

# **Monte-Carlo-Studien über den Rückstoßprotonendetektor des COMPASS-Experiments**

Jonas Aufdermauer

Bachelorarbeit in Physik  
angefertigt im Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität  
Bonn

Oktober 2018

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

Bonn, .....  
Datum

.....  
Unterschrift

1. Gutachter: Prof. Dr. Bernhard Ketzer
2. Gutachter: Prof. Dr. Klaus Desch

# Abstract

---

In this thesis, the recoil proton of the reaction  $\pi^- + p \rightarrow X + p$  measured by the recoil proton detector (RPD) of the COMPASS experiment is compared with the recoil protons simulated by TGEANT and digitized as well as reconstructed by the RPD helper class. For this I analyze three different sets of data: The data TGEANT simulates (Monte-Carlo-Generated, short MCG), this exact same data after digitization and reconstruction (Monte-Carlo-Reconstructed, short MCR) and real data (short RD). As part of this thesis, the LH2-Hadron-Target is completed and the necessary steps are documented. In addition, the z-position resolution of the primary vertex reconstruction was determined as  $\sigma_z = (1,591 \pm 0,001)$  cm. The analysis of the simulated recoil proton already got examined by Christian Dreisbach in his diploma thesis [1] with COMGEANT. Therefore, this is an upgrade from COMGEANT(GEANT3) to TGEANT(GEANT4).



# Zusammenfassung

---

In dieser Arbeit wird das mit dem Rückstoßprotonendetektor (RPD) des COMPASS-Experiments erfasste Rückstoßproton der Reaktion  $\pi^- + p \rightarrow X + p$  mit von TGEANT simulierten und von der RPD-Helper-Klasse digitalisierten sowie rekonstruierten Rückstoßprotonen verglichen und auf dessen Basis die Monte-Carlo-Simulation optimiert. Dazu analysiere ich drei Datensätze: Die Daten, die TGEANT simuliert (Monte-Carlo-Generiert, kurz MCG), diese werden dann digitalisiert sowie rekonstruiert (Monte-Carlo-Rekonstruiert, kurz MCR) und dann analysiere ich noch echte Daten (real data, kurz RD). Während dieser Arbeit wurde das LH2-Hadron-Target vervollständigt und die einzelnen Schritte dokumentiert. Außerdem wurde die Auflösung der z-Position des primären Vertex der Reaktion wurde als  $\sigma_z = (1,591 \pm 0,001)$  cm bestimmt. Die Analyse der simulierten Rückstoßprotonen wurde zuvor von Christian Dreisbach in seiner Diplomarbeit [1] auf Basis von COMGEANT bereits durchgeführt. Es handelt sich hierbei um eine Aufwertung von COMGEANT (GEANT3) auf TGEANT(GEANT4).



# Inhaltsverzeichnis

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Energieverlust von Protonen in Materie</b>	<b>3</b>
2.1	Bethe-Bloch-Formel	3
2.2	Einfluss statistischer Fluktuationen	4
2.2.1	Die Landauverteilung	4
2.2.2	Faltung	5
<b>3</b>	<b>Das COMPASS-Experiment</b>	<b>7</b>
3.1	Überblick	7
3.2	Target	9
3.3	Monte-Carlo-Simulation in TGEANT	10
3.4	Rückstoßprotonendetektor (RPD)	12
3.4.1	RPD in TGEANT	13
3.4.2	RPD als Trigger	13
3.4.3	RPD in der Rekonstruktion mithilfe der RPD-Helfer-Klasse	14
<b>4</b>	<b>Generierte Monte-Carlo-Daten</b>	<b>17</b>
4.1	Überprüfung der kinematischen Verteilung der produzierten Teilchen	17
4.1.1	Kinetische Energie der Rückstoßprotonen	18
4.1.2	Vertexverteilung	18
4.1.3	Winkelverteilung der Rückstoßprotonen	20
4.2	Geometrische Akzeptanz des RPD in TGEANT	21
4.3	Energieverluste	23
4.3.1	Energieverluste in den Ringen	23
4.3.2	Energieverluste im Kryostat	25
<b>5</b>	<b>Vergleich von Monte-Carlo-Daten vor und nach der Rekonstruktion</b>	<b>27</b>
5.1	Energieverteilung der Rückstoßprotonen	27
5.1.1	Auflösung der Energierekonstruktion	28
5.2	Winkelverteilung und z-Positionen	28
5.3	Energiedeponierung	30
5.3.1	Auflösung der Rekonstruktion der Energiedeponierung	30
5.4	Der primäre Vertex	32
5.4.1	Verteilung	32
5.4.2	Güte der Rekonstruktion	33
<b>6</b>	<b>Vergleich rekonstruierter Monte-Carlo-Daten mit echten Daten</b>	<b>35</b>
6.1	Energieverteilung der Rückstoßprotonen	35

6.2	Winkelverteilung und z-Positionen . . . . .	36
6.3	Energiedeponierung . . . . .	36
6.3.1	Verteilung des primären Vertex . . . . .	38
<b>7</b>	<b>Fazit und Ausblick</b>	<b>41</b>
	<b>Literatur</b>	<b>43</b>
<b>A</b>	<b>Quantenzahlen</b>	<b>45</b>
<b>B</b>	<b>Fehler auf den Azimutwinkel <math>\phi</math> des RPD</b>	<b>47</b>
<b>C</b>	<b>Wie arbeitet TGEANT?</b>	<b>49</b>
<b>D</b>	<b>Das LH2-Target in TGEANT</b>	<b>51</b>
D.1	Ausgangssituation . . . . .	51
D.2	Implementierung . . . . .	51
D.3	Verbesserungsvorschläge . . . . .	51
<b>E</b>	<b>Beweis zur Koplanarität</b>	<b>55</b>
<b>F</b>	<b>Histogramme mit altem Target</b>	<b>57</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>61</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>63</b>

## Einleitung

Teilchen können mittels der vier fundamentalen Wechselwirkungen interagieren: Gravitation, elektromagnetische Wechselwirkung, schwache Wechselwirkung und starke Wechselwirkung. Die letzteren drei Wechselwirkungen werden im sogenannten Standardmodell zusammengefasst. Innerhalb des Standardmodells wirft besonders die starke Wechselwirkung Fragen auf, von denen man hofft, sie mithilfe des COMPASS-Experiments verstehen und beantworten zu können.

Dazu versucht man unter anderem Mesonen<sup>1</sup> mit theoretisch nicht möglichen  $J^{PC}$  Kombinationen (siehe dazu Anhang A), sogenannte *exotische Mesonen*, mittels diffraktiver Streuung zu produzieren und zu spektroskopieren. Normalerweise bestehen Mesonen aus einem Quark-Antiquark-Paar. Exotische Mesonen können beispielsweise noch ein Gluon enthalten, welches zu den Quantenzahlen beiträgt (Hybrid) oder aus vier Quarks bestehen (Tetraquarks).

In der Reaktion  $\pi^- + p \rightarrow X + p$  (siehe Abbildung 1.1), bei der ein Pion an einem Proton unter dem Austausch eines Pomerons ( $\mathbb{P}$ )<sup>2</sup> diffraktiv streut, wird aktuell<sup>3</sup> untersucht, ob eine Resonanz  $X$  mit exotischen Quantenzahlen erzeugt wurde. Die vorwärts (also in z-Richtung) geschobene (boosted) Resonanz zerfällt in  $\pi^-$  und  $\eta$ , welches wiederum in  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  und  $\pi^0$  zerfällt.

Das  $\pi^0$  zerfällt dann noch in zwei  $\gamma$ -Photonen, die dann zusammen mit den geladenen Pionen vom Vorwärtsspektrometer detektiert und vermessen werden. Das in einem Rückstoßwinkel von  $40^\circ$  bis maximal  $90^\circ$  auslaufende Proton wird Rückstoßproton genannt und in dieser Arbeit mitsamt seinem Detektor, dem Rückstoßprotonendetektor (RPD), auf den Ebenen der generierten Monte-Carlo-Daten (MCG), der rekonstruierten Monte-Carlo-Daten (MCR) und den echten Daten (RD) untersucht. Genaueres zur Monte-Carlo (MC) Simulation befindet sich in Kapitel 3.3.

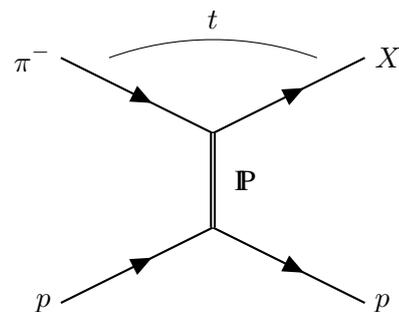


Abbildung 1.1: Streuung eines  $\pi^-$  an einem  $p$

<sup>1</sup> Mesonen sind Teilchen, die aus Quarks bestehen und einen ganzzahligen Spin haben.

<sup>2</sup> Ein Pomeron ist ein Austauscheteilchen, das bestimmte Eigenschaften besitzt. Es kann unter anderem als „Gluonenleiter“ beschrieben werden.

<sup>3</sup> 2017 ist ein Paper zur einer neuartigen Analyse der  $\eta\pi$ -Tensorresonanz anhand von COMPASS-Daten erschienen [2].



## Energieverlust von Protonen in Materie

### 2.1 Bethe-Bloch-Formel

Das Proton ist ein einfach positiv geladenes Teilchen, das wesentlich schwerer als das Elektron ist ( $\frac{m_p}{m_e} \approx 1836$ ). Im COMPASS-Experiment wird die Energie des Rückstoßprotons in einem Bereich erwartet, in dem die Hauptwechselwirkungen Ionisations- und Anregungsprozesse sind. Außerdem sind die Szintillatorplatten des RPDs aus einem homogenen Material gebaut [3]. Damit erfüllt das System die Voraussetzungen, um den Energieverlust der Protonen durch die Bethe-Bloch-Formel zu beschreiben [4]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K \frac{Z}{A} \rho \frac{z^2}{\beta^2} \cdot \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} - \frac{C(\beta\gamma, I)}{Z} \right] \quad (2.1)$$

$K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0,307 \text{ MeV cm}^2 \text{ mol}^{-1}$ , mit dem klassischen Elektronenradius:

$r_e = e^2 / (4\pi\epsilon_0 m_e c^2) \approx 2,8 \text{ fm}$

$Z, A$ : Kernladungszahl und Massenzahl des Mediums.

$\rho, I$ : Teilchendichte und mittlere Ionisierungsenergie des Mediums.

$z, \beta$ : Ladung und Geschwindigkeit des Projektilteilchens.

$T_{\max}$ : Maximaler Energieübertrag auf ein Hüllenelektron, der sich beim zentralen Stoß ergibt.

$\delta$ : Dichtekorrektur, die bei hohen Energien wichtig wird.

$\frac{C}{Z}$ : „Schalenkorrektur“, die für kleine  $\beta$ -Werte wesentlich ist.

Für eine Herleitung und genauere Informationen über die Gültigkeit der Gleichung siehe [4].

In dieser Arbeit betrachte ich Rückstoßprotonen mit  $\beta\gamma \in [0,02; 1,4]$  (ungefähre Angaben). Dies befindet sich genau zwischen dem Bereich niedriger Energie ( $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \propto 1/\beta^2$ ) und hoher Energien ( $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \propto \ln(\gamma) + \text{const}$ ) und vor dem minimal-ionisierenden Bereich von  $(\beta\gamma)_{\min} = 3 - 4$ . Deshalb gestaltet es sich sehr schwierig, eine Energierekonstruktion anhand der Energiedeposition der Protonen durchzuführen. Die Gleichung ist (ohne den Korrekturterm  $C/Z$ ) in Abbildung 2.1 für verschiedene Materialien und Teilchen dargestellt.

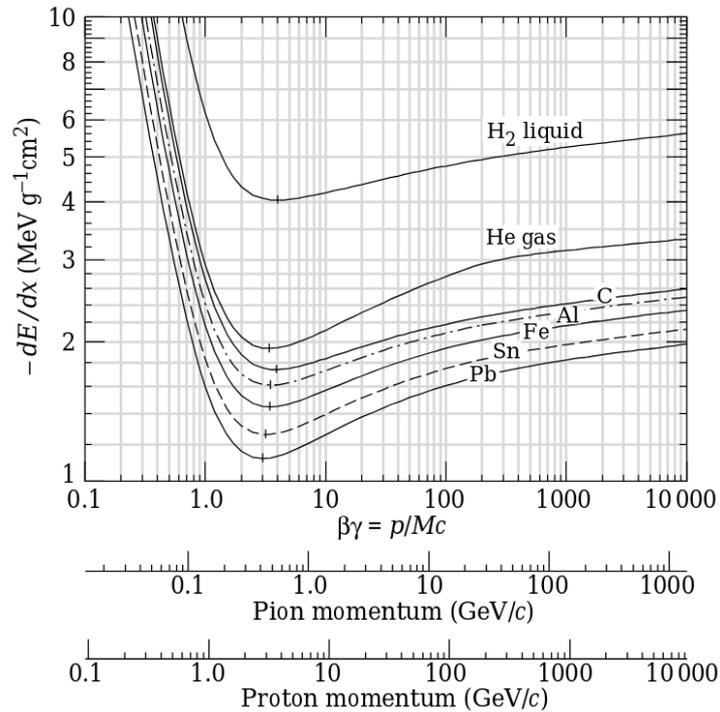


Abbildung 2.1: Doppellogarithmische Auftragung der Bethe-Bloch-Gleichung ohne Schalenkorrektur für verschiedene Materialien und Strahlteilchen [5](modifiziert).

## 2.2 Einfluss statistischer Fluktuationen

### 2.2.1 Die Landauverteilung

Die folgenden Informationen samt Formeln sind aus [4] entnommen: Betrachtet man den Energieverlust  $\Delta E$  auf einer festen Weglänge  $\Delta x$ , so folgt dieser einer im Intervall zwischen minimalem und maximalem Energieverlust normierten Wahrscheinlichkeitsverteilung  $f(\Delta E; \Delta x)$  [4]:

$$\int_{\Delta E_{\min}}^{\Delta E_{\max}} f(\Delta E; \Delta x) d\Delta E = 1$$

Dieser Energieverlust setzt sich aus vielen Einzelenergieverlusten  $\delta E$  in Form von Stößen der geladenen Teilchen mit den Elektronen des Materials zusammen. Wären diese einzelnen Beiträge  $\delta E_n$  statistisch unabhängig zu  $\Delta E$ , so würde aus dem zentralen Grenzwertsatz folgen, dass  $\Delta E$  für  $N \rightarrow \infty$  normalverteilt wäre. Dies ist jedoch in der Realität nicht der Fall, denn die Fluktuationen der Energieüberträge in den Einzelkollisionen führen im Allgemeinen zu einer asymmetrischen Verteilungsfunktion  $f(\Delta E; \Delta x)$ , die, entsprechend den vielen Anregungs- und Ionisationsprozessen mit kleinem Energieverlust, einen gaußförmigen Anteil und einen Ausläufer zu großen Energieverlustwerten hat, der auf unwahrscheinliche, „harte

Stöße“ [4], bei denen viel Energie auf einzelne, sogenannte  $\delta$ -Elektronen<sup>1</sup>, übertragen wird. Aufgrund der Asymmetrie unterscheidet man zwischen dem wahrscheinlichsten Energieverlust, der dem Maximum der Verteilung entspricht, und dem mittleren Energieverlust, der einem Wert bestimmter Energie in der Bethe-Bloch-Gleichung entspricht. Eine typische dieser „Landau-Verteilungen“ (in beliebigen Einheiten) befindet sich in Abbildung 2.2.

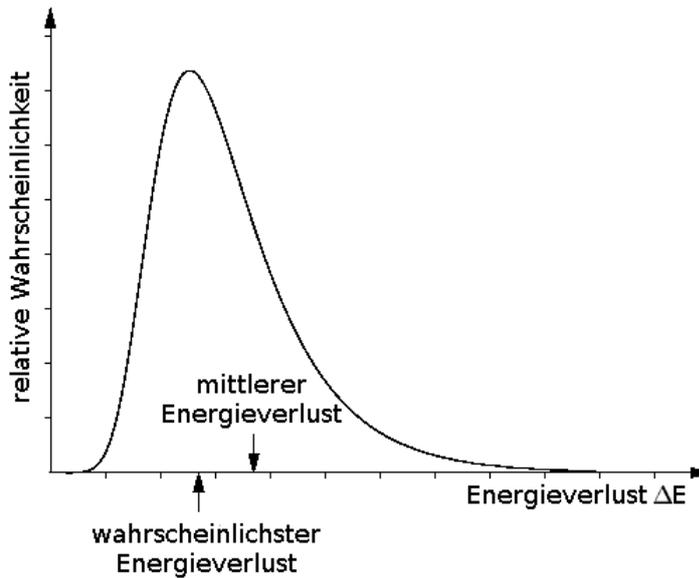


Abbildung 2.2: Landau-Verteilung in beliebigen Einheiten [6](modifiziert).

### 2.2.2 Faltung

Als Faltung von Funktionen bezeichnet man in der Mathematik folgendes:

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} g(y)h(x - y) dy$$

In meinem Fall ist Faltung etwas komplizierter, da die Landauverteilung für eine Energieverteilung  $L(E_{\text{dep}}, E, \Delta x)$  drei Freiheitsgrade, nämlich die Energiedeposition  $E_{\text{dep}}$ , die Energie  $E$  und die Weglänge  $\Delta x$  hat. Die Energieverteilung  $P(E)$  der Rückstoßprotonen ist hingegen nur von der Energie abhängig. Die resultierende Energiedepositionsverteilungsfunktion  $f(E_{\text{dep}}; \Delta x)$  ist allerdings nur von der Energiedeposition abhängig. Also müssen wir die Funktionen  $L(E_{\text{dep}}, E, \Delta x)$  und  $P(E)$  um die Energie falten:

$$f(E_{\text{dep}}, \Delta x) = \int_{-\infty}^{\infty} L(E_{\text{dep}}, E, \Delta x)P(E) dE$$

<sup>1</sup>  $\delta$ -Elektronen sind Elektronen, die kinetische Energien im keV-Bereich haben und damit eine mittlere freie Weglänge, die groß genug ist, um weitere Elektronen anzuregen und zu ionisieren.



## Das COMPASS-Experiment

### 3.1 Überblick

Das COMPASS-Experiment (COmmon MUon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy) ist ein Fixed-Target-Experiment am SPS (Super Proton Synchrotron) des CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire). Das Experiment ist ein zweistufiges Vorwärtsspektrometer, das Spurrekonstruktion anhand von geladenen Teilchen durchführt. Das Experiment ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

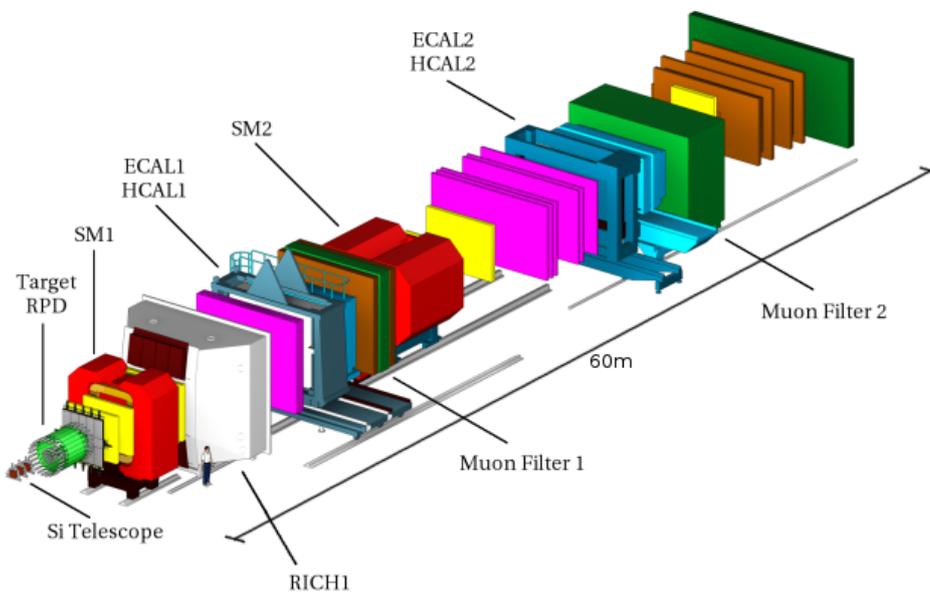


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Aufbaus vom COMPASS-Experiment von 2008 [3](modifiziert).

