; SCHRIEDER, G. ; SCHWALM, D. ; SEIDLITZ, M. ; SELIVERSTOV, M. ; SIEBER, T. ; SIMON, H. ; SPEIDEL, K.-H. ; STAHL, C. ; STEFANESCU, I. ; THIROLF, P.G. ; THOMAS, H.-G. ; THÜRAUF, M. ; VAN DUPPEN, P. ; VOULOT, D. ; WADSWORTH, R. ; WALTER, G. ; WEISSHAAR, D. ; WENANDER, F. ; WIENS, A. ; WIMMER, K. ; WOLF, B.H. ; WOODS, P.J. ; WRZOSEK-LIPSKA, K. ; ZELL, K.O.: The Miniball spectrometer. In: *The European Physical Journal A* 49 (2013), Nr. 3. <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2013-13040-9>. – DOI 10.1140/epja/i2013-13040-9 (Zitiert auf Seite 14)
- [13] GEIBEL, Kerstin: *Suche nach isomerem Protonenzerfall in  $^{54}\text{Ni}$* , Universität zu Köln, Diplomarbeit, 2007 (Zitiert auf Seite 14, 17, 18, 29)
- [14] WENDT, Andreas: *Isomerer Protonenzerfall aus der pf-Schale*, Universität zu Köln, Diplomarbeit, 2008 (Zitiert auf Seite 14, 45)
- [15] EDWARDS GERMANY GMBH: *Edwards XDS10, XDS5 Dry Vacuum Pump Users Manual*. <http://www.jjones.mse.ufl.edu>. Version: 2007 (Zitiert auf Seite 15)
- [16] PFEIFFER VACUUM TECHNOLOGY AG: *Arbeiten im Grob- und Feinvakuum*. <https://homepages.thm.de/~hg8831/vakuumschule/>. Version: 2007 (Zitiert auf Seite 15)
- [17] PFEIFFER VACUUM TECHNOLOGY AG: *Lecksuche Kompendium*. <http://lecksuche.pfeiffer-vacuum.de/de/anwendungen.html>. Version: 2007 (Zitiert auf Seite 15, 16)
- [18] GIANCOLI, D.C.: *Physik: Lehr- und Übungsbuch*. Pearson Studium, 2010 (Pearson Studium - Physik). – ISBN 9783868940237 (Zitiert auf Seite 17)
- [19] MESYTEC GMBH: *MHV-4 Datasheet*. <http://www.mesytec.com/silicon.htm>. Version: 2015 (Zitiert auf Seite 18)
- [20] RODRIGUES, A.P. ; CORREIA, Carlos ; VARANDAS, Carlos: A high performance real-time plasma control and event detection DSP based VME system. In: *Fusion Engineering and Design* 60 (2002), Nr. 3, S. 435 – 441. [http://dx.doi.org/10.1016/S0920-3796\(02\)00044-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0920-3796(02)00044-3). – DOI 10.1016/S0920-3796(02)00044-3 (Zitiert auf Seite 18, 20)
- [21] MESYTEC GMBH: *STM-16+ Datasheet*. <http://www.mesytec.com/silicon.htm>. Version: 2015 (Zitiert auf Seite 19, 32)
- [22] CAEN S.P.A.: *V785 32 Channel Multievent Peak Sensing ADC*. <http://www.caen.it/csite/CaenProd.jsp?parent=11&idmod=37>. Version: 2015 (Zitiert auf Seite 20)
- [23] GSI HELMHOLTZZENTRUM FÜR SCHWERIONENFORSCHUNG: *TB 8000 Trigger Box*. <http://web-docs.gsi.de/~tt-www/innovationen/Archiv/p-A40.html>. Version: 2008 (Zitiert auf Seite 21, 22)
- [24] GSI HELMHOLTZZENTRUM FÜR SCHWERIONENFORSCHUNG: *VME Trigger Module TRIVA3-7*. [https://www.gsi.de/en/work/fairgsi/rare\\_isotope\\_](https://www.gsi.de/en/work/fairgsi/rare_isotope_)