Es besteht im hier betrachteten Aufbau von 2008 aus dem LH2-Hadron-Target aus flüssigem Wasserstoff, dem RPD, dem Strahlteleskop (Si Telescope), zwei elektromagnetischen Kalorimetern (ECAL), zwei hadronischen Kalorimetern (HCAL), Komponenten zur Myonenidentifikation (Muon Filter), einem auf einen Ring abbildenden Cerenkov-Detektor (RICH) zur Teilchenidentifikation und zwei Magnetspulen (SM). Desweiteren ist ein komplexes Triggersystem installiert, auf das ich in Kapitel 3.4.2 eingehe.

Der benutzte Strahl besteht zunächst aus Protonen aus dem SPS mit einem Impuls von  $400 \text{ GeV}/c$ , die an einem  $500 \text{ mm}$  dicken Berylliumfilm gestreut werden und dabei einen Teilchenstrahl erzeugen, der nach Ladungs- und Impulsselektion am COMPASS-Target  $96.8\%$  Pionen,  $2.4\%$  Kaonen und  $0.8\%$  Antiprotonen mit einem Einzelteilchenimpuls von  $(190,0 \pm 1,4) \text{ GeV}/c^2$  enthält [3]. Diese Teilchen werden mithilfe eines CEDAR (Cerenkov-Detektor) identifiziert, sodass man die für die  $\eta\pi^-$ -Reaktion relevanten Strahl- $\pi^-$  selektieren kann. Alle Teilchen werden dann am Target gestreut und man kann die Reaktionen den einzelnen Strahlteilchen zuordnen. In dieser Arbeit werde ich mich hauptsächlich auf den RPD und das Target konzentrieren. Für genauere Informationen über die einzelnen Detektorkomponenten des Experiments siehe [3].

## 3.2 Target

Das Target des COMPASS-Experiments ist eine 400 mm lange zylindrische Mylarzelle mit einem Durchmesser von 35 mm, die mit flüssigem Wasserstoff befüllt ist. Außen befindet sich noch das 1,8 mm dicke Aluminiumkryostat, Isolationsmaterial und Befestigung zwischen Target und dem inneren Ring, die zu einer zusätzlichen Abbremsung des Rückstoßprotons im Target führen. Diese muss später bei der Energiekorrektur mit einbezogen werden. Sein Mittelpunkt ist bei  $z = -485$  mm positioniert (siehe dazu auch Abbildung 3.4). Im Anhang D befindet sich eine detaillierte Beschreibung, wie ich das bestehende, unvollständige Target in TGEANT vervollständigt habe.

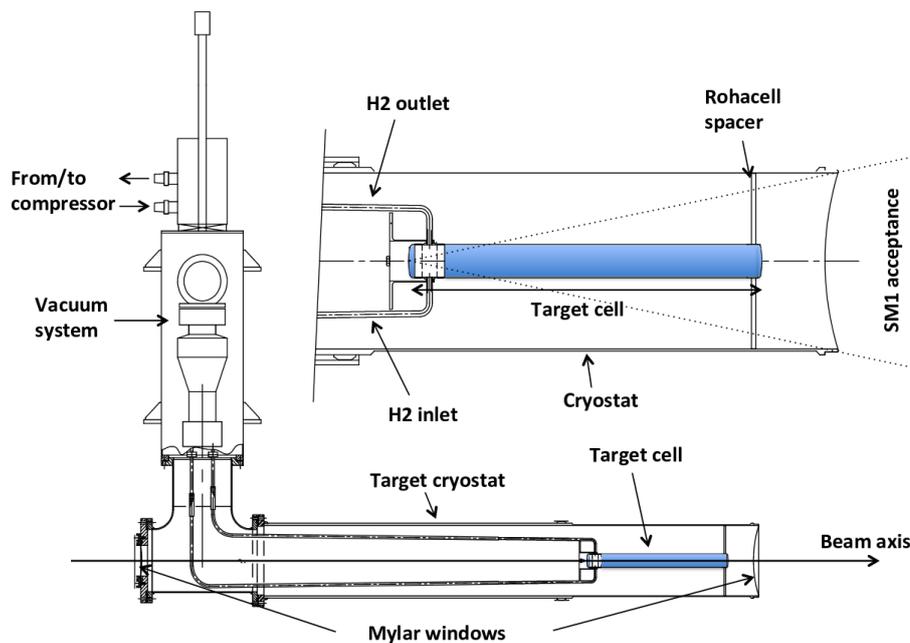


Abbildung 3.2: Geometrie des LH<sub>2</sub>-Targets mit Kryostat, Vakuumsystem samt Kompressor, Mylarfenstern und vergrößertem Bild von Targetzelle und H<sub>2</sub>-Befüllungssystem. Die Strahlachse (Beam axis) ist hier die z-Achse[3].

### 3.3 Monte-Carlo-Simulation in TGEANT

TGEANT ist eine GEANT4<sup>1</sup> basierte Monte-Carlo-Simulationssoftware für das COMPASS-Experiment. Bei einer Monte-Carlo-Simulation werden zufällige, jedoch gleichartige Ereignisse simuliert, deren Analyse ein wichtiges Element beim Verständnis der Physik und der Optimierung von Detektoren ist. Bisherige Monte-Carlo-Simulationen wurden mit dem auf GEANT3 basierenden COMGEANT durchgeführt. Dieses ist jedoch ein 32-bit basiertes Programm, das demensprechende Nachteile mit sich bringt.

Waldemar Renz hat in seiner Bachelorarbeit [7] ein sogenanntes „Plug-In“ für TGEANT programmiert, mithilfe dessen man die Reaktion  $\pi^- + p \rightarrow \eta + \pi^- + p$  simulieren kann. Trifft der Strahl auf das LH<sub>2</sub> Target des COMPASS-Experiments, so generiert dieses Plug-In den Phasenraum für die Reaktion und die entsprechenden Teilchen. Diese propagieren dann durch die Detektoren und TGEANT simuliert Reaktionen der Teilchen mit dem Detektormaterial, sogenannte „MC-Hits“ (MC-Treffer). Diese sind bis auf Maschinengenauigkeit präzise und werden in `.tgeant` (MCG) Dateien abgespeichert. Wie diese Treffer genau generiert werden, habe ich im Anhang anhand einer Ablaufabelle erläutert, die sich im Anhang C befindet.

Dann kommt es zu einem Unterschied in der Behandlung von RPD-Treffern und den Treffern in anderen Detektoren: RPD-Treffer werden von CORAL<sup>2</sup> lediglich in `.mDST` Dateien geschrieben, damit sie von PHAST<sup>3</sup> verstanden werden können. Die übrigen Treffer in den anderen Detektoren werden von CORAL, falls es sich um echte Daten handelt, decodiert und, falls es sich um Monte-Carlo-Daten handelt, digitalisiert. Beide Daten werden anschließend geclustert und rekonstruiert. Die rekonstruierten echten Daten bezeichne ich, wie in der Einleitung bereits erwähnt, als RD und die rekonstruierten Monte-Carlo-Daten als MCR. In CORAL finden auch die Teilchenidentifikation und Rekonstruktion des primären Vertex statt. Die Rekonstruktion des Rückstoßprotons findet vollständig in PHAST mithilfe der RPD-Helper-Klasse – die jedoch auf bestimmte rekonstruierte Daten, wie zum Beispiel den rekonstruierten primären Vertex von CORAL zugreift – statt. Genaueres zur Rekonstruktion des Rückstoßprotons befindet sich in Kapitel 3.4.3.

Abschließend werden alle Daten in PHAST analysiert. Dieses erzeugt daraus feiner selektierte Daten in sogenannten `.μDST` Dateien (oft auch einfach wieder als `.mDST` Dateien bezeichnet, da sie wieder mit PHAST analysiert werden können) und speichert die Ergebnisse in Form von Histogrammen und sogenannten „Trees“ in ROOT<sup>4</sup>. Den Ablauf der Datenverarbeitungskette habe ich in Abbildung 3.3 schematisch dargestellt.

---

<sup>1</sup> GEANT4 (**GE**ometry **ANd** **T**racking) ist ein Simulations- und Datenanalysepaket, das alle für die moderne Teilchenphysik relevanten Wechselwirkungen und Detektormaterialien beinhaltet.

<sup>2</sup> CORAL (**COMPASS** **R**econstruction and **A**nalysis **AL**gorithm) ist ein Programm mit einem Rekonstruktionsalgorithmus, mithilfe dessen COMPASS-Daten unter anderem rekonstruiert werden.

<sup>3</sup> Das **PH**ysics **A**nalysis **S**oftware **T**ool (PHAST) wird im COMPASS Experiment benutzt, um rekonstruierte Daten zu analysieren.

<sup>4</sup> ROOT ist eine wissenschaftliche Bibliothek für C++, das alle Funktionen für die Analyse großer Datensätze enthält.

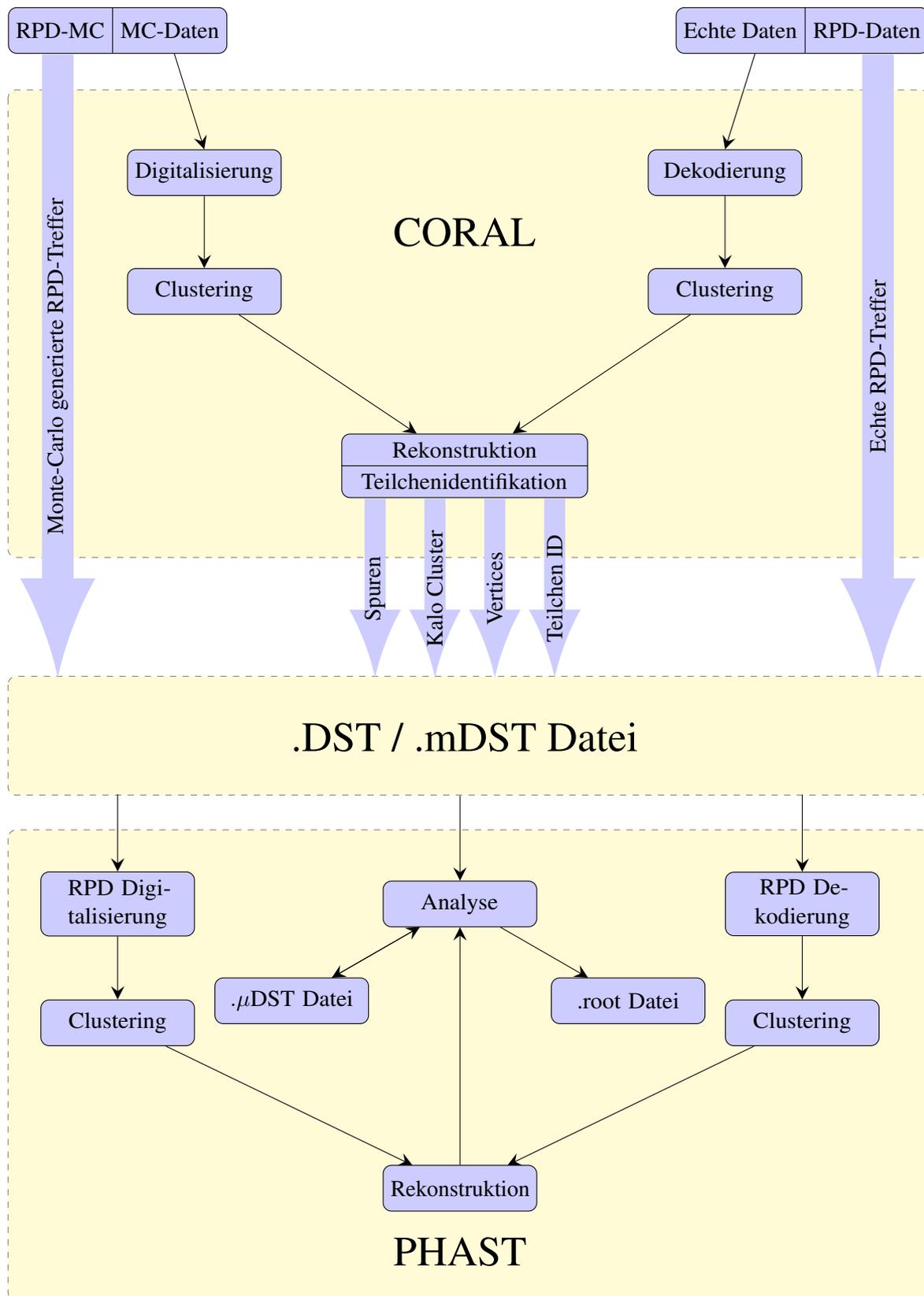


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Datenverarbeitungskette für echte und simulierte Daten (inspiriert an [8]).

### 3.4 Rückstoßprotonendetektor (RPD)

Der RPD ist ein Szintillationsflugzeitdetektor, der als Trigger und zur Rekonstruktion der Rückstoßprotonen im COMPASS-Experiment eingesetzt wird. Er besteht aus zwei Hohlzylindern. Die geometrischen Eigenschaften sind in Tabelle 3.1 ersichtlich. Eine technische Zeichnung mit den Abmessungen ist in Abbildung 3.4 hinterlegt. Die inneren Szintillatoren der Baureihe BC-404 der Firma St. Gobain [3] aus Plastik (Polyvinyltoluen) haben eine Abklingzeit von 1,8 ns, die äußeren Szintillatoren wurden im IHEP Protvino hergestellt, über ihre Abklingzeit liegen keine Informationen vor. An beiden Enden der Szintillatoren sind Glasfasern und EMI 9813B Photomultiplier [3] zur Auslese der Signale angebracht. Über die Zeitdifferenz der Signale upstream und downstream (Strahl aufwärts beziehungsweise abwärts) kann man eine Aussage über den Öffnungswinkel  $\theta$  treffen, der später zur Energierekonstruktion der Rückstoßprotonen wichtig ist (siehe dazu auch 3.4.3).

Attribut	Ring 1	Ring 2
Radius / mm	120	750
Anzahl Szintillatoren	12	24
Dicke / mm	5	10
Länge / mm	500	1150
Breite / mm	66	200
Maximaler Winkel / °	103,1	130,3
Minimaler Winkel / °	14,2	40,2

Tabelle 3.1: Geometrische Eigenschaften der RPD Ringe [3].

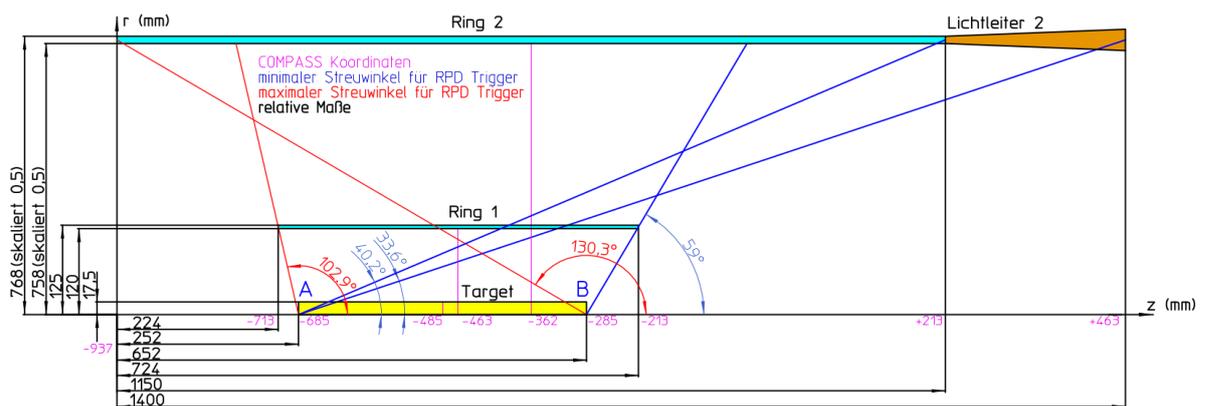


Abbildung 3.4: Technische Zeichnung des RPD. Einige Werte sind aus [1] entnommen. Der Targetmittelpunkt liegt auf der z-Achse.

Die Tabellenwerte für die Winkel kann man mittels trigonometrischer Beziehungen aus der technischen Zeichnung 3.4 berechnen. Der maximale Winkel, bei dem beide Ringe getroffen werden können ist laut Tabelle 3.1  $130,3^\circ$  und der minimale Winkel  $40,2^\circ$ . Laut [1] besteht der Lichtleiter 2 aus dem selben

optischen Material wie der äußere Ring, weswegen er eine aktive Komponente des Detektors ist. Unter dieser Betrachtung würde sich der minimale Winkel auf  $33,6^\circ$  reduzieren.

### 3.4.1 RPD in TGEANT

Wie der RPD in der TGEANT Visualisierung aussieht ist, in Abbildung 3.5 dargestellt. Dort ist der RPD mitsamt seinen Szintillatorplatten (gelb), Lichtleitern (grau), PMTs (grün) und der Außenhülle (blau) implementiert. In der Mitte ist noch das Target und das Kryostat in grau zu sehen (genaueres zum Target in TGEANT befindet sich in Anhang D). Außerdem befindet sich in TGEANT das konische Kryostat der Silicons 4 und 5 am RPD (rot), dieses ist nicht zu verwechseln mit dem Targetkryostat. Die Aufnahme ist so gemacht, dass man in Strahlrichtung auf den RPD guckt.

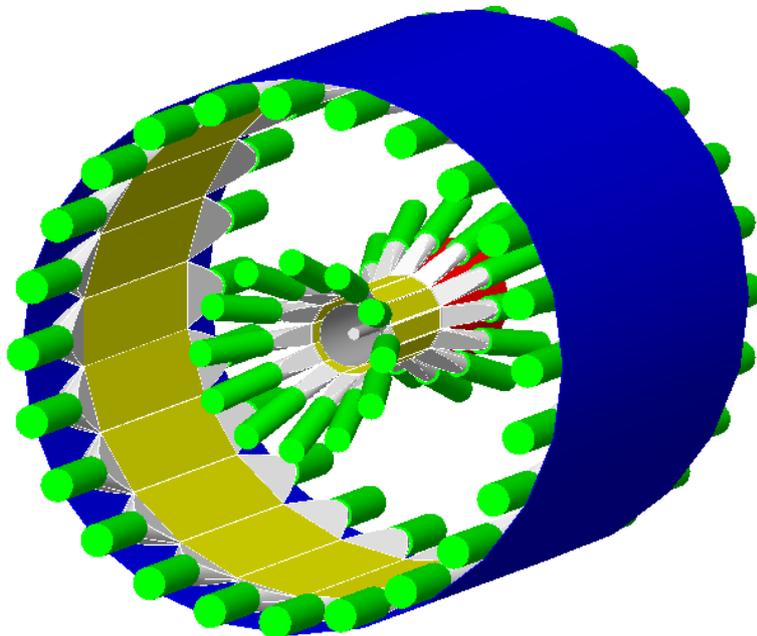


Abbildung 3.5: Bildschirmaufnahme des RPD mitsamt Target in der Visualisierung von TGEANT.

### 3.4.2 RPD als Trigger

Zur Datennahme wird der Diffractive Trigger (DT0) verwendet, welcher eine Kombination aus Strahltrigger, RPD und Nicht-Veto ist. Damit der RPD sein OK gibt, müssen einige Bedingungen erfüllt sein: Das Rückstoßproton muss in beiden Ringen gemessen worden sein, die Protonmultiplizität muss 1 betragen, der 3er Impulsvektor muss sinnvoll sein. Damit der RPD überhaupt anspricht, muss ein bestimmter Energieverlustgrenze (Threshold) überschritten werden (siehe dazu auch Kapitel 4.3.1). Desweiteren triggert der RPD nur, wenn Szintillatorplatten beider Ringe getroffen wurden, die sich mit einer geraden Linie verbinden lassen, um Rauschen oder falsche Koinzidenzen zu unterdrücken. Diese Triggerlogik ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

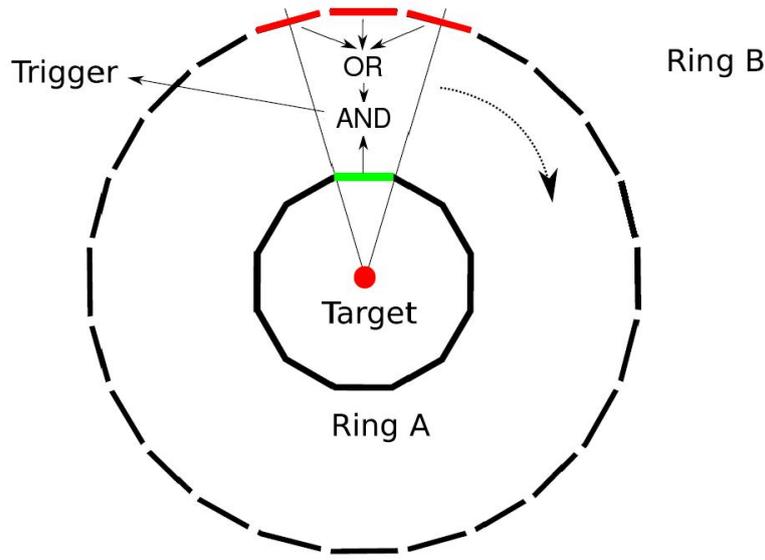


Abbildung 3.6: Triggerlogik des RPD auf einem FPGA-Chip [9].

Der Ausdruck für die Triggerlogik lässt sich laut [3] folgendermaßen darstellen:

$$RPD = \bigvee_{i=1}^{12} A_{i,\text{down}}^{\text{Low}} \wedge \bigvee_{j=2i-1}^{2i+1} (A_i^{\text{Low}} B_j^{\text{High}} \vee A_i^{\text{High}} B_j^{\text{Low}}) \quad (3.1)$$

Dabei ist die Koinzidenz zwischen den Low(High)-Threshold Signalen der up- und downstream PMTs im inneren (äußeren) Ring mit  $A_i^{\text{Low(High)}} (B_j^{\text{Low(High)}})$  bezeichnet. Die Signale von den downstream PMTs  $A_{i,\text{down}}^{\text{Low}}$  werden hier mit einbezogen, um die zeitliche Schwankung im Bezug auf den Strahltrigger zu minimieren. Genaueres dazu ist in [3] beschrieben.

### 3.4.3 RPD in der Rekonstruktion mithilfe der RPD-Helfer-Klasse

Wie bereits in Kapitel 3.3 erläutert, wird das Rückstoßproton im Gegensatz zu anderen Teilchen nicht in CORAL, sondern erst in PHAST von der RPD-Helfer-Klasse rekonstruiert. Mithilfe des RPD wird dort der Vierervektor des Rückstoßprotons bestimmt. Sobald ein Teilchen in den RPD eintritt und die Triggerbedingungen (siehe Kapitel 3.4.2) erfüllt, wird davon ausgegangen, dass es sich um ein Proton handelt, wodurch die invariante Masse bereits als die eines Protons angenommen wird.

Über die Zeitdifferenz, mit der die Signale an den up- und downstream angebrachten PMTs ankommen ( $\Delta t_{1/2} = t_{\text{up}, 1/2} - t_{\text{down}, 1/2}$ ), wird dann die z-Position des Treffers  $z_{1/2} = c_{\text{med}, 1/2} \cdot \Delta t_{1/2} / 2 + z_{\text{Target}} + V$  im jeweiligen Ring bestimmt, wobei  $c_{\text{med}, 1/2}$  die Mediumslichtgeschwindigkeit im korrespondierenden Ring und  $z_{\text{Target}} = -48\text{cm}$  die (ungefähre, laut der RPD-Helfer-Klasse „zu kalibrierende“) globale Position des Targetmittelpunktes ist und bei echten Daten eine Verschiebung  $V$ , die nicht näher spezifiziert wird, addiert wird. Darazs folgt auch sofort der Öffnungswinkel  $\theta$ .

Da der Abstand  $A$  zwischen den beiden Ringen bekannt ist, kann man dann über den Satz des Pythagoras

die Strecke  $S$ , die das Rückstoßproton zurücklegt, berechnen:

$$S = \sqrt{A^2 + |z_1 - z_2|^2} \quad (3.2)$$

Der RPD misst die Flugzeit des Rückstoßprotons von Ring 1 zu Ring 2, wodurch man dann die Geschwindigkeit des Rückstoßprotons als  $v = \frac{S}{\Delta t}$  mit  $\Delta t = |t_1 - t_2|$  erhält.

### Winkelkorrektur

Es kann passieren, dass das Strahl- $\pi^-$  nicht exakt in z-Richtung fliegt. Da man dies jedoch annimmt, muss man den Richtungsvektor des Rückstoßprotons um die Auslenkung des  $\pi^-$  korrigieren. Dazu nimmt die RPD-Helper-Klasse sich zunächst den Richtungsvektor des Strahls  $\vec{e}_{\text{Strahl}}$ . Dann speichert sie den Winkel  $\theta_{\text{rel}}$  zwischen  $\vec{e}_{\text{Strahl}}$  und der z-Achse  $e_z$ . Um die Rotationsachse zu ermitteln, bildet sie das Kreuzprodukt zwischen der z-Achse und dem Strahl:

$$\vec{e}_{\text{rot}} = \vec{e}_z \times \vec{e}_{\text{Strahl}}$$

Als nächstes werden die gemessenen, der Funktion übermittelten unkorrigierten Winkel  $\phi$  und  $\theta$  dazu benutzt, um einen Richtungsvektor für das Rückstoßproton zu erzeugen. Zum Schluss wird dieser Vektor um die Achse  $\vec{e}_{\text{rot}}$  um den Winkel  $\theta_{\text{rel}}$  rotiert und die neuen Winkel werden übergeben.

### Vertexrekonstruktion

In PHAST stehen der RPD-Helper-Klasse verschiedene primäre Vertices zur Verfügung: Der „echte“ MC-Vertex (nur für MC-Daten), der von CORAL aus den geladenen Teilchen (ohne Rückstoßproton) rekonstruierte Best-Coral-Vertex und ein von der RPD-Helper-Klasse eigens rekonstruierter Vertex. Die RPD-Helper-Klasse erstellt diesen Vertex, indem sie wie oben bereits erklärt die z-Positionen der Treffer in den Ringen mittels den PMTs rekonstruiert und dann mithilfe des Strahlensatzes die z-Position im Target berechnet:

$$z_T = z_1 - R_1 \frac{z_2 - z_1}{R_2 - R_1}$$

Die Verteilung dieses Vertex mitsamt ihrer Breite befindet sich in Kapitel 4.1.2.

### Ereignisselektion

Die RPD-Helper-Klasse schneidet Ereignisse selbstständig auf die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6 und darauf, dass die z-Komponente rekonstruierte primäre Vertex nicht mehr als 40 cm vom Targetmittelpunkt (in der RPD-Helper-Klasse ist dies  $z = 48$  cm, in der Realität jedoch  $z = 48,5$  cm, allerdings steht dort „rough cut around the target“ geschrieben, was so viel bedeutet wie grober Schnitt) entfernt sein darf. Dennoch kann es vorkommen, dass die Treffer in den Ringen eine Energiedeposition von 0 MeV aufweisen, diese Ereignisse habe ich für die Analyse herausgeschnitten. Mehr dazu in Kapitel 5.

### Koplanarität

Da es passieren kann, dass Ereignisse nicht vollständig rekonstruiert werden, überprüft man den sogenannten „Koplanaritätswinkel“. Diese auf der Impulserhaltung beruhende Bedingung fordert, dass der Winkel  $\Delta\Phi$  zwischen der Fläche, die von Rückstoßproton und Strahl aufgespannt wird und der Fläche, die von der Resonanz und dem Strahl aufgespannt wird,  $\pm 180^\circ$  beträgt (ein Beweis hierfür befindet sich

in Anhang E). Sie wurde als Schnittkriterium der Ereignisselektion von Rocío Reyes Ramos auf die von mir verwendeten echten Daten angewendet (siehe Kapitel 6). Eine Visualisierung befindet sich in Abbildung 3.7.

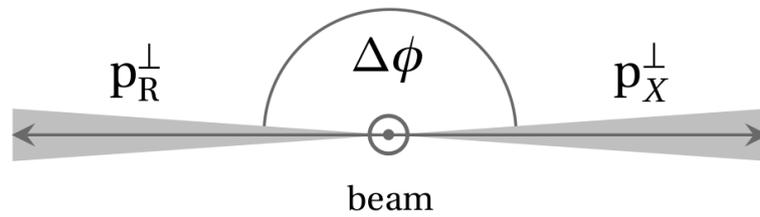


Abbildung 3.7: Visualisierung der Koplanarität [1].

## Generierte Monte-Carlo-Daten

Zunächst habe ich mithilfe des Generators von Waldemar Renz [7] Monte-Carlo-Daten bei einer konstanten invarianten Masse des  $\eta\pi^-$  Systems von  $1,3 \text{ GeV}/c^2$  mit 972132 Ereignissen erzeugt. Die fixe invariante Masse des  $\eta\pi^-$  Systems wird bei diesen Studien benötigt, damit der Öffnungswinkel nur noch von  $t' = |t| - |t|_{\min}$  mit dem Viererimpulsübertrag  $t$  (siehe auch Abbildung 1.1) und dem betragsmäßigen minimalen Impulsübertrag  $|t|_{\min}$  abhängt und die geometrische Akzeptanz des RPD nicht überschritten oder unterschritten wird. Mit  $t = 0,07 \text{ GeV}^2/c^2$  erhält das Rückstoßproton einen Impuls von  $p = 270 \text{ MeV}/c$ , dies entspricht einer kinetischen Energie von  $E_{\text{kin}} = 38 \text{ MeV}$ , welche der Mindestenergie eines Rückstoßprotons entspricht, um aus dem Target zu entweichen, da es sonst aufgrund von Vielfachstreuung darin gestoppt wird [1]. Der Wert  $1,3 \text{ GeV}/c^2$  wurde gewählt, da man vermutet, dass die dominierende Resonanz das  $a_2(1320)$ <sup>1</sup> ist [2]. Der Generator benutzt eine  $t'$ -Verteilung, die bei  $0,07 \text{ GeV}^2/c^2$  schlagartig ansteigt und dann bis  $1,03 \text{ GeV}^2/c^2$  exponentiell abfällt (siehe Abbildung 4.1(b)). Dieser Bereich ist größer als die erwartete geometrische Akzeptanz des RPD, damit man die geometrische Akzeptanz anhand der Daten, die akzeptiert beziehungsweise nicht akzeptiert werden, ermitteln kann und da man sonst an den Grenzen Ereignisse, die kleine Fehler in der Rekonstruktion aufweisen, verlieren würde. In praktischer Anwendung akzeptiert man erst bei  $0,1 \text{ GeV}^2/c^2$  bis  $1,0 \text{ GeV}^2/c^2$ . Während meiner Simulationen ist herausgekommen, dass das LH<sub>2</sub>-Hadron-Target, das ich verwendet habe, nicht realistisch implementiert wurde, deshalb habe ich es vervollständigt und stelle die dadurch auftauchenden Unterschiede in diesem Kapitel dar. Genaueres zur Implementierung befindet sich im Anhang D.

Im folgenden bezieht sich  $z = 0$  auf den Mittelpunkt zwischen dem Ende des ersten Rings und dem Ende des zweiten Rings (siehe Abbildung 3.4). Die  $z$ -Achse entspricht der Strahlachse, die  $y$ -Achse ist die Bodennormale und zeigt radial von der Erde weg. Der Azimutwinkel  $\phi$  wird bezüglich der Rotation um die  $z$ -Achse definiert, der Öffnungswinkel  $\theta$  durch die Rotation um die  $x$ -Achse ( $\theta = 0$  für  $\hat{e} = (0, 0, 1)^T$ ).

### 4.1 Überprüfung der kinematischen Verteilung der produzierten Teilchen

Da es sich auf dieser Ebene noch um die exakten Monte-Carlo-Daten handelt, kann man hiermit die Funktion des Generators überprüfen, ohne Fehler in der Rekonstruktion berücksichtigen zu müssen.

<sup>1</sup> Das  $a_2(1320)$  ist ein leichtes Meson ohne Flavor ( $S = C = B = 0$ ) mit  $I^G(J^{PC}) = 1^-(2^{++})$  (für eine Erläuterung der Quantenzahlen siehe Kapitel A) und einer Masse von  $1318_{-0,6}^{+0,5} \text{ MeV}$ . Es zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von  $(70,1 \pm 2,7) \%$  in drei Pionen und zu  $(14,5 \pm 1,2) \%$  in  $\eta\pi$  [5].

### 4.1.1 Kinetische Energie der Rückstoßprotonen

Zunächst habe ich mir die Verteilung der kinetischen Energie der Rückstoßprotonen vor und nach Schnitt auf genau einen Treffer in beiden Ringen und die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6 angeguckt. Nach dem Schnitt sind 874346 Ereignisse übrig geblieben und dementsprechend 97786 verloren gegangen, was  $\approx 10\%$  entspricht. Dieser niedrige Verlust ist bedingt durch die Fixierung der invarianten Masse des  $\eta\pi$  Systems und der angepassten  $t'$  Verteilung.

In Abbildung 4.1(a) habe ich die Ergebnisse in einem geschichteten Histogramm dargestellt. Dabei sind die weggeschnittenen Ereignisse gelb und die übrig gebliebenen rot. Das Fehlen von Ereignissen bei niedrigen und sehr hohen Energien kommt daher, dass dort aufgrund der begrenzten  $t'$ -Verteilung (siehe 4.1(b)) keine Rückstoßprotonen generiert wurden. Der Schnitt entfernt Rückstoßprotonen, die entweder im Target beziehungsweise in Ring 1 gestoppt wurden und dadurch nicht in der Lage waren in beiden Ringen Energie zu deponieren (in Abbildung 3.6 entspricht dies der „AND“ Logik), oder aufgrund zum Beispiel von Mehrfachstreuung zu schräg fliegen und damit die Ringe verfehlen, benachbarte Szintillatorplatten treffen oder die in Abbildung 3.6 dargestellte „OR“ Logik verletzen.

Nachdem ich das Target vervollständigt habe, sind insbesondere bei niedrigen Energien  $E_{\text{kin}} < 100$  MeV mehr Rückstoßprotonen verloren gegangen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Rückstoßprotonen im Mylar und Aluminium mehr Energie zusätzlich verloren haben, als sie weniger verloren haben durch den fehlenden Wasserstoff (aufgrund der Halbierung des Durchmessers des vorhandenen Wasserstoffzylinders). Dadurch werden sie eher im Target beziehungsweise dem Kryostat gestoppt. Dazu mehr in Kapitel 4.2.

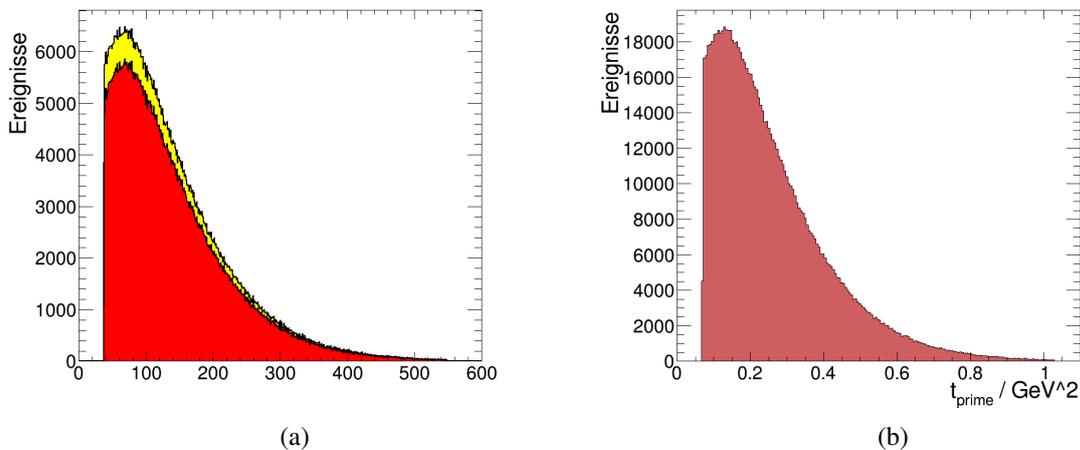


Abbildung 4.1: Die Verteilung der kinetischen Energie der Rückstoßprotonen (in gelb sind die ungeschnittenen 972132 Ereignisse, in rot sind die nach dem Schnitt auf genau einen Treffer in beiden Ringen und die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6 übrig gebliebenen 874346 Ereignisse) ist in Abbildung (a) und die  $t'$ -Verteilung mit 972132 Ereignissen ist in (b) dargestellt.

### 4.1.2 Vertexverteilung

Um zu überprüfen, ob die Verteilung der primären Vertices sinnvoll ist, habe ich deren Positionen in Zylinderkoordinaten in zwei Histogrammen dargestellt (siehe Abbildung 4.2). In Abbildung 4.2(b) kann man erkennen, dass die Grenzen den  $z$ -Abmessungen des Targets entsprechen. Dies war zu erwarten, da die Reaktion  $\pi^- + p \rightarrow X + p$  einen so kleinen Wirkungsquerschnitt hat, dass die meisten Pionen

durch das Target durchfliegen. Zusätzlich kann man darin erkennen, dass der Azimutwinkel  $\phi$  ebenfalls gleich verteilt ist was auch zu erwarten war, denn das Target ist zur  $z$ -Achse rotationssymmetrisch. In Abbildung 4.2(a) ist die Anzahl der Ereignisse halblogarithmisch gegen den radialen Abstand zur  $z$ -Achse (Strahlachse) dargestellt. Ein Großteil der Ereignisse findet sehr nah an der Strahlachse statt, während ein weitestgehend gaußförmig abfallender Teil bis zu  $\approx 0,5$  mm entfernt stattfindet.

Zur Generierung der Daten wurde kein sogenanntes „Beamfile“ (Strahldatei) verwendet, da der  $\eta\pi^-$ -Generator diese nicht verwenden kann. Dennoch simuliert TGEANT eine Ausdehnung des Strahls. Dies ist ein möglicher Grund für die Verteilung der Vertices in der  $xy$ -Ebene. Ein weiterer Grund sind Mehrfachstreuungen des Strahl- $\pi^-$  vor der Reaktion. Dabei wird laut [5] zwischen Coulombstreuung, die eine gaußförmige Ablenkungsverteilung verursacht und Mehrfachstreuung durch die starke Wechselwirkung, die einen auslaufenden weit abgelenkten Schwanz produziert, unterschieden.

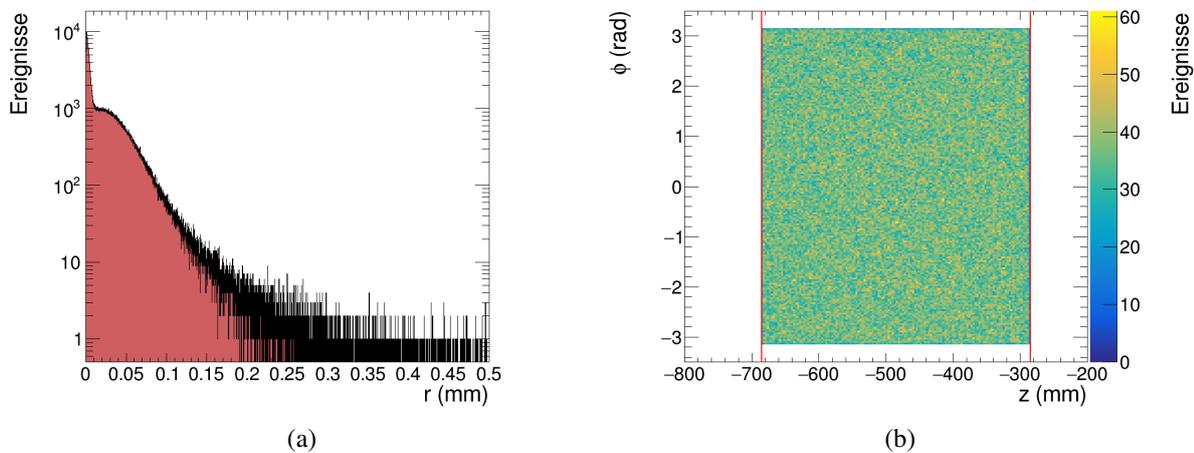


Abbildung 4.2: Halblogarithmische Darstellung der Verteilung der radialen Abstände der primären Vertices zur  $z$ -Achse  $r$  in (a) und Verteilung der Azimutwinkel  $\phi$  und  $z$ -Position in (b) wobei die Abmessungen des Targets in rot dargestellt sind. Beide Histogramme enthalten 874346 Ereignisse. Geschnitten wurde hier auf genau einen Treffer in beiden Ringen und die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6.