- beams/electronics/data\_processing/data\_acquisition/mbs/documents.htm.  
Version: 2003 (Zitiert auf Seite 22)
- [25] DEMTRÖDER, W.: *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. Springer Berlin Heidelberg, 2006 (Springer-Lehrbuch). – ISBN 9783540351467 (Zitiert auf Seite 22)
- [26] LUTTER, R.: *MARaBOOU - A MBS and ROOT Based Online/Offline Utility*. <http://www.bl.physik.uni-muenchen.de/marabou/html>. Version: 2000 (Zitiert auf Seite 26)
- [27] THE ROOT TEAM: *Root - an Object-Oriented Data Analysis Framework*. <https://root.cern.ch/drupal/>. Version: 2015 (Zitiert auf Seite 26)
- [28] H. ESSEL, N. Kurz et a.: *The GSI Multi Branch System*. <http://www-wnt.gsi.de/daq>. Version: 2012 (Zitiert auf Seite 27)
- [29] ZALUZEC, Nestor J.: *Analytical Formulae for Calculation of X-Ray Detector Solid Angles in the Scanning and Scanning/ Transmission Analytical Electron Microscope*. <http://tpm.amc.anl.gov/NJZTools/XEDSSolidAngle.html>. Version: 2014 (Zitiert auf Seite 30)
- [30] LISE GROUP: *LISE ++*. <http://www.lise.nsl.msu.edu/lise.html>. Version: 1985-2015 (Zitiert auf Seite 30)
- [31] MAKEK, Mihael: *Development of a Silicon Detector System for Proton Detection and Triple Coincidence Measurements in Electron Scattering on C 12 Nuclei*, University of Zagreb, Diss., 2009 (Zitiert auf Seite 36)
- [32] VOGT, Andreas: *hdtvfinder.py: a hdtv/root-based peakfinder, peakfitter and calibration macro*. <http://www.ikp.uni-koeln.de/~avogt>. Version: 2015 (Zitiert auf Seite 40)
- [33] PYTHON SOFTWARE FOUNDATION: *Python Language Reference, version 2.7*. <http://www.python.org>. Version: 2013 (Zitiert auf Seite 40)
- [34] BRAUN, N. ; KOTTHAUS, T. ; SCHULZE, R.: *HDTV - a proposed successor to TV*. <https://www.ikp.uni-koeln.de/projects/hdtv/trac/>. Version: 2012 (Zitiert auf Seite 41)
- [35] ZIEGLER, James F. ; ZIEGLER, M.D. ; BIRSACK, J.P.: SRIM - The stopping and range of ions in matter (2010). In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 268 (2010), Nr. 11-12, S. 1818 – 1823. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2010.02.091>. – DOI 10.1016/j.nimb.2010.02.091. – 19th International Conference on Ion Beam Analysis (Zitiert auf Seite 46)
- [36] TORRESI, D. ; STANKO, D. ; PIETRO, A. D. ; FIGUERA, P. ; FISICHELLA, M. ; LATUADA, M. ; MILIN, M. ; MUSUMARRA, A. ; PELLEGRITI, M. ; SCUDERI, V. ; STRANO, E. ; ZADRO, M.: Influence of the interstrip gap on the response and the efficiency of Double Sided Silicon Strip Detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics*

- 
- Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 713 (2013), Nr. 0, S. 11 – 18. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2013.02.027>. – DOI 10.1016/j.nima.2013.02.027 (Zitiert auf Seite 52, 54, 56, 59, 60)
- [37] BLUMENFELD, Y ; AUGER, F ; SAUVESTRE, J.E ; MARÉCHAL, F ; OTTINI, S ; ALAMANOS, N ; BARBIER, A ; BEAUMEL, D ; BONNEREAU, B ; CHARLET, D ; CLAVELIN, J.F ; COURTAT, P ; DELBOURGO-SALVADOR, P ; DOUET, R ; ENGRAND, M ; ETHVIGNOT, T ; GILLIBERT, A ; KHAN, E ; LAPOUX, V ; LAGOYANNIS, A ; LAVERGNE, L ; LEBON, S ; LELONG, P ; LESAGE, A ; VEN, V.Le ; LHENRY, I ; MARTIN, J.M ; MUSUMARRA, A ; PITA, S ; PETIZON, L ; POLLACCO, E ; POUTHAS, J ; RICHARD, A ; ROUGIER, D ; SANTONOCITO, D ; SCARPACI, J.A ; SIDA, J.L ; SOULET, C ; STUTZMANN, J.S ; SUOMIJÄRVI, T ; SZMIGIEL, M ; VOLKOV, P ; VOLTOLINI, G: MUST: A silicon strip detector array for radioactive beam experiments. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 421 (1999), Nr. 3, S. 471 – 491. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)01178-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(98)01178-4). – DOI 10.1016/S0168-9002(98)01178-4 (Zitiert auf Seite 52, 59)
- [38] YORKSTON, J. ; SHOTTER, A.C. ; SYME, D.B. ; HUXTABLE, G.: Interstrip surface effects in oxide passivated ion-implanted silicon strip detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 262 (1987), Nr. 2-3, S. 353 – 358. [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(87\)90873-4](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(87)90873-4). – DOI 10.1016/0168-9002(87)90873-4 (Zitiert auf Seite 52, 59)
- [39] GRASSI, L. ; FORNERIS, J. ; TORRESI, D. ; ACOSTA, L. ; PIETRO, A. D. ; FIGUERA, P. ; FISICHELLA, M. ; GRILJ, V. ; JAKŠIĆ, M. ; LATTUADA, M. ; MIJATOVIĆ, T. ; MILIN, M. ; PREPOLEC, L. ; SKUKAN, N. ; SOIĆ, N. ; TOKIĆ, V. ; UROIĆ, M.: Study of the inter-strip gap effects on the response of Double Sided Silicon Strip Detectors using proton micro-beams. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 767 (2014), Nr. 0, S. 99 – 111. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2014.08.009>. – DOI 10.1016/j.nima.2014.08.009 (Zitiert auf Seite 53, 59)
- [40] TAKEDA, Shin'ichiro ; WATANABE, Shin ; TANAKA, Takaaki ; NAKAZAWA, Kazuhiro ; TAKAHASHI, Tadayuki ; FUKAZAWA, Yasushi ; YASUDA, Hajimu ; TAJIMA, Hiroyasu ; KURODA, Yoshikatsu ; ONISHI, Mitsunobu ; GENBA, Kei: Development of double-sided silicon strip detectors (DSSD) for a Compton telescope. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 579 (2007), Nr. 2, S. 859 – 865. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2007.05.305>. – DOI 10.1016/j.nima.2007.05.305. – Proceedings of the 6th Hiroshima Symposium on the Development and Application of Semiconductor Detectors (Zitiert auf Seite 59)
- [41] DUCHENE, G. ; FARNEA, E. ; GADEA, A. ; KORICHI, A. ; NYBERG, J. ; REITER, P. ;
-

- SIMPSON, J.: AGATA—Advanced GAMMA Tracking Array. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 668 (2012), Nr. 0, S. 26 – 58. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2011.11.081>. – DOI 10.1016/j.nima.2011.11.081 (Zitiert auf Seite 59)
- [42] BRUYNEEL, Bart: *Characterization of Segmented Large Volume, High Purity Germanium Detectors*, Universität zu Köln, Diss., 2006 (Zitiert auf Seite 59)

## Abbildungsverzeichnis

1	Elektrisches Feld in einem Halbleiter. . . . .	10
2	Vorder-, und Rückseite der DSSSD. . . . .	12
3	Aufbau und Bonding der DSSSD. . . . .	13
4	Innenraum der Stahlkammer mit angeschlossenen Bauteilen. . . . .	14
5	Pumpe mit zugehöriger Messzelle. . . . .	16
6	Vergleich der neuen und alten Durchführungen. . . . .	17
7	Gesamtansicht des Aufbaus mit Strahlkammer und Rack. . . . .	19
8	Singalverarbeitung durch die STM-16-Hauptverstärker. . . . .	20
9	Blockschaltbild der Elektronik. . . . .	23
10	Kanalzuweisung durch den ADC. . . . .	24
11	Spektren der Pulsgenerator-Messungen. . . . .	25
12	Marabou und HistPresent. . . . .	26
13	Einbau des Detektor in der Kammer und Verlauf des Leckstrom bei Erhöhung der Spannung. . . . .	29
14	Ring, Streifenspektren, Rauschband und FFT-Spektrum ohne Erdungssystem. . . . .	31
15	Erdungssystem der Vorverstärker. . . . .	33
16	Oszillationen durch abgesetzten Deckel. . . . .	33
17	Rauschband und FFT-Spektrum mit Erdungssystem. . . . .	34
18	Peakform in Abhängigkeit der Betriebsspannung. . . . .	37
19	Beispielspektrum einer Vormessung. . . . .	38
20	Prüfung der Zuordnung der Streifen- und Ringreihenfolge. . . . .	39
21	Abbildung aller funktionstüchtigen Segmente. . . . .	40
22	Eventanzahl für alle Streifen und Ringe. . . . .	41
23	Vergleich der unkalibrierten und kalibrierten Spektren nach der Hauptmessung. . . . .	42
24	Energieauflösung der Ringe und Streifen. . . . .	43
25	Stabilität der Eichung. . . . .	45
26	Multiplizitätsvektor. . . . .	46
27	Simulation von Alphateilchen beim Eindringen in eine Siliziumschicht. . . . .	47
28	Streifen- und Ringmultiplizitäten. . . . .	48
29	Analyse Korrelationsspektrum zwischen Streifen 7 und 8. . . . .	50
30	Korrelationsspektren zwischen kurzgeschlossenen Streifen und zwischen zwei Ringen. . . . .	50
31	Crosstalk-Parameter für Streifen. . . . .	52
32	Korrelationsspektrum zwischen benachbarten Ringen. . . . .	53