Zur Probe des Generators habe ich mir die Winkelverteilungen von  $\eta$  und Bachelor- $\pi^-$  im Laborsystem und im sogenannten Gottfried-Jackson-System – also dem System, in dem sich die Resonanz in Ruhe befindet, dessen  $z$ -Achse in Richtung des Strahls und dessen  $y$ -Achse in Richtung des Kreuzproduktes aus Strahl und Rückstoßprotonrichtung zeigt – angeguckt. Die Ergebnisse befinden sich in Abbildung 4.3. In den Abbildungen ist die Physik sehr deutlich zu erkennen: Im Laborsystem sind die Azimutwinkel  $\phi$  gleich verteilt, während der Öffnungswinkel  $\cos(\theta)$  durch den Schub in  $z$ -Richtung sehr klein ist ( $\approx 1$  mrad). Im Gottfried-Jackson-System hingegen ist auch  $\cos(\theta)$  gleich verteilt (für genauere Informationen, warum  $\cos(\theta)$  und nicht  $\theta$  gleich verteilt ist, siehe [10]), da der Generator keine Spinstruktur für die Resonanz generiert.

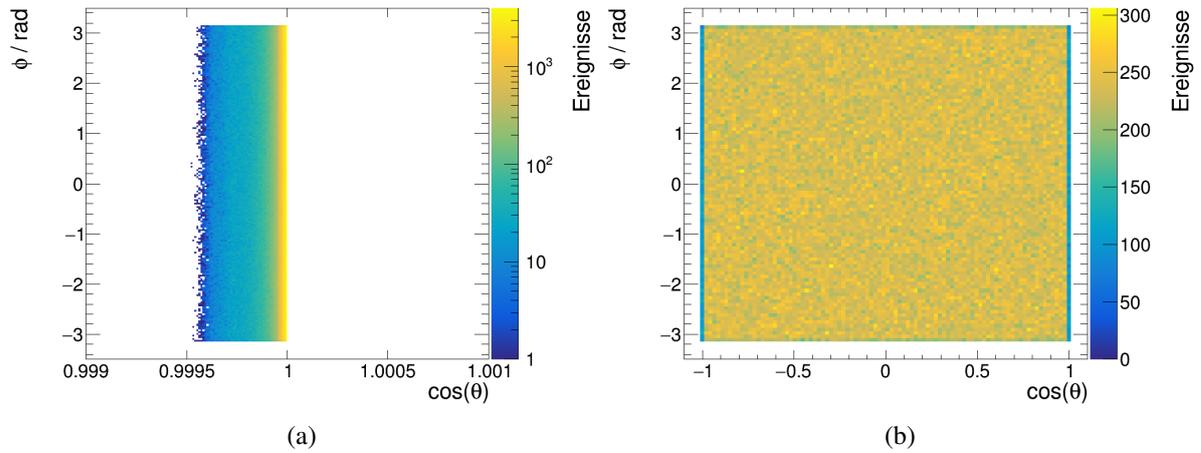


Abbildung 4.3: Histogramme zur Verteilung  $\phi$  gegen  $\cos(\theta)$  von  $\eta$  und Bachelor- $\pi^-$  (a) im Labor- und (b) im Gottfried-Jackson-System mit jeweils 1944264 Ereignissen (972132 mal  $\eta$  und Bachelor- $\pi^-$ ).

### 4.1.3 Winkelverteilung der Rückstoßprotonen

Die Winkelverteilung der Rückstoßprotonen befindet sich in Abbildung 4.4. Die Winkel entsprechen einer Verteilung von circa  $\theta \in [60^\circ; 80^\circ]$ .

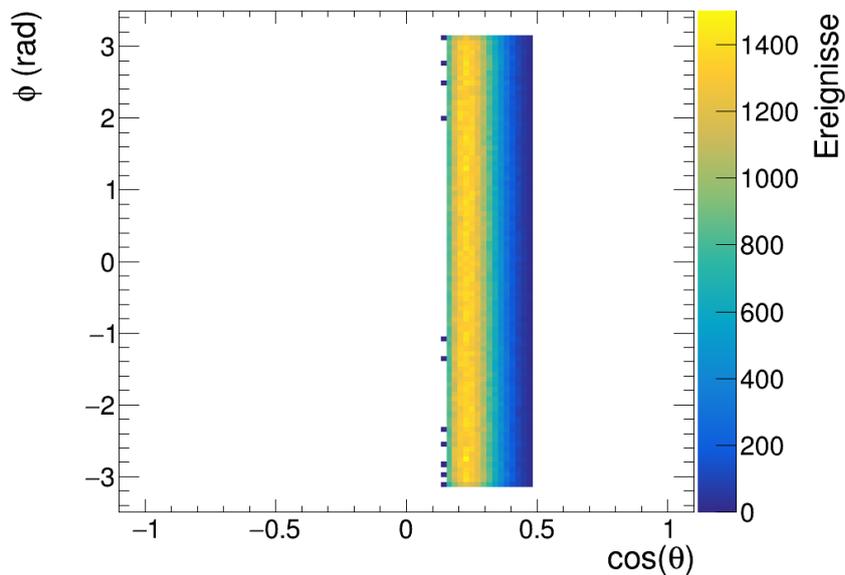


Abbildung 4.4: Generierte Öffnungswinkel  $\theta$  gegen Azimutwinkel  $\phi$  der Rückstoßprotonen mit 972132 Ereignissen.



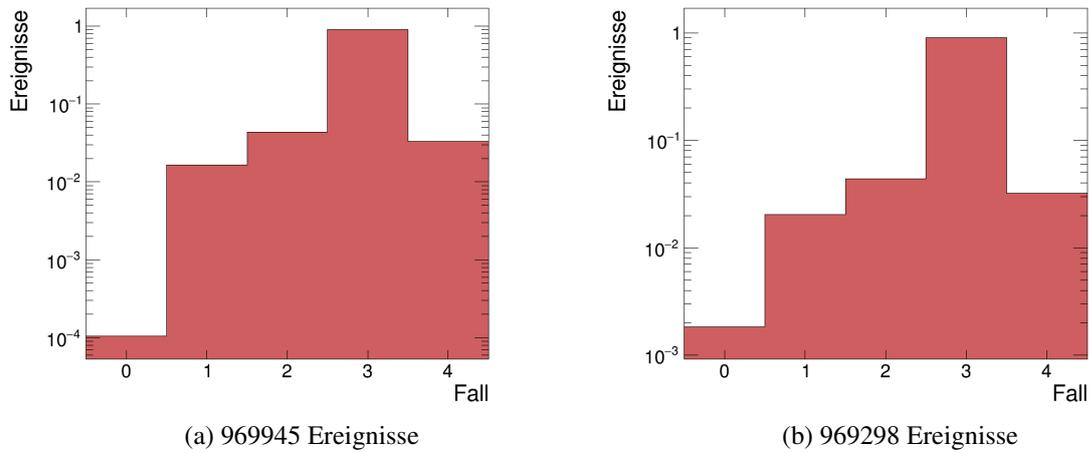


Abbildung 4.6: Fallunterscheidung zum Verständnis der Akzeptanz des RPD. Hierbei bedeutet 0 kein Treffer, 1 nur Treffer in Ring 1, 2 nur Treffer in Ring 2, 3 Treffer in beiden Ringen und 4, dass mehr als ein Treffer pro Ring detektiert wurde. In (a) sind die Ergebnisse vor der Vervollständigung des Targets, in (b) die Ergebnisse danach. Die Histogramme sind auf 1 normiert, da sie verschiedene Anzahlen von Ereignissen beinhalten.

Die Fälle wo jeweils nur Ring 2 getroffen wurde, lassen sich größtenteils dadurch erklären, dass sie in Ring 1 genau durch eine Lücke zwischen zwei Szintillatorplatten geflogen sind. Diese Hypothese habe ich untersucht, indem ich mir jene Ereignisse angeschaut habe, die nur Treffer in Ring 2 enthalten und diese in [Abbildung 4.7\(b\)](#) dargestellt habe. Dort kann man eindeutig die 12 Zwischenräume der Szintillatorplatten erkennen (positiv in  $z$ -Richtung verschoben aufgrund der Geschwindigkeit des Rückstoßprotons in  $z$ -Richtung). Die Ereignisse, bei denen nur Ring 1 getroffen wurde (siehe [Abbildung 4.7\(a\)](#)), sind relativ homogen in  $\phi$  (undeutliche Abzeichnungen der 24 Zwischenräume sind dennoch erkennbar). Insgesamt sind durch die Lücken in Ring 1 jedoch deutlich mehr (Faktor  $\approx 4$ ) Ereignisse verloren gegangen. Bevor ich das Target vervollständigt hatte, konnte man dort die Zwischenräume deutlicher erkennen, wie in [Abbildung 4.7\(b\)](#) (vergleiche [F.4\(a\)](#)).

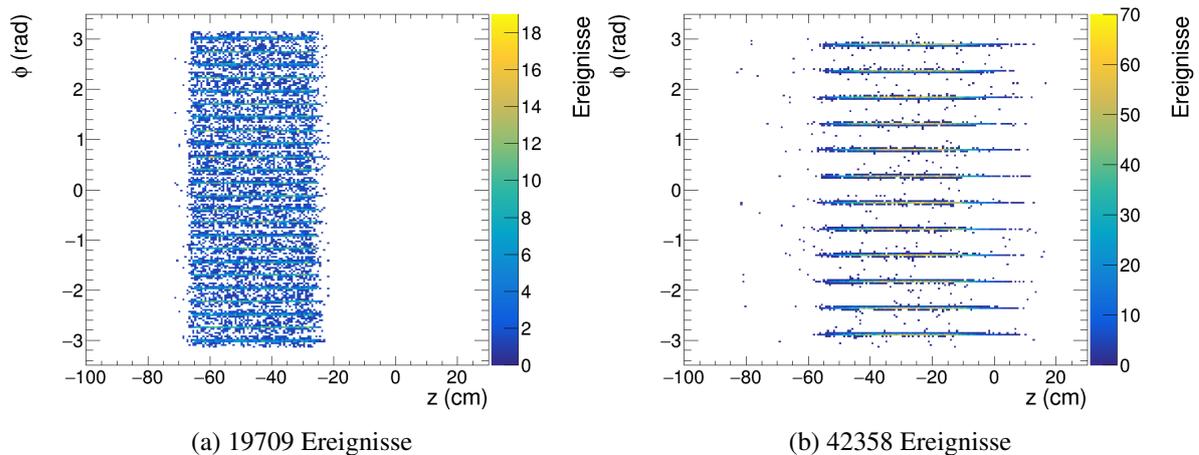


Abbildung 4.7: Fehlende Treffer in jeweils einem Ring des RPD, wobei in (a) nur Treffer in Ring 1 verzeichnet wurden und in (b) nur Treffer in Ring 2.

Dies legt den Schluss nahe, dass durch das zusätzliche Material, das durch die Implementierung der Mylarzelle (siehe Abbildungen D.3(b) und D.3(c)) und dem Aluminiumkryostat (siehe Abbildung D.3(d)) vom Rückstoßproton durchquert werden muss, diese zusätzlich verlangsamt werden und dadurch vermehrt in Ring 1 gestoppt werden und Ring 2 nicht erreichen können.

Für den Fall, dass die Protonmultiplizität größer als 1 ist, triggert der RPD auch nicht (beziehungsweise die Ereignisse werden nachträglich verworfen), da es sich dann möglicherweise um ein Ereignis handelt, das für das Experiment nicht interessant ist. Es kann auch passieren, dass ein Rückstoßproton so schräg auf einen Ring eintrifft, dass er durch die Ränder von zwei Szintillatorplatten fliegt und in beiden Energie deponiert. In diesem Fall registriert der RPD zwei Treffer in verschiedenen Szintillatorplatten, was er als zwei Rückstoßprotonen wahrnimmt.

## 4.3 Energieverluste

Man kann zwischen zwei Arten von Energieverlusten unterscheiden: Energieverluste, die wir messen, wie zum Beispiel die Verluste in den Ringen und jene Energieverluste, die wir nicht messen können, wie die Verluste im Kryostat und in der Luft. Interessant sind die Verluste in den Ringen und im Kryostat. Die Verluste in der Luft werden hier vernachlässigt.

### 4.3.1 Energieverluste in den Ringen

Die Histogramme der Energieverluste in den Ringen befindet sich für beide Ringe in Abbildung 4.8. Die Formen der Histogramme entsprechen dem Erwarteten: Aufgrund der Energieverteilung der Rückstoßprotonen erhalte ich die Faltung Landauverteilung  $\otimes$  Energieverteilung (siehe Kapitel 2.2.2). Dass die Flanke bei  $\approx 16$  MeV in Ring 1 und bei kleinen Energieverlusten in beiden Ringen abknickt, liegt an der endlichen Generierung des  $t'$ . Auch sehr gut sichtbar ist die Tatsache, dass die Rückstoßprotonen in Ring 2 statistisch gesehen mehr Energie deponieren, da sie in Ring 1 bereits abgebremst wurden und desto mehr Energie deponieren, umso langsamer sie sind. Dieser Effekt lässt sich auch in den folgenden Abbildungen beobachten.

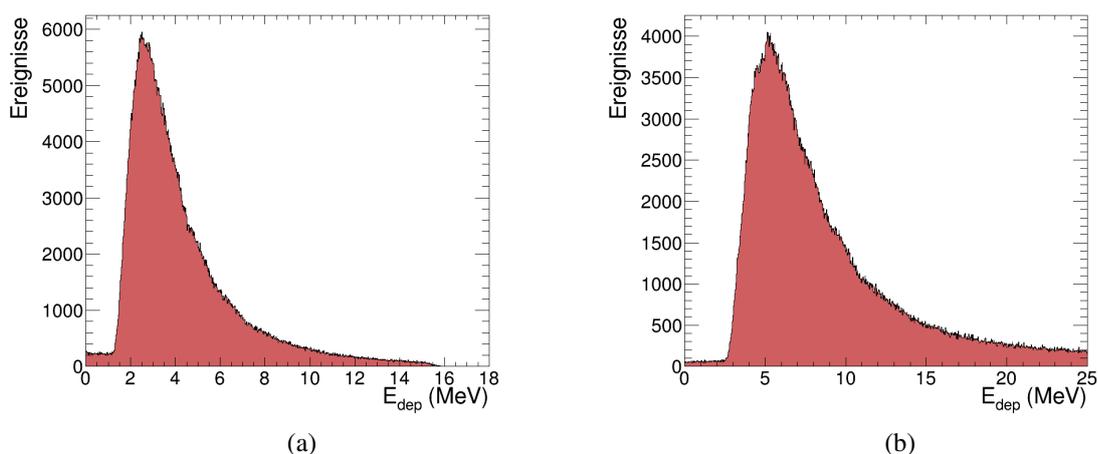


Abbildung 4.8: Histogramme zum Energieverlust in den Ringen 1 (a) und 2 (b). Beide Histogramme enthalten 874346 Ereignisse. Geschnitten wurde hier auf genau einen Treffer in beiden Ringen und die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6.

Zusätzlich habe ich die Korrelation zwischen der Energie der Rückstoßprotonen und deren deponierter Energie in den Ringen untersucht. Die Ergebnisse befinden sich in Abbildung 4.9. Die fehlenden Ereignisse bei niedrigen und sehr hohen Energien resultieren aus der begrenzten Energieverteilung der Rückstoßprotonen (siehe 4.1(a)). Das Verhalten in Ring 2 bei niedrigen Energien resultiert aus der Tatsache, dass ein Teilchen nicht mehr Energie verlieren kann, als es hat. Deshalb fällt der Energieverlust bei Energien um 30 MeV wieder ab. Zusätzlich habe ich noch die Gerade  $f(x) = x$  (blau) eingezeichnet, anhand derer man erkennen kann, wie viel Energie die Rückstoßprotonen maximal deponieren können. Die Lücke zwischen den generierten Werten und den Geraden resultiert daraus, dass hier die kinetische Energie direkt nach der Reaktion aufgetragen ist, die Rückstoßprotonen jedoch auf ihrem Weg zu den Ringen Energie verlieren und mit einer geringeren kinetischen Energie an den Ringen ankommen. Die Werte der kinetischen Energie direkt vor dem Ring sind vor der Rekonstruktion bekannt, haben jedoch keine Bedeutung für die Rekonstruktion der Reaktion, weshalb es keinen Sinn hat diese zu betrachten.

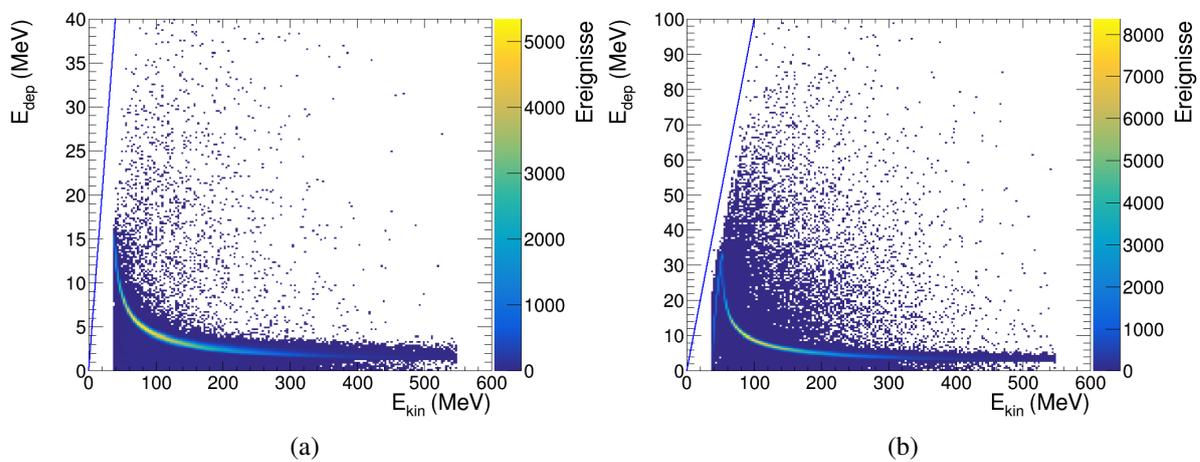


Abbildung 4.9: Histogramm der generierten Treffer der Rückstoßprotonen gegen die kinetische Energie und den Energieverlust in Ring 1 (a) und Ring 2 (b). Beide Histogramme enthalten 874346 Ereignisse. Geschnitten wurde hier auf genau einen Treffer in beiden Ringen und die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6.

Da der RPD nur auf Rückstoßprotonen triggern soll, benötigt man eine Möglichkeit, diese von Pionen zu unterscheiden. Eine Möglichkeit neben den bereits implementierten Energieverlust-Schwellen bietet die Bestimmung der Position eines charakteristischen Energieverlusts (Verlust in Ring 1 gegen Verlust in Ring 2) in Abbildung 4.10(a), mithilfe dessen man zukünftig Rückstoßprotonen von Pionen unterscheiden könnte und die Energie der Rückstoßprotonen bestimmen könnte. Die Ergebnisse könnte man dann mit der theoretischen Erwartung [1] vergleichen und zwischen Pionen und Rückstoßprotonen differenzieren. Der Vergleich ist in Abbildung 4.10 zu sehen. Die rückläufige Flanke entsteht, wie bereits bei Abbildung 4.9 diskutiert, dadurch, dass Rückstoßprotonen im zweiten Ring gestoppt werden können, falls sie in Ring 1 schon viel Energie verloren haben und dementsprechend dann in Ring 2 den Rest verlieren, der dann beliebig klein sein kann. Die Verschmierung der rückläufigen Flanke ist zwar nicht so ausgeprägt wie theoretisch vorhergesagt, jedoch angesichts der generierten Winkelverteilung (siehe Kapitel 4.1.3 zu erwarten gewesen).

Nach Vervollständigung des Targets ließ sich hier eine signifikante Verlängerung (in Richtung höherer Verluste in Ring 1 und niedrigerer Verluste in Ring 2) dieser Flanke bemerken (vergleiche Abbildung F.7). Dies lässt sich dadurch erklären, dass durch die größeren Verluste im Target mehr niederenergetische Rückstoßprotonen in Ring 2 gestoppt werden. Der in der theoretischen Erwartung schattierte Bereich

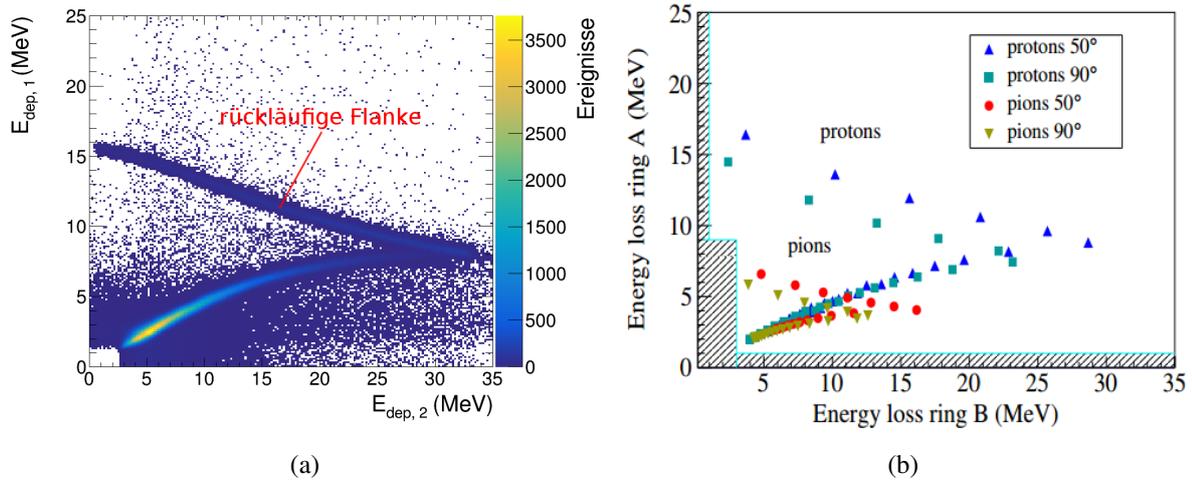


Abbildung 4.10: Vergleich eines Monte-Carlo generierten Histogramms der deponierten Energie von Rückstoßprotonen in Ring 2 (in COMGEANT Ring B) gegen die deponierte Energie in Ring 1 (in COMGEANT Ring A) (a) mit der theoretischen Erwartung [1] (b). Abbildung (a) enthält 874346 Ereignisse. Geschnitten wurde in (a) auf genau einen Treffer in beiden Ringen und die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6.

symbolisiert die Hardware-Schwellen für die Trigger-Logik (siehe dazu auch Kapitel 3.4.2). Diese dienen dazu, Signale von nieder-energetischen Pionen und Elektronen zu unterdrücken. In meiner Simulation sind die schattierten Bereiche ausgefüllt. Der Kasten unten links in der Ecke resultiert aus der endlichen  $t'$ -Verteilung.

### 4.3.2 Energieverluste im Kryostat

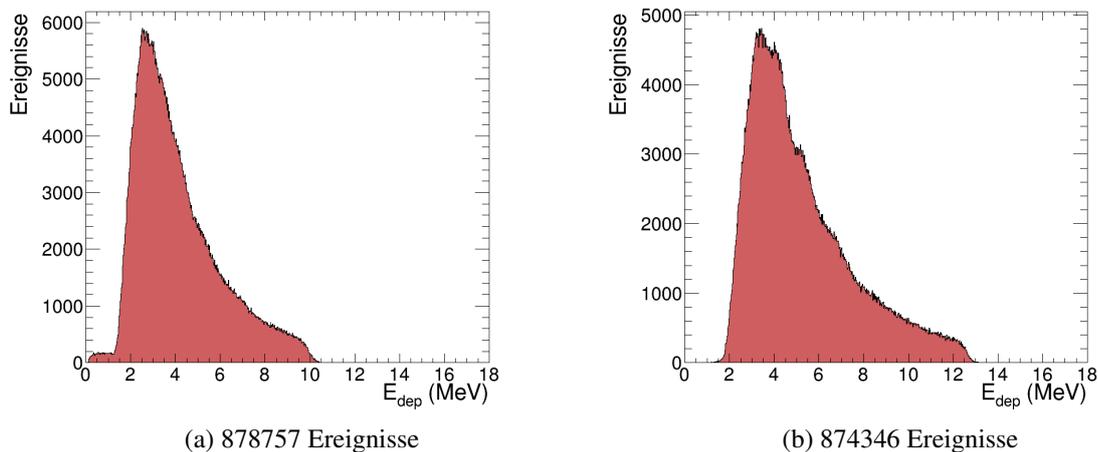


Abbildung 4.11: Verteilung des Energieverlustes der Rückstoßprotonen im Target und dem Kryostat (a) vor der Vervollständigung des Targets und (b) danach. Geschnitten wurde hier auf genau einen Treffer in beiden Ringen und die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6.

Subtrahiert man die Energie, die ein Rückstoßproton in Ring 1 hat mit der Energie, die das selbe Rückstoßproton im Target hatte, als es erzeugt wurde, so erhält man den Energieverlust im Target und

dem darum befindlichen Kryostat (zuzüglich des Energieverlustes in der Luft, den ich hier vernachlässige). Da es sich hier um die MCG-Daten handelt, ist es möglich, diese Werte direkt aus der Simulation zu extrahieren. Das Histogramm zum Energieverlust der Rückstoßprotonen im Kryostat befindet sich in [Abbildung 4.11](#). Man kann erkennen, dass nach der Vervollständigung des Targets die Energieverluste deutlich höher sind. Dies ist auf die zusätzlichen Materialien zurückzuführen, die das Rückstoßproton durchqueren muss und zeigt eindeutig, dass die Änderungen, die ich am Target vorgenommen habe, dazu führen, dass die Protonen mehr Energie darin verlieren.

Vergleicht man die Energieverluste im Target mit denen in Ring 1 (siehe [Abbildung 4.8\(a\)](#)) so fällt auf, dass diese größenordnungsmäßig identisch sind. Daraus folgt, dass der Energieverlust im Target und dem Kryostat nicht vernachlässigbar ist und bei echten Daten korrigiert werden muss, wenn man die wahre Energie der Rückstoßprotonen im primären Vertex rekonstruieren will.

## Vergleich von Monte-Carlo-Daten vor und nach der Rekonstruktion

---

Im Gegensatz zu den anderen Detektoren findet die Digitalisierung der Monte-Carlo-Daten des RPD vollständig in PHAST statt. Mithilfe der RPD-Helper-Klasse werden von TGEANT generierte Treffer in den Detektoren digitalisiert und anschließend wie echte Daten rekonstruiert. Wie ähnlich die Ergebnisse dieser Rekonstruktion sind, darauf gehe ich in Kapitel 6 ein. Zunächst vergleiche ich jedoch die generierten Daten vor der Digitalisierung und Rekonstruktion mit denen danach, um einen Einblick dahingehend zu gewinnen, welchen Einfluss die Digitalisierung und Rekonstruktion auf die Daten haben. Die Ergebnisse der Auswertung von den generierten Daten vor der Digitalisierung befinden sich in Kapitel 4.

Da ich in TGEANT, um Zeit bei der Simulation zu sparen, nur den RPD und das Target aktiviert habe, werden die folgenden Rekonstruktionen mit der RPD-Helper-Klasse komplett ohne CORAL-Informationen wie dem vom Spektrometer rekonstruierten Vertex oder Informationen über den Strahl stattfinden. Da die RPD-Helper-Klasse jedoch für die in Kapitel 3.4.3 beschriebene Winkelkorrektur die Richtung des Strahls kennen muss, habe ich diese Korrektur deaktiviert. Jedoch ist die Aufspaltung des Strahls wie in Kapitel 4.1.2 diskutiert relativ klein und kann hier vernachlässigt werden. Ein Testdurchlauf, bei dem ich mit den exakten Informationen über den Strahl die Winkelkorrektur durchgeführt habe, konnte dies bestätigen.

### 5.1 Energieverteilung der Rückstoßprotonen

Ein wichtiges Element der Analyse von Monte-Carlo-Daten nach der Rekonstruktion ist das Rückstoßprotonenenergiespektrum, denn damit kann man feststellen, bei welchen Energien die Rekonstruktion des Rückstoßprotons ineffizient ist. Die Verteilung der kinetischen Energie der Rückstoßprotonen vor und nach der Rekonstruktion habe ich in Abbildung 5.1 dargestellt. Dabei ist ihre rekonstruierte kinetische Energie in rot und die generierte in blau gefärbt. Man stellt unerwarteterweise fest, dass die Rückstoßprotonenenergie nahezu ausnahmslos zu gering rekonstruiert wurde. Dies könnte möglicherweise auf eine fehlende oder falsche Kalibration zurückzuführen sein. Um das Problem gänzlich zu verstehen, sind weitere Nachforschungen notwendig.

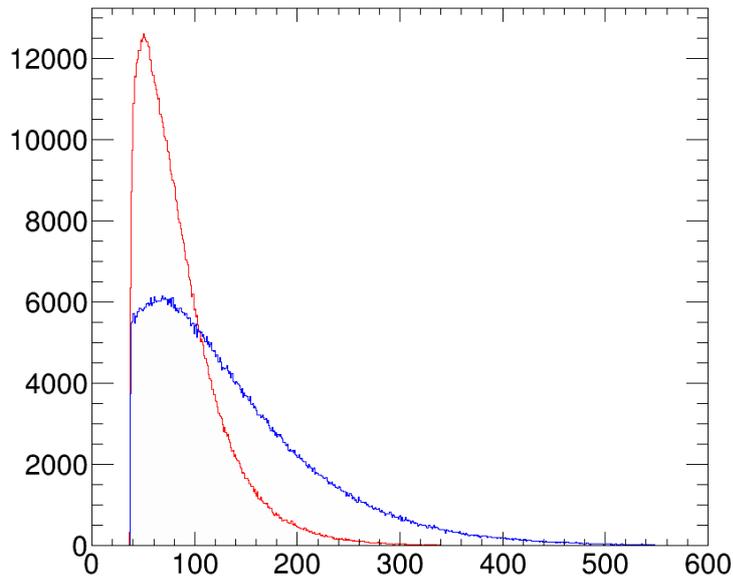


Abbildung 5.1: Verteilung kinetischen Energie der Rückstoßprotonen vor der Rekonstruktion mit 922211 Ereignissen (blau) und nach der Rekonstruktion (rot) mit 854953 Ereignissen. Geschnitten wurde hier – von der RPD-Helper-Klasse – auf die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6 und die Entfernung der z-Position des primären Vertex zum Targetmittelpunkt. Zusätzlich habe ich auf genau einen Treffer in beiden Ringen und Energieverlust  $> 0$  pro Ring geschnitten.

### 5.1.1 Auflösung der Energierekonstruktion

Wie bereits diskutiert, rekonstruiert die RPD-Helper-Klasse die Energie zu niedrig. Dementsprechend sieht auch die Auflösung aus. Diese ist sehr asymmetrisch und extrem breit. In Abbildung 5.9 habe ich die Auflösung als Differenz der rekonstruierten Energie minus der generierten Energie  $\Delta E = E_{\text{rekonstruiert}} - E_{\text{generiert}}$  dargestellt.

## 5.2 Winkelverteilung und z-Positionen

Da der RPD aus einzelnen Szintillatorplatten mit individueller Datenverarbeitung besteht, die azimuthal um die z-Achse herum gebaut sind, kann man aus der Information, in welcher Platte das Rückstoßproton detektiert wurde, den Azimutwinkel  $\phi$  extrahieren. Zusätzlich kann man über die Zeitdifferenz, die das Licht zu den PMTs up- beziehungsweise downstream braucht, und der Zeit, die das Rückstoßproton von Ring 1 zu Ring 2 benötigt, den Öffnungswinkel  $\theta$  und die z-Position im Target bestimmen (genauer dazu in Kapitel 3.4.3). Das Ergebnis für  $\phi$  und  $z$  befindet sich in Abbildung 5.3. Wie man in der Abbildung erkennen kann, sind nun, im Gegensatz zu den Daten vor der Rekonstruktion, die Winkelverteilungen nicht mehr kontinuierlich sondern diskret. Das liegt daran, dass die Trefferpositionen vor der Rekonstruktion exakt bekannt waren, während man nach der Rekonstruktion nur noch weiß in welcher Szintillatorplatte das Rückstoßproton aufgetroffen ist.

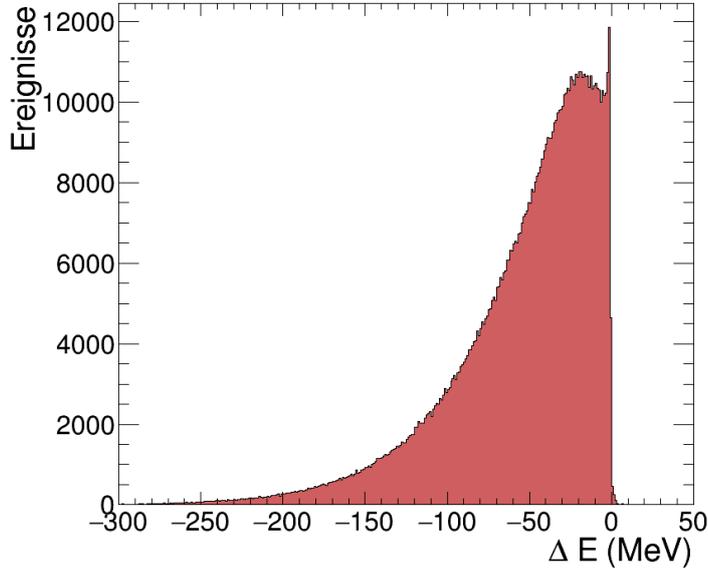


Abbildung 5.2: Histogramm aus 854953 Ereignissen zur Auflösung der Energierekonstruktion. Dargestellt ist  $\Delta E = E_{\text{rekonstruiert}} - E_{\text{generiert}}$ . Geschnitten wurde hier – von der RPD-Helper-Klasse – auf die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6 und die Entfernung der z-Position des primären Vertex zum Targetmittelpunkt. Zusätzlich habe ich auf genau einen Treffer in beiden Ringen und Energieverlust  $> 0$  pro Ring geschnitten.

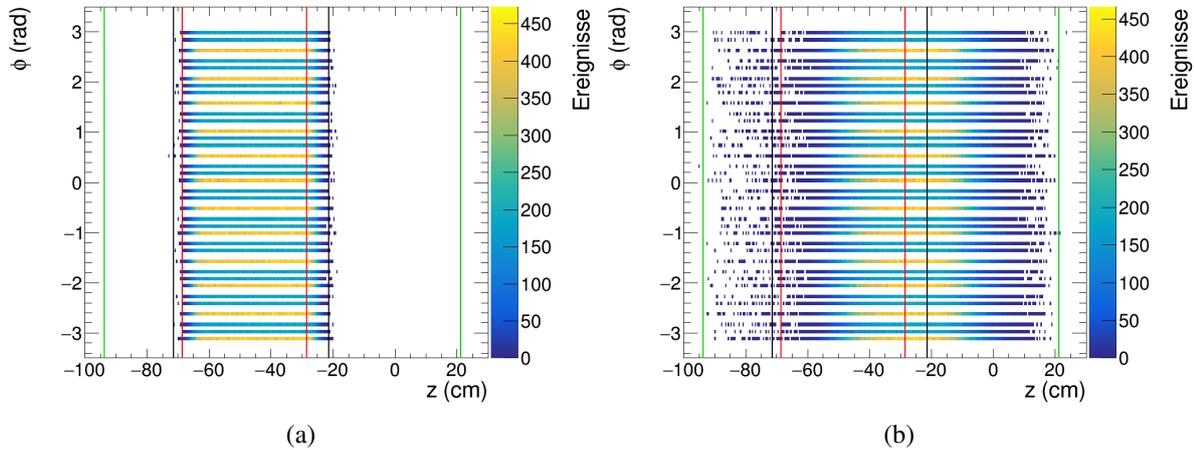


Abbildung 5.3: Histogramme der rekonstruierten Treffer der Rückstoßprotonen gegen den Azimutwinkel  $\phi$  und die z-Position mit 854953 Ereignissen (a) in Ring 1 und (b) in Ring 2. Die roten Linien stellen die Abmessungen des Targets dar, die schwarzen die von Ring 1 und die grünen die von Ring 2. Geschnitten wurde hier – von der RPD-Helper-Klasse – auf die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6 und die Entfernung der z-Position des primären Vertex zum Targetmittelpunkt. Zusätzlich habe ich auf genau einen Treffer in beiden Ringen und Energieverlust  $> 0$  pro Ring geschnitten.

Der statistische Fehler auf  $\phi$  lautet wie ich in Anhang B bewiesen habe  $\Delta\phi_1 = \frac{\pi}{12 \cdot \sqrt{12}}$  für Ring 1 und  $\Delta\phi_1 = \frac{\pi}{24 \cdot \sqrt{12}}$  für Ring 2. Die z-Position geht bei manchen Ereignissen über die Abmessungenen

der Szintillatorplatten hinaus, dies ist auf Rekonstruktionsfehler und falsche beziehungsweise fehlende Kalibration des RPD zurückzuführen.

## 5.3 Energiedeposition

Die statistische Verteilung der Energiedepositionen von den Rückstoßprotonen in den beiden Ringen ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Diese ist der Verteilung aus Abbildung 4.8 des vorherigen Kapitels sehr ähnlich. Dies ist auf den kleinen Fehler in der Rekonstruktion der Energiedeposition zurückzuführen, den ich in Kapitel 5.3.1 diskutiere. Die Energiedeposition in den beiden Ringen aufgetragen gegen

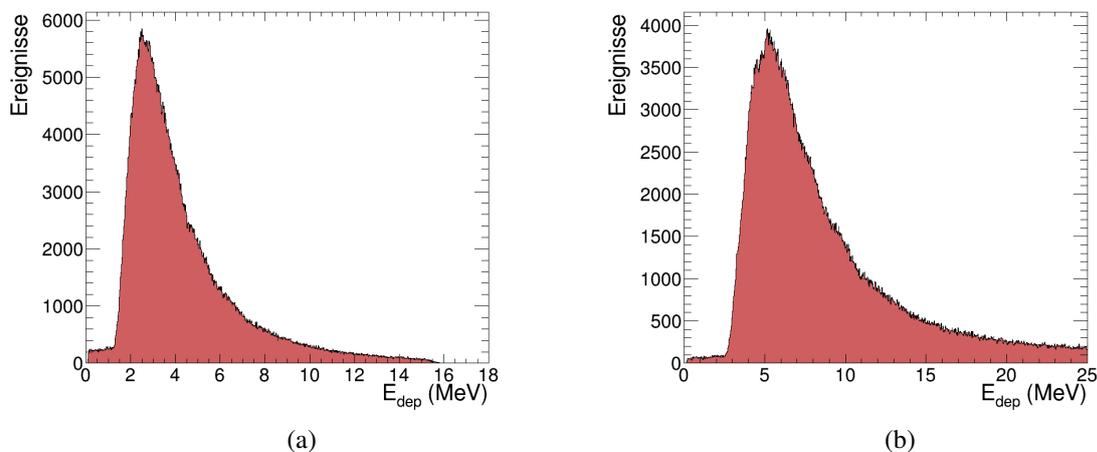


Abbildung 5.4: Histogramme mit 854953 Ereignissen zur Energiedeposition in den Ringen 1 (a) und 2 (b). Geschnitten wurde hier – von der RPD-Helper-Klasse – auf die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6 und die Entfernung der z-Position des primären Vertex zum Targetmittelpunkt. Zusätzlich habe ich auf genau einen Treffer in beiden Ringen und Energieverlust  $> 0$  pro Ring geschnitten.

die kinetische Energie der Rückstoßprotonen ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Diese ist aufgrund der zu niedrigen Energierekonstruktion in Richtung niedriger Energie verschoben. Es sind sogar Ereignisse nicht physikalisch dahingehend rekonstruiert worden, dass sie mehr Energie deponiert haben, als sie kinetische Energie hatten (Punkte links von der blauen Linie).