33	Crosstalk-Parameter für Ringe. . . . .	53
34	Korrelationsspektrum zwischen Ring 1 und 3, Korrelation bei gedrehtem Detektoranordnung. . . . .	54
35	Analyse Korrelationsspektrum zwischen Vorder-, und Rückseite. . . . .	55
36	Die detektierte Energie des Ring 20 mit Streifen als Trigger. . . . .	57
37	Vergleich der Spektren mit und ohne Korrektur. . . . .	58
38	Torresi <i>et al.</i> Korrelationsspektrum. . . . .	60

## Tabellenverzeichnis

1	Spezifikationen der DSSSD-Detektoren. . . . .	13
2	Belegungsplan Vorverstärker, STM und ADC . . . . .	21
3	Pulserspektrum mit Spitzenspannung, Kanalzuweisung Kanalhöhe und Halbwertsbreite . . . . .	24
4	Leckströme während der Inbetriebnahme der Detektoren. . . . .	29
5	Energien, Aktivitäten und Halbwertszeiten der verwendeten Triple-Alpha-Quelle. . . . .	30
6	Auflösungen von Streifen und Ringen. . . . .	44
7	Anteil der Multiziplicitäten. . . . .	47
8	Auflistung der defekten Streifen und Ringe. . . . .	49
9	Auflösungswerte der DSSSD Sun 16. . . . .	61
10	Auflösungswerte der DSSSD F 28. . . . .	62



## Danksagung

Herrn Professor Dr. Peter Reiter danke ich herzlich für die Bereitstellung des vielseitigen und interessanten Themas und für seine Betreuung und stete Bereitschaft zur Diskussion während der Durchführung der Arbeit. Ich danke weiterhin herzlich Herrn Professor Dr. Jan Jolie für die Zweitkorrektur.

Ich danke ganz besonders Herrn Andreas Vogt für den immensen Arbeits- und Zeitaufwand bei der Inbetriebnahme des Aufbaus, der Auswertung und der Interpretation der erzielten Ergebnisse. Auch möchte ich mich für die Hilfe bei der grafischen Aufbereitung der Abbildungen bedanken.

Weiterhin danke ich Herrn Dr. Benedikt Birkenbach für die viele Arbeit und Mühe beim Einrichten des Messrechners. Ebenso möchte ich mich für die vielen intensiven Diskussionen bei denen viele neue Erkenntnisse gewonnen wurden bedanken.

Gleichermaßen danke ich Herrn Dr. Herbert Hess, Herrn Dr. Nigel Warr, Herrn Kai Wolf, und Herrn Rudi Lutter aus München für die intensive Hilfestellung sowohl beim Aufbau als auch bei der späteren Analyse.

Neben den Werkstätten des IKP möchte ich aus meiner Arbeitsgruppe insbesondere Herrn Konrad Arnswald, Herrn Rouven Hirsch, Herrn David Schneiders, Herrn Dr. Michael Seidlitz und Herrn Tim Steinbach für viele anregende Diskussionen und konstruktive Hilfestellungen danken.



## Eidesstattliche Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich meine Bachelorarbeit selbstständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Köln, den 21. Juli 2015

---

Levent Kaya