Desweiteren habe ich die deponierte Energie in Ring 1 gegen die Energie in Ring 1 aufgetragen. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Die rückläufige Flanke lässt sich auch hier erkennen. Auch hier ist die Ähnlichkeit mit Abbildung 4.10(a) aufgrund der guten Rekonstruktion der Energiedeposition groß.

### 5.3.1 Auflösung der Rekonstruktion der Energiedeposition

Wie bereits bei der Energieauflösung ist auch hier die Rekonstruktion stark asymmetrisch. Die Differenz zwischen der generierten Energie minus der rekonstruierten Energie  $\Delta E_{\text{dep}} = E_{\text{dep, rekonstruiert}} - E_{\text{dep, generiert}}$  ist sogar für jedes Ereignis negativ, was bedeutet, dass die Energiedeposition jedes Ereignisses zu groß rekonstruiert wurde. Jedoch ist die Breite um einiges schmaler. In Abbildung 5.7 ist die Verteilung dieser Auflösung dargestellt.

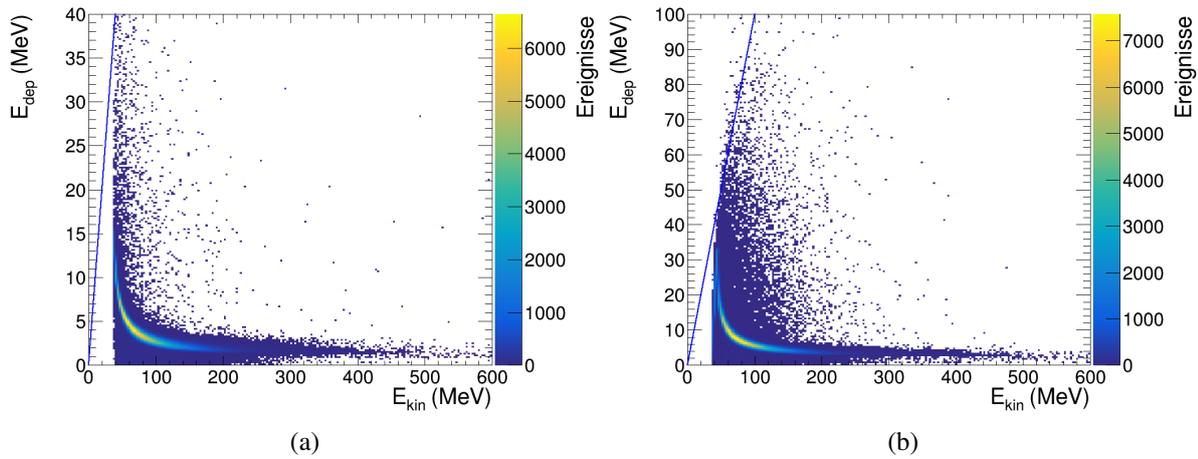


Abbildung 5.5: Histogramme zur rekonstruierten Energiedeposition mit jeweils 854953 Ereignissen in den Ringen 1 (a) und 2 (b) gegen die rekonstruierte kinetische Energie der Rückstoßprotonen. Geschnitten wurde hier – von der RPD-Helper-Klasse – auf die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6 und die Entfernung der z-Position des primären Vertex zum Targetmittelpunkt. Zusätzlich habe ich auf genau einen Treffer in beiden Ringen und Energieverlust  $> 0$  pro Ring geschnitten.

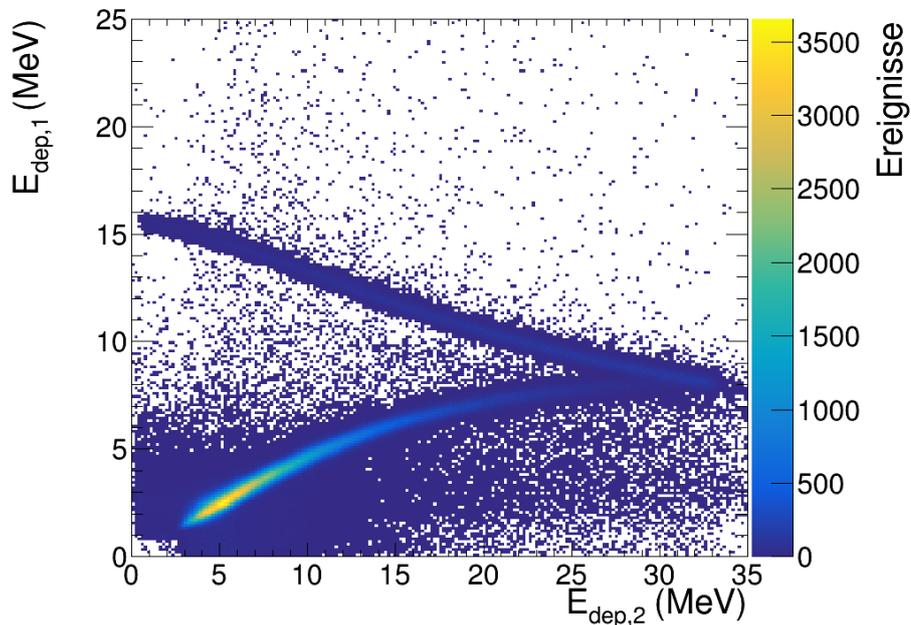


Abbildung 5.6: Histogramm zur deponierten Energie in Ring 1 gegen die deponierte Energie in Ring 2 mit 854953 Ereignissen. Geschnitten wurde hier – von der RPD-Helper-Klasse – auf die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6 und die Entfernung der z-Position des primären Vertex zum Targetmittelpunkt. Zusätzlich habe ich auf genau einen Treffer in beiden Ringen und Energieverlust  $> 0$  pro Ring geschnitten.

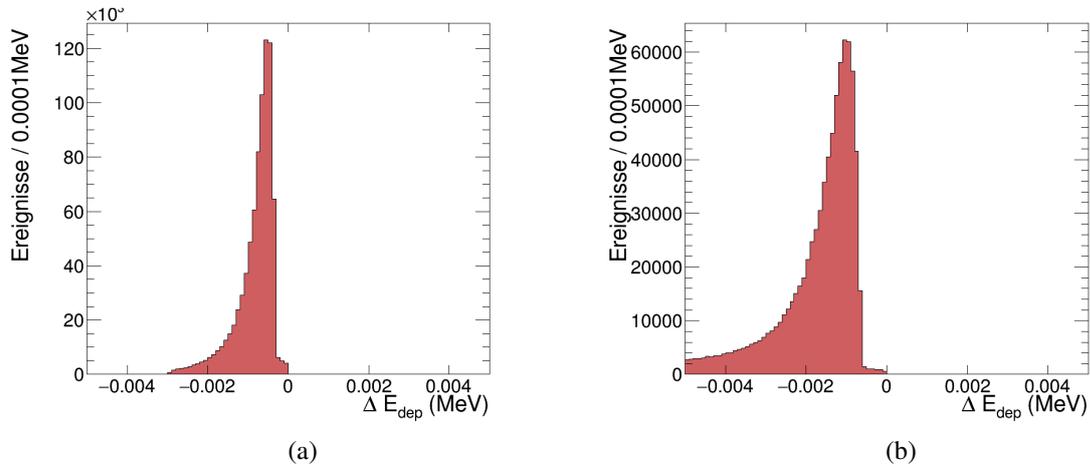


Abbildung 5.7: Histogramme mit 854953 Ereignissen zur Differenz zwischen der generierten Energiedeposition minus der rekonstruierten Energiedeposition  $\Delta E_{dep} = E_{dep, \text{rekonstruiert}} - E_{dep, \text{generiert}}$  in Ring 1 (a) und Ring 2 (b). Geschnitten wurde hier – von der RPD-Helper-Klasse – auf die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6 und die Entfernung der z-Position des primären Vertex zum Targetmittelpunkt. Zusätzlich habe ich auf genau einen Treffer in beiden Ringen und Energieverlust  $> 0$  pro Ring geschnitten.

## 5.4 Der primäre Vertex

### 5.4.1 Verteilung

Die Visualisierung der Verteilung der z-Positionen des innerhalb von PHAST mithilfe der RPD-Helper-Klasse, die in Kapitel 3.4.3 beschrieben ist, rekonstruierten primären Vertex, befindet sich in Abbildung 5.8.

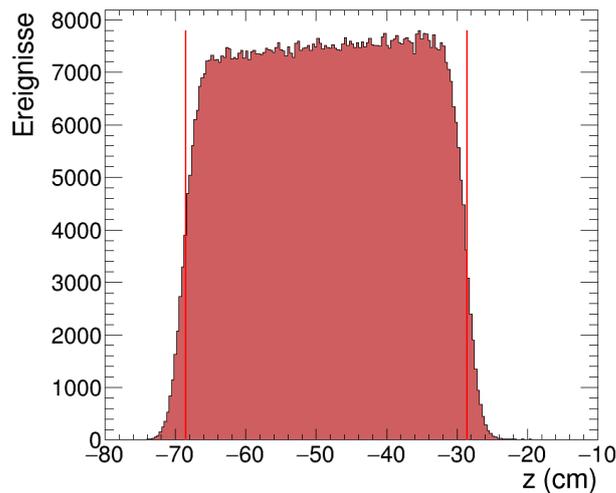


Abbildung 5.8: Histogramm mit 854953 Ereignissen zur Verteilung der z-Position des primären Vertex nach der Rekonstruktion. Geschnitten wurde hier – von der RPD-Helper-Klasse – auf die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6 und die Entfernung der z-Position des primären Vertex zum Targetmittelpunkt. Zusätzlich habe ich auf genau einen Treffer in beiden Ringen und Energieverlust  $> 0$  pro Ring geschnitten.

Auffallend ist hier, dass einige Ereignisse außerhalb der Grenzen des Targets rekonstruiert wurden. Dies ist auf statistische Fehler in der Rekonstruktion zurückzuführen.

Im Gegensatz zum vorherigen Kapitel 4, wo ich die generierten Daten vor der Rekonstruktion betrachtet habe, kann jetzt nach der Rekonstruktion keine Aussage mehr über  $r$  und  $\phi$  des primären Vertex gemacht werden.

### 5.4.2 Güte der Rekonstruktion

Um die Präzision, mit der der primäre Vertex der Reaktion  $\pi^- + p \rightarrow \eta + \pi^- + p$  rekonstruiert wird, zu ermitteln, habe ich die Differenz zwischen der echten Vertexposition aus dem MCG-Datensatz mit dem rekonstruierten Vertex des MCR-Datensatzes verglichen. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.9 sichtbar. Das  $\Delta z$  entspricht der Vertexposition vor der Rekonstruktion minus der Vertexposition nach der Rekonstruktion. Ich erhalte einen Mittelwert von  $\approx 0,2701$  cm (vor der Vervollständigung des Targets betrug sie mit  $\approx 0,258$  cm einen kleineren Wert, der auf eine kleinere Streuung durch das fehlende Material zurückzuführen ist) was bedeutet, dass der rekonstruierte Vertex im Mittel weiter Strom aufwärts rekonstruiert wird, als er in Wirklichkeit ist.

Um herauszufinden wie fehlerbehaftet die Rekonstruktion des Monte-Carlo-generierten primären Vertex ist, habe ich eine Gauß-Verteilung an die Messwerte angepasst. Die Standardabweichung dieser ist ein Maß für den Fehler auf den rekonstruierten primären Vertex. Sie beträgt  $\sigma = (1,591 \pm 0,001)$  cm (vor der Vervollständigung des Targets betrug sie mit  $\sigma = (1,555 \pm 0,013)$  cm einen kleineren Wert, der ebenfalls auf eine kleinere Streuung durch das fehlende Material zurückzuführen ist). Laut [1] beträgt die durchschnittliche Auflösung in z-Richtung  $\sigma_z = 1$  cm. Dies ist jedoch der Wert, der mit allen Teilchen und allen Detektoren erzielt wird (außer RPD und Rückstoßproton), während ich nur die Werte des RPD verwendet habe, weshalb mein Fehler größer ist. Dennoch ist dieser Wert kleiner als erwartet. Falls die Rekonstruktion mit echten Daten genauso präzise wäre, könnte man den primären Vertex, den die RPD-Helper-Klasse zukünftig sogar mit in die Datenanalyse einbeziehen.

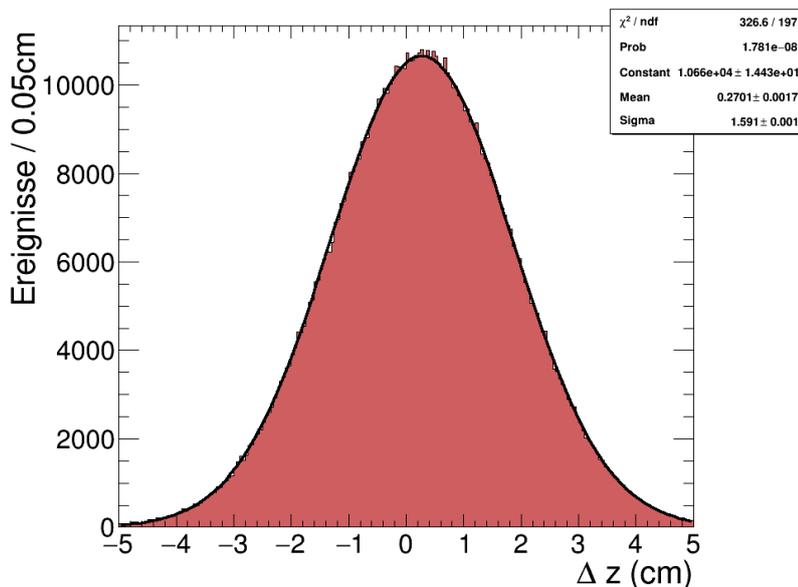


Abbildung 5.9: Differenz zwischen Vertexposition vor und nach der Rekonstruktion in PHAST mithilfe der RPD-Helper-Klasse. Dargestellt sind 854953 Ereignisse.



## Vergleich rekonstruierter Monte-Carlo-Daten mit echten Daten

In diesem Kapitel werde ich die Ergebnisse der Analyse von MCR-Daten mit echten Daten vergleichen, um herauszufinden, inwiefern diese zu physikalisch äquivalenten Ergebnissen führen. Der von mir benutzte echte Datensatz stammt aus den Daten einer Datenperiode von 2008 und wurde von Rocío Reyes Ramos in ihrer Masterarbeit [11] auf die diffraktive Produktion des  $\eta\pi^-$ -Zustandes selektiert. Zusätzlich habe ich ihre Daten auf eine invariante Masse des  $\eta\pi^-$ -Zustandes von  $(1,30 \pm 0,02) \text{ GeV}/c^2$  geschnitten, um sie direkt mit der Simulation vergleichen zu können.

### 6.1 Energieverteilung der Rückstoßprotonen

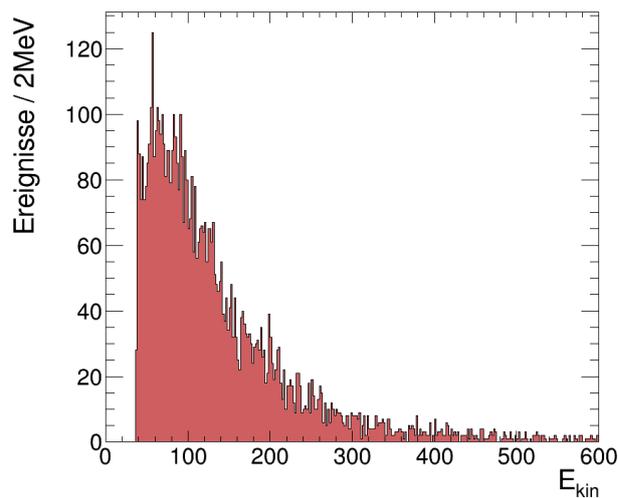


Abbildung 6.1: Verteilung der kinetischen Energie der Rückstoßprotonen nach der Rekonstruktion von 6237 Ereignissen echter Daten. Geschnitten wurde hier – von der RPD-Helper-Klasse – auf die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6 und die Entfernung der z-Position des primären Vertex zum Targetmittelpunkt. Zusätzlich habe ich auf genau einen Treffer in beiden Ringen und Energieverlust  $> 0$  pro Ring geschnitten.

Die Verteilung der rekonstruierten kinetischen Energien der Rückstoßprotonen befindet sich in Abbildung 6.1. Diese ähnelt der Verteilung der generierten kinetischen Energien in Abbildung 4.1(a) in ihrer Form. Daraus kann man schließen, dass die Probleme mit der Energierekonstruktion, die in Kapitel 5.1 aufgetreten sind, nur für Monte-Carlo-Daten auftreten. Die Anfangspunkte stimmen ebenfalls überein, was darauf zurückzuführen ist, dass für die Simulation die minimale vom RPD detektierbare kinetische Energie gewählt wurde (mehr dazu in Kapitel 4).

## 6.2 Winkelverteilung und z-Positionen

Wie im vorherigen Kapitel 5.2 sind die Azimutwinkel  $\phi$  wieder diskretisiert. Die Rekonstruktion dieser Winkel und der z-Position im Target habe ich in Abbildung 6.2 dargestellt.

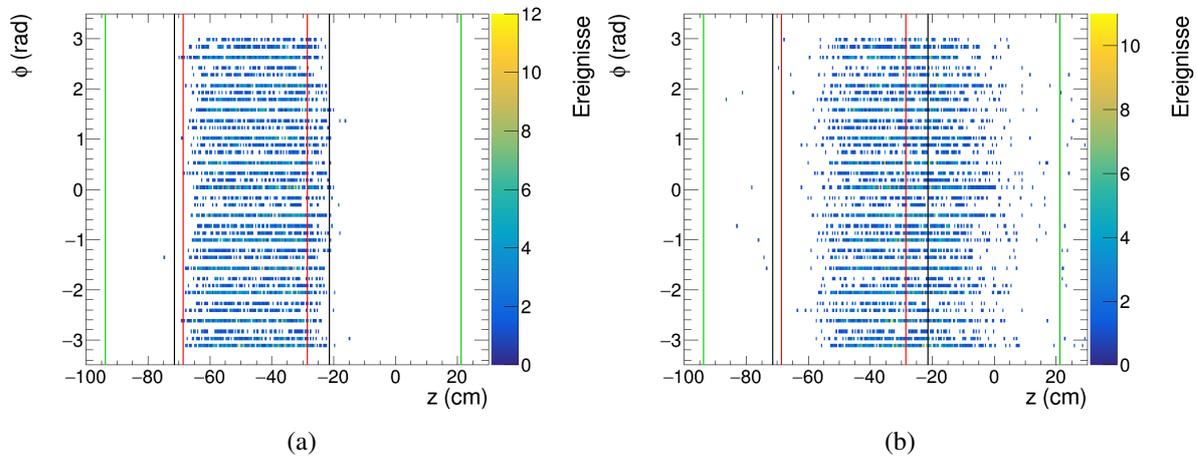


Abbildung 6.2: Histogramm der rekonstruierten Treffer der Rückstoßprotonen gegen den Azimutwinkel  $\phi$  und die z-Position (a) in Ring 1 und (b) in Ring 2 aus von 6237 Ereignissen echten Daten. Die roten Linien stellen die Abmessungen des Targets dar, die schwarzen die von Ring 1 und die grünen die von Ring 2. Geschnitten wurde hier – von der RPD-Helfer-Klasse – auf die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6 und die Entfernung der z-Position des primären Vertex zum Targetmittelpunkt. Zusätzlich habe ich auf genau einen Treffer in beiden Ringen und Energieverlust  $> 0$  pro Ring geschnitten.

Auch hier sind wie in Abbildung 5.3 ein paar Ereignisse außerhalb der Grenzen der Ringe rekonstruiert worden. Diese bewegen sich jedoch in der selben Größenordnung, was zeigt, dass die Simulation die Realität angemessen widerspiegelt. Ring 2 (Abbildung 6.2(b)) ist jedoch nicht so gut ausgeleuchtet, wie 5.3(b). Um dies zu verstehen sind weitere Untersuchungen notwendig, möglicherweise liegt dies an fehlender Statistik, da diese hier um zwei Größenordnungen kleiner ist als in der Simulation.

## 6.3 Energiedeponierung

Die Verteilung der Energiedeponierungen von den Rückstoßprotonen in den beiden Ringen ist in Abbildung 6.3 dargestellt.

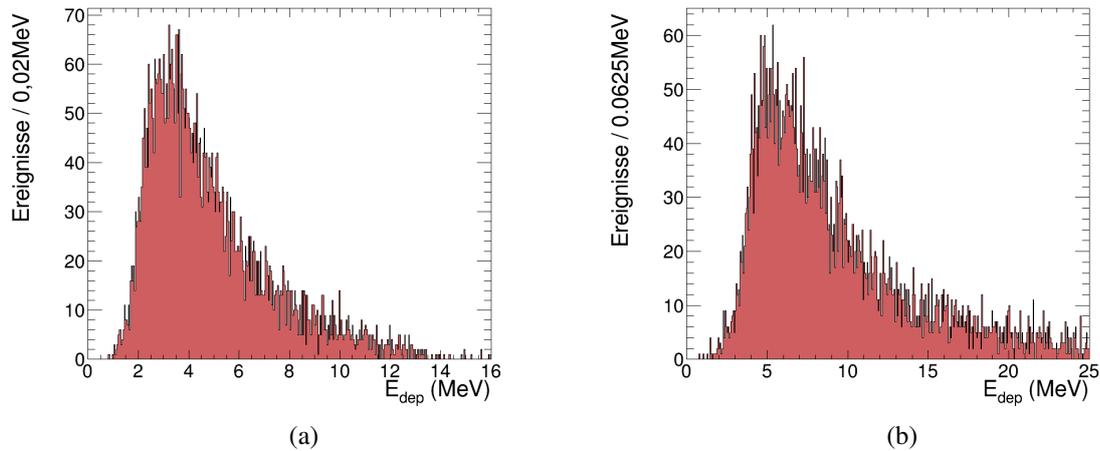


Abbildung 6.3: Histogramme mit jeweils 6237 Ereignissen zur Energiedeposition in den Ringen 1 (a) und 2 (b) aus echten Daten. Geschnitten wurde hier – von der RPD-Helper-Klasse – auf die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6 und die Entfernung der z-Position des primären Vertex zum Targetmittelpunkt. Zusätzlich habe ich auf genau einen Treffer in beiden Ringen und Energieverlust  $> 0$  pro Ring geschnitten.

Diese stimmen ebenfalls von der Form her mit Abbildung 5.4 überein, was auf die bereits in Kapitel 5.3.1 diskutierte sehr gute Energiedepositionsauflösung des Rückstoßprotonendetektors zurückzuführen ist. Die Energiedeposition in den beiden Ringen gegen die kinetische Energie der Rückstoßprotonen ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Wie im vorherigen Kapitel 5.3 sind einige unphysikalische Ereignisse dargestellt, in denen die Rückstoßprotonen mehr Energie deponiert haben, als sie ursprünglich hatten. Dies ist auf der Ebene der echten Daten jedoch auf Fehler in der Rekonstruktion aufgrund von statistischen Effekten, wie Energieverlustschwankungen oder Ablenkung durch Vielfachstreuung zurückzuführen. Anschließend habe ich die deponierte Energie in Ring 1 gegen die deponierte Energie in Ring 2 in

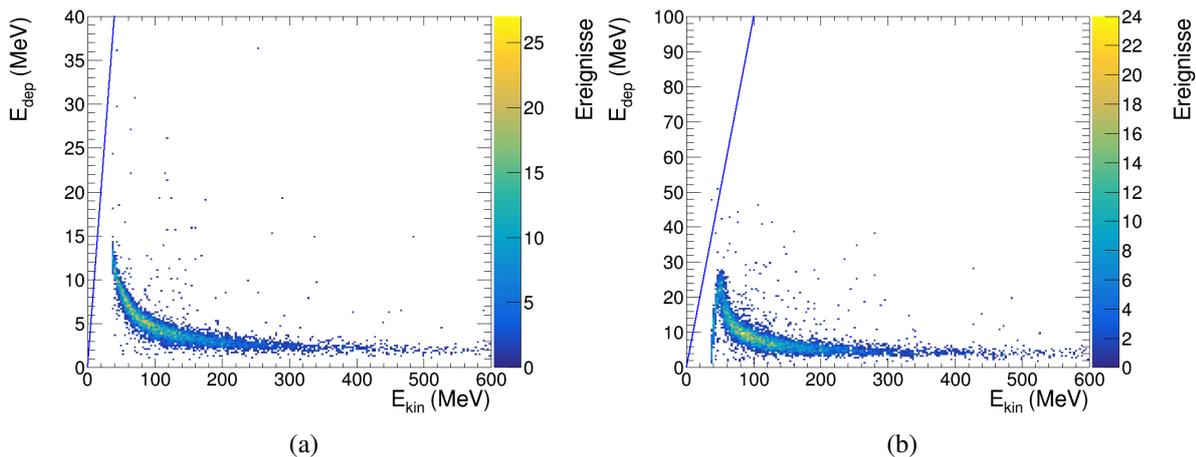


Abbildung 6.4: Histogramme mit jeweils 6237 Ereignissen zur rekonstruierten Energiedeposition in den Ringen 1 (a) und 2 (b) gegen die kinetische Energie am primären Vertex aus echten Daten. Geschnitten wurde hier – von der RPD-Helper-Klasse – auf die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6 und die Entfernung der z-Position des primären Vertex zum Targetmittelpunkt. Zusätzlich habe ich auf genau einen Treffer in beiden Ringen und Energieverlust  $> 0$  pro Ring geschnitten.

Abbildung 6.5 dargestellt. Für den Fall, dass im RPD ein Pion detektiert wird, würde man eine andere charakteristische rückläufige Flanke erwarten, wie in Abbildung 4.10(b) vorhergesagt wird. Da dies nicht beobachtet wird, können wir davon ausgehen, dass es sich bei allen Teilchen um Protonen handelt.

Was jedoch gut erkennbar ist, ist dass die rückläufige Flanke der Rückstoßprotonen bis  $E_{\text{dep},2} \approx 0$  geht, was bei der Simulation erst nach der Vervollständigung des Targets zu sehen war (vergleiche Abbildung 4.10(a) mit Abbildung F.7). Dies ist ein Hinweis darauf, dass meine Veränderungen am Target die Simulation realistischer gemacht hat.

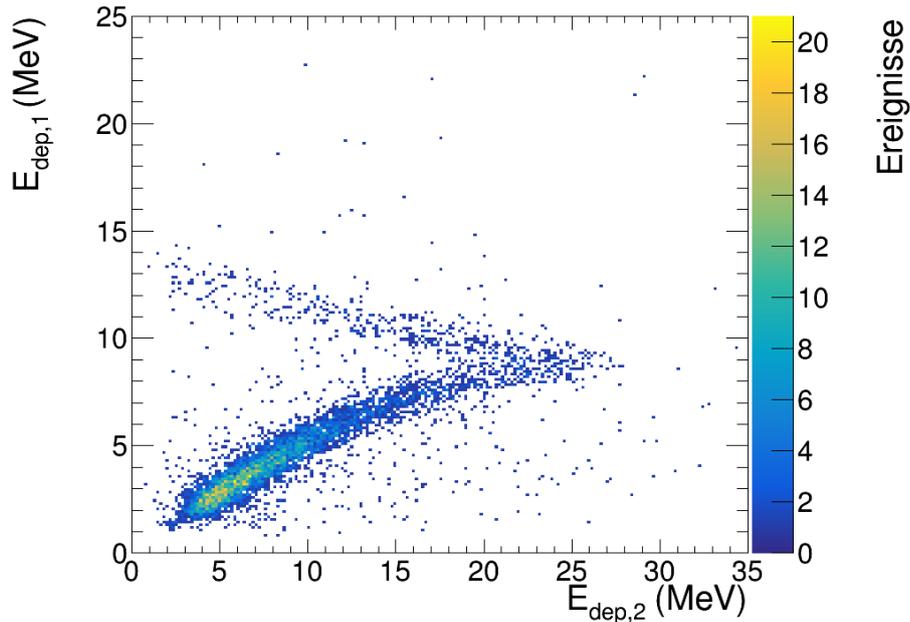


Abbildung 6.5: Histogramm mit 6237 Ereignissen zur deponierten Energie in Ring 1 gegen die deponierte Energie in Ring 2 aus echten Daten. Geschnitten wurde hier – von der RPD-Helfer-Klasse – auf die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6 und die Entfernung der z-Position des primären Vertex zum Targetmittelpunkt. Zusätzlich habe ich auf genau einen Treffer in beiden Ringen und Energieverlust  $> 0$  pro Ring geschnitten.

### 6.3.1 Verteilung des primären Vertex

Die Visualisierung der Verteilung der z-Positionen des innerhalb von PHAST mithilfe der RPD-Helfer-Klasse rekonstruierten primären Vertex aus echten Daten, befindet sich in Abbildung 6.6. Im Gegensatz zu Kapitel 4, wo ich die generierten Daten vor der Rekonstruktion betrachtet habe, kann auch hier, analog zum vorherigen Kapitel, keine Aussage mehr über  $r$  und  $\phi$  des primären Vertex gemacht werden. Der primäre Vertex ist jedoch annähernd so gut innerhalb der Grenzen des Targets, wie in Abbildung 5.8, auch wenn er im Augenmaß etwas zu weit Strom abwärts rekonstruiert wird. Dies ist ein Zeichen dafür, dass die Simulation die Reaktion realistisch widerspiegelt. Dies würde weiterhin bedeuten, dass der Fehler auf die Rekonstruktion von echten Daten in der selben Größenordnung ( $\Delta z \approx 1,5$  cm) befindet, was die Idee, diesen Vertex für zukünftige Datenanalyse miteinzubeziehen, ein Stück näher an die Realität brächte. Weitere Untersuchungen dahingehend müssten dies jedoch erst bestätigen.

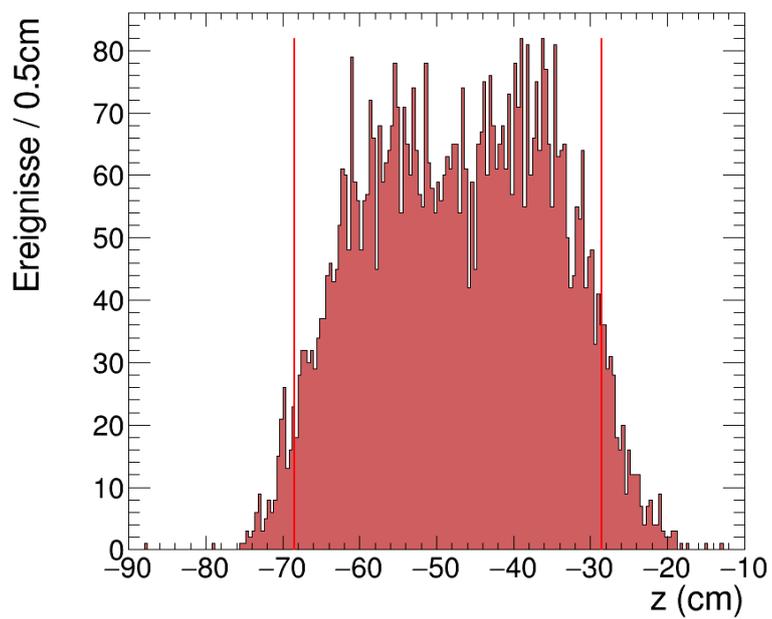


Abbildung 6.6: Histogramm mit 6237 Ereignissen zur Verteilung der z-Position des primären Vertex nach der Rekonstruktion der echten Daten. Geschnitten wurde hier – von der RPD-Helper-Klasse – auf die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6 und die Entfernung der z-Position des primären Vertex zum Targetmittelpunkt. Zusätzlich habe ich auf genau einen Treffer in beiden Ringen und Energieverlust  $> 0$  pro Ring geschnitten.



## Fazit und Ausblick

---

Das ursprüngliche Ziel dieser Bachelorarbeit war es, das Rückstoßproton der Reaktion  $\pi^- + p \rightarrow \eta + \pi^- + p$  aus den Daten des COMPASS-Experiments vom 2008 Hadron Programm und die zugehörige aktualisierte Simulation (TGEANT) zu analysieren, ihre Richtigkeit und Vollständigkeit zu überprüfen und die Ergebnisse mit der alten Simulation und echten Daten zu vergleichen. Dabei sollte weiterhin die Funktion der RPD-Helper-Klasse untersucht werden.

Während der Arbeit sind einige Mängel in der Simulation (Unfähigkeit der Verwendung einer Strahldatei, unzureichende Implementierung des Targets) und der Rekonstruktion (falsche Energierekonstruktion von Monte-Carlo-Daten in der RPD-Helper-Klasse) ausfindig gemacht worden, von denen einige während der Arbeit behoben werden konnten.

Bis auf die Energierekonstruktion, die in der alten Simulation auch schon Probleme verursacht hat [1], hat der Vergleich mit der alten Simulation eine gute Übereinstimmung gezeigt. Auch der Vergleich mit echten Daten hat gezeigt, dass die Monte-Carlo-Simulation sehr nah an der Realität ist. Die Vervollständigung des Targets durch Hinzufügen der Mylarzelle und dem Kryostat hat zu noch realistischeren Ergebnissen geführt.

Der nächste logische Schritt wäre es, die noch bestehenden Probleme zu beheben. Auch die kurz angeschnittene Energierekonstruktion mithilfe der Energiedeponierung wäre in der Zukunft umsetzbar. Desweiteren könnten weitere Untersuchungen angestellt werden ob, aufgrund der relativ guten Auflösung der Rekonstruktion des primären Vertex ( $\sigma_z = (1,591 \pm 0,001)$  cm) mit dem RPD, dieser in Betracht gezogen werden könnte, wenn die geladenen Teilchen – zum Beispiel aufgrund kleiner Ablenkwinkel – zu einer schlechten Auflösung führen. Damit könnte das COMPASS-Experiment zukünftig weiter an Präzision gewinnen und besser dabei helfen, die Physik der starken Wechselwirkung zu verstehen.



# Literatur

---

- [1] C. Dreisbach, *Study of elastic  $\pi^- p$  scattering at COMPASS*, Diplomarbeit: Techn. Univ. München, 2014 (siehe S. iii, v, 12, 16, 17, 24, 25, 33, 41, 48).
- [2] JPAC Collaboration und COMPASS Collaboration und andere, *New analysis of  $\eta\pi$  tensor resonances measured at the COMPASS experiment*, Physics Letters B **779** (2018) 464 (siehe S. 1, 17).
- [3] P. Abbon u. a., *The COMPASS setup for physics with hadron beams*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **779** (2015) 69 (siehe S. 3, 7–9, 12, 14).
- [4] H. Kolanoski und N. Wermes, *Teilchendetektoren*, Springer, 2016 (siehe S. 3–5).
- [5] C. u. P. D. G. u. a. Patrignani, *Review of particle physics*, Chinese physics C **40** (2016) 100001 (siehe S. 4, 17, 19).
- [6] R. Wagner, *Energieverlust eines Teilchens*, [https://www.mpp.mpg.de/~rwagner/skript/Energieverlust\\_Teilchens.html](https://www.mpp.mpg.de/~rwagner/skript/Energieverlust_Teilchens.html), Aufgerufen am: 2018-09-26 (siehe S. 5).
- [7] W. Renz, *Akzeptanzbestimmung mit einer Monte Carlo Simulation für den  $\pi^- p \rightarrow \pi^- p \eta (\pi^+ \pi^- \pi^0 (\gamma\gamma))$ -Zustand*, Bachelorarbeit: Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2018 (siehe S. 10, 17).
- [8] P. Abbon u. a., *The COMPASS experiment at CERN*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **577** (2007) 455 (siehe S. 11).
- [9] J. Bernhard, *Aufbau des inneren Rings eines Recoildetektors am COMPASS-Experiment*, Diplomarbeit: Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 2007 (siehe S. 14).
- [10] *Sphärische Gleichverteilung*, <http://mathworld.wolfram.com/SpherePointPicking.html>, Aufgerufen am: 2018-09-06 (siehe S. 19).
- [11] R. Reyes-Ramos, *Selection of diffractively produced  $\eta\pi$  and  $\eta'\pi$  final states at the COMPASS experiment*, Masterarbeit: Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2018 (siehe S. 35).



## Quantenzahlen

Ein quantenmechanischer Zustand wird in der Teilchenphysik durch folgende Quantenzahlen<sup>1</sup> beschrieben:

- Gesamtdrehimpuls:  $J \in |L - S|, \dots, (L + S)$ , mit Spin  $S$  und Drehimpuls  $L$
- Parität:  $P = P_1 \cdot P_2 \cdot (-1)^L$  (für Quark-Antiquark-Paare  $(-1)^{L+1}$ ) Raumspiegelung
- Ladungskonjugation:  $C = C_1 \cdot C_2$  (für Quark-Antiquark-Paare  $(-1)^{L+S}$ ) Austausch Teilchen  $\leftrightarrow$  Antiteilchen
- G-Parität:  $G = G_1 \cdot G_2$
- Isospin:  $I$  beschreibt innere Symmetrie unter der starken Wechselwirkung, analog zum Spin

Es gibt noch weitere wie die Leptonenfamilienzahlen und viele mehr, auf die ich in dieser Arbeit nicht eingehe, da sie für die betrachtete Reaktion nicht direkt relevant sind.

Berechnet man die ersten fünf möglichen Zustände eines Quark-Antiquark-Paares nach  $P = (-1)^{L+1}$  und  $C = (-1)^{L+S}$ , so erhält man:

S	L	$J^{PC}$
0	0	$0^{-+}$
1	1	$0^{++}$
1	0	$1^{--}$
0	1	$1^{+-}$
1	1	$1^{++}$

Berechnet man Parität und Ladungskonjugation des  $\eta\pi^-$ -Zustandes mithilfe der Parität und Ladungskonjugation der Ausgangsteilchen ( $\eta$  und  $\pi^-$ ), erhält man  $1^{-+}$ . Dieser und generell Zustände mit ungeradem  $J$ , negativer Parität und positiver Ladungskonjugation, können allerdings nicht aus einem Quark-Antiquark-Paar erzeugt werden. Das würde folgen, dass der  $\eta\pi^-$ -Zustand seinen ungeraden Partialwellen, exotisch wäre, wenn er nachgewiesen werden würde, da er nicht aus einem Quark-Antiquark-Paar bestehen kann. Mögliche Erklärungen für den Zustand wären die in der Einleitung

<sup>1</sup> Quantenzahlen sind Eigenwerte korrespondierender (hermitescher) Operatoren. Sie nehmen immer ein ganzzahliges Vielfaches eines bestimmten minimalen Wertes an und sind dementsprechend „quantisiert“.

bereits erwähnten Tetraquarks oder Hybride.

An dieser Stelle sei als Anmerkung noch gesagt, dass der Zerfall von  $\eta$  in drei Pionen die G-Parität verletzt.  $G(\pi) = -1$  woraus eigentlich  $G(\eta) = (-1)^3 = -1$  folgen müsste, da die G-Parität multiplikativ ist. In Wahrheit gilt jedoch  $G(\eta) = +1$ . Dies ist jedoch nicht verboten sondern nur unterdrückt, weil die Isospinsymmetrie gebrochen wird (da die Masse des  $Up$ -Quarks ungleich der Masse des  $Down$ -Quarks ist).

---

## Fehler auf den Azimutwinkel $\phi$ des RPD

---

Berechnung der Standardabweichung  $\sigma = \sqrt{\sigma^2} = \sqrt{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2}$ :

$$\int_a^b p(x) dx \stackrel{!}{=} 1 \Rightarrow p(x) = \frac{1}{b-a} \quad (\text{B.1})$$

$$\langle x \rangle = \int_a^b p(x) \cdot x dx = \frac{1}{b-a} \cdot \left[ \frac{x^2}{2} \right]_a^b = \frac{1}{2(b-a)} (b^2 - a^2) \quad (\text{B.2})$$

$$\langle x^2 \rangle = \int_a^b p(x) \cdot x^2 dx = \frac{1}{b-a} \left[ \frac{x^3}{3} \right]_a^b = \frac{1}{3(b-a)} (b^3 - a^3) \quad (\text{B.3})$$

Mithilfe der dritten binomischen Formel erhält man:

$$(b-a)^3 = b^3 - a^3 + 3a^2b - 3b^2a \quad (\text{B.4})$$

Einsetzen von (B.4) in (B.3):

$$\begin{aligned} \langle x^2 \rangle &= \frac{1}{3(b-a)} ((b-a)^3 - 3a^2b + 3b^2a) \\ &= \frac{(b-a)^2}{3} + \frac{ab}{3(b-a)} (3(b-a)) = \frac{(b-a)^2}{3} + ab \\ &= \frac{b^2 + a^2 - 2ab}{3} + ab = \frac{a^2 + b^2 + ab}{3} \end{aligned}$$

Aus (B.2) erhalte ich  $\langle x \rangle^2$ :

$$\langle x \rangle^2 = \frac{(a+b)^2}{4} = \frac{a^2 + 2ab + b^2}{4}$$

Daraus folgt für  $\sigma^2$ :

$$\begin{aligned}\sigma^2 &= \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 = \frac{a^2 + b^2 + ab}{3} - \frac{a^2 + 2ab + b^2}{4} \\ &= \frac{4(a^2 + b^2 + ab) - 3(a^2 + 2ab + b^2)}{12} \\ &= \frac{a^2 + b^2 - 2ab}{12} = \frac{(a - b)^2}{12} \\ \Rightarrow \sigma &= \frac{b - a}{\sqrt{12}}\end{aligned}$$

Die Betragsstriche um  $(b - a)$  können weggelassen werden, da die Wahrscheinlichkeitsdichte positiv definiert ist und dementsprechend  $b > a$  gilt.

Betrachtet man nun Abbildung (B.1), so erhält man zwei verschiedene Fehler abhängig davon, durch welche äußere Szintillatorplatte – relativ zur inneren Szintillatorplatte – das Rückstoßproton hindurchfliegt. Für  $\sigma_1$  erhält man durch Ablesen der Szintillatoranzahl aus Tabelle 3.1 für  $b - a = \frac{2\pi}{24} = \frac{\pi}{12}$  und somit:

$$\sigma_{\phi,1} = \frac{\pi}{12 \cdot \sqrt{12}}$$

Für  $\sigma_2$  erhalte ich wegen  $b - a = \frac{2\pi}{48} = \frac{\pi}{24}$  die Hälfte:

$$\sigma_{\phi,2} = \frac{\pi}{24 \cdot \sqrt{12}}$$

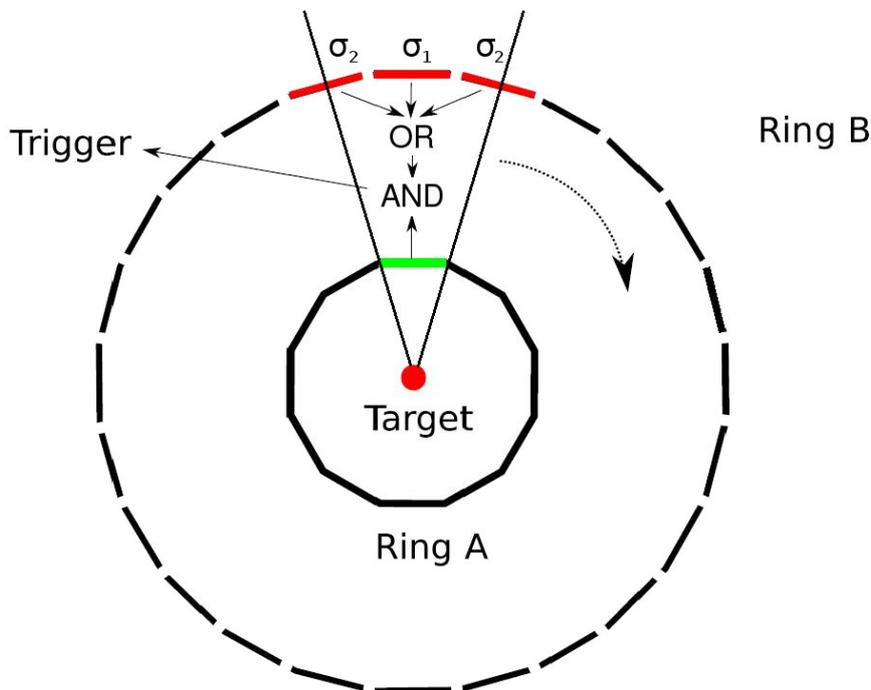


Abbildung B.1: Veranschaulichung des Fehlers  $\sigma_{\phi,i}$  auf den Azimutwinkel [1].

## Wie arbeitet TGEANT?

Um zu verstehen wie TGEANT bei der Simulation des RPD arbeitet, habe ich Tabelle C.1 angefertigt, die dessen Arbeitsschritte durchgeht und erklärt was wann passiert.

Schritt	Treffer?	Konsequenz
1	nein	
2	ja	speichere <code>E(Schritt 1)</code> als <code>particleEnergy</code> , speichere <code>hitPosition(Schritt 1)</code> als <code>primaryHitPosition</code> , zwischenspeichere <code>energyDeposit</code> dieses Schrittes
3	ja	zwischenspeichere <code>energyDeposit</code> dieses Schrittes
...	ja	zwischenspeichere <code>energyDeposit</code> dieses Schrittes
n	nein	speichere <code>hitPosition(Schritt n)</code> als <code>lastHitPosition</code> , summiere die zwischengespeicherten <code>energyDeposits</code> von allen Schritten auf und speichere sie als <code>energyDeposit</code>

Tabelle C.1: Zu den Arbeitsschritten von TGEANT

Abschließend sei hierzu noch gesagt, dass TGEANT, solange keine Strahldatei benutzt wird, den Strahl rückwärts „rekonstruiert“ also zuerst die Reaktion simuliert und anhand dieser Daten den Strahl bis zu seinem Ursprung generiert.



## Das LH<sub>2</sub>-Target in TGEANT

---

### D.1 Ausgangssituation

Da das Target in TGEANT zum Start meiner Bachelorarbeit nur aus einem 400 mm langen LH<sub>2</sub>-Zylinder mit einem falschen Radius von 35 mm bestand, habe ich den Radius auf 17,5 mm korrigiert (siehe Abbildung [D.3\(a\)](#)), das umliegende Material implementiert und den Einfluss des Materials diskutiert. Die genaue Beschreibung der Implementierung befindet sich hier, der Vergleich befindet sich in Kapitel 4.

### D.2 Implementierung

Für die Implementierung habe ich die Daten aus den originalen Bauplänen beziehungsweise technischen Zeichnungen des Targets entnommen, diese sind in den Abbildungen [D.1](#) und [D.2](#) eingebunden. Bei Überprüfung der Werte muss folgendes beachtet werden: Die Länge von Zylindern muss in GEANT4 durch 2 geteilt werden weil sie von der Mittelpunktposition in beide Richtungen geht.

Zunächst habe ich den LH<sub>2</sub>-Zylinder mit einem Hohlzylinder aus 125  $\mu\text{m}$  dickem Mylar ummantelt, dabei habe ich die Krümmung der Grundfläche und des Deckels aufgrund des Druckunterschieds durch das Vakuums außen vernachlässigt (siehe Abbildungen [D.3\(b\)](#) und [D.3\(c\)](#)). Als nächstes habe ich den dünnen (1,8 mm), für die Rückstoßprotonen relevanten Teil des Kryostats implementiert, indem ich 40,5 mm Strahl aufwärts einen 559 mm langen und 1,8 mm dicken Hohlzylinder platziert habe. Danach habe ich ein Vakuum innerhalb des Kryostats geschaffen, indem ich einen Zylinder mit dem inneren Radius und der Länge des Kryostats erstellt habe. Hier muss beachtet werden: Die gewählte Farbe des Vakuums ist „invisible“ und damit unsichtbar innerhalb von TGEANT (auch in der Legende). Will man sich vergewissern, dass das Vakuum da ist, so muss man in der Quelldatei die Farbe ändern.

Zuletzt habe ich noch das Mylarfenster Strahl abwärts implementiert. Es hat den Innendurchmesser des Kryostats und ist 125  $\mu\text{m}$  dick (siehe Abbildung [D.3\(d\)](#)).

### D.3 Verbesserungsvorschläge

Um das Target noch realistischer und vollständiger zu implementieren, wäre es möglich, die Krümmung der Mylarfenster mit einzubeziehen. Dafür liegen mir jedoch keine Daten über den Krümmungsradius et cetera vor.

Leider liegt mir keine detaillierte Beschreibung für die Rohacell-Halterung des Targets vor. Diese muss dementsprechend auch noch implementiert werden.

Die Halterung des Mylarfensters Strahl abwärts an dem Kryostat hat eine recht komplizierte Form, die ich zeitlich nicht mehr implementieren konnte. Die Daten liegen jedoch in [D.2](#) vor. Dies wäre also ohne weiteres implementierbar.

Der dicke Teil des Kryostats samt den „in- und outlets“ (also den Zu- und Ableitungen des Wasserstoffs) und der Pumpe fehlen. Diese sind jedoch nicht unbedingt relevant für die Simulation, da diese sich außerhalb der Akzeptanz des COMPASS-Spektrometers befinden.

Desweiteren fehlen das Mylarfenster Strom aufwärts, und die 15 Isolationsschichten aus Mylar, die jeweils  $\leq 1 \mu\text{m}$  dünn sind (genauer ist mir nicht bekannt). Diese sind jedoch aufgrund ihrer geringen-Implementierung Dicke gegenüber der Target-Hülle und dem Kryostat vernachlässigbar.



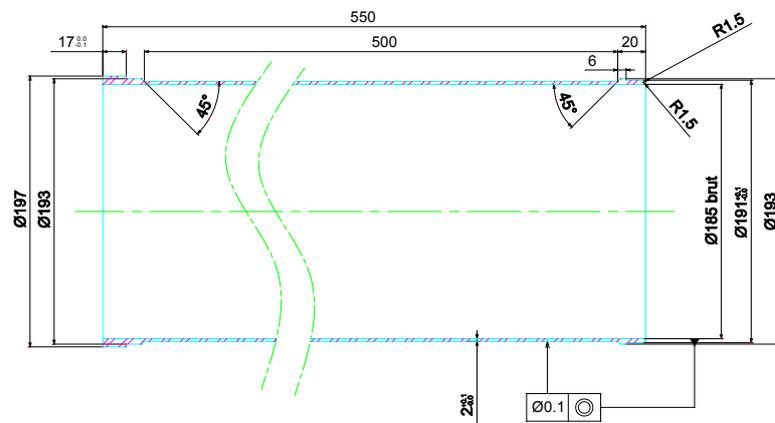


Abbildung D.2: Originale technische Zeichnung des Kryostats (zur Verfügung gestellt von Lionel Herblin).

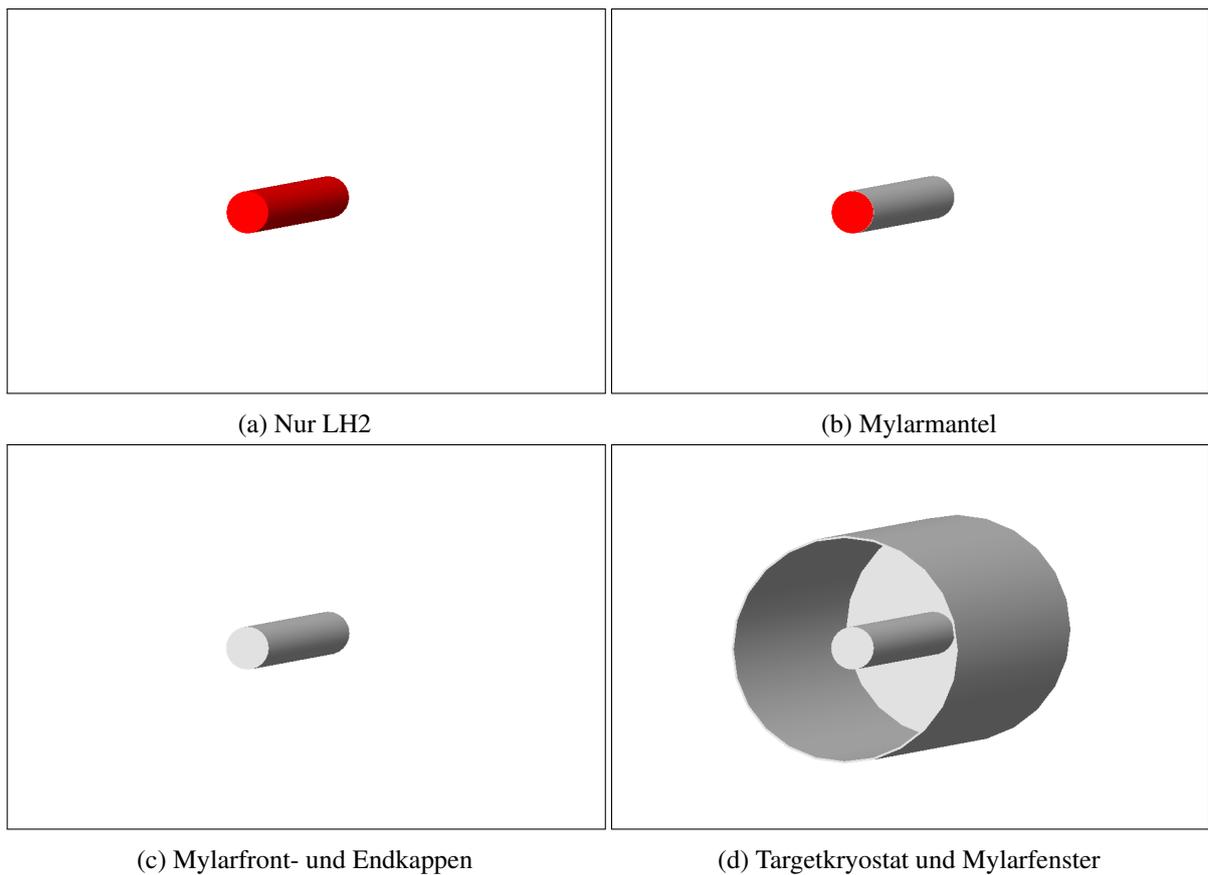


Abbildung D.3: Visualisierung der einzelnen Schritte der Implementierung.

## Beweis zur Koplanarität

Die Fläche, die von zwei Vektoren aufgespannt wird, lässt sich mit dem Kreuzprodukt berechnen. Der daraus resultierende Vektor ist die Flächennormale, die senkrecht auf der Fläche steht. Den Winkel zwischen der Fläche, die von Rückstoßproton und Strahl, und der Fläche, die von der Resonanz und dem Strahl aufgespannt wird, können wir also folgendermaßen darstellen (siehe auch Abbildung 3.7):

$$\Delta\phi = \angle(\vec{p}_X \times \vec{p}_B, \vec{p}_R \times \vec{p}_B) \quad (\text{E.1})$$

Aus der Impulserhaltung folgt:

$$\begin{aligned} \vec{p}_B + \vec{p}_T &= \vec{p}_X + \vec{p}_R \\ \Leftrightarrow \vec{p}_R &= \vec{p}_B + \vec{p}_T - \vec{p}_X \\ \Rightarrow \vec{p}_R \times \vec{p}_B &= \underbrace{\vec{p}_B \times \vec{p}_B}_{=0} + \underbrace{\vec{p}_T \times \vec{p}_B}_{=0} - \vec{p}_X \times \vec{p}_B \end{aligned} \quad (\text{E.2})$$

Das Kreuzprodukt zwischen Strahl- und Targetimpuls ist 0, da das Target ruht und somit sein Impuls 0 ist.

Setzen wir (E.2) in Gleichung (E.1) ein, erhalten wir:

$$\Delta\phi = \angle(\vec{p}_X \times \vec{p}_B, -\vec{p}_X \times \vec{p}_B) = \pm 180^\circ \quad (\text{E.3})$$

Dies gilt nur, wenn alle Teilchen im Endzustand detektiert worden sind. Falls dies nicht der Fall ist, erhält man einen Winkel verschieden von  $180^\circ$ , wodurch der Koplanaritätsschnitt auch als Maß für die Detektor-Akzeptanz verstanden werden kann.



## Histogramme mit altem Target

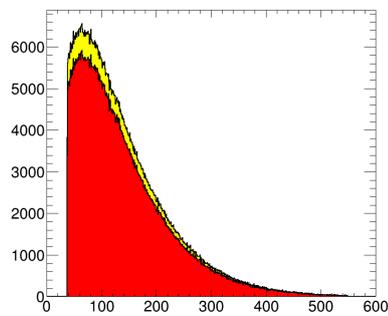


Abbildung F.1: Verteilung der kinetischen Energie der Rückstoßprotonen vor der Vervollständigung des Targets (in gelb sind die ungeschnittenen 972216 Ereignisse, in rot sind die nach dem Schnitt auf genau einen Treffer in beiden Ringen und die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6 übrig gebliebenen 878757 Ereignisse dargestellt).

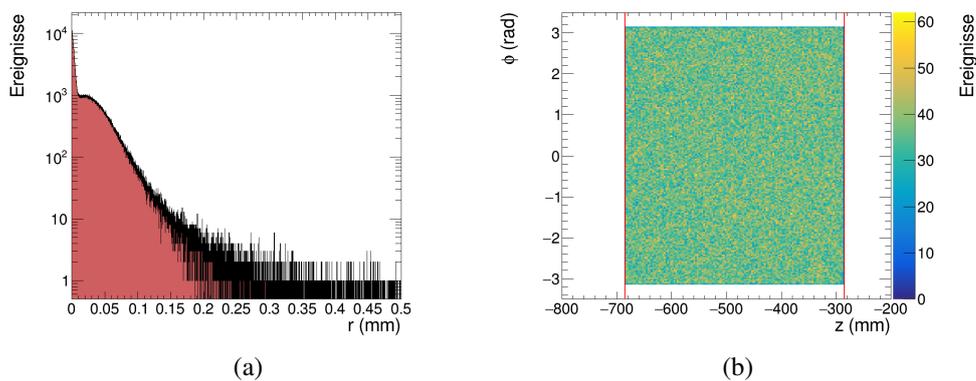


Abbildung F.2: Halblogarithmische Darstellung der Verteilung der radialen Abstände der primären Vertices zur z-Achse  $r$  vor der Vervollständigung des Targets in (a) und Verteilung der Azimutwinkel  $\phi$  und  $z$ -Position in (b) wobei die Abmessungen des Targets in rot dargestellt sind. Beide Histogramme enthalten 878757 Ereignisse. Geschnitten wurde hier auf genau einen Treffer in beiden Ringen und die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6.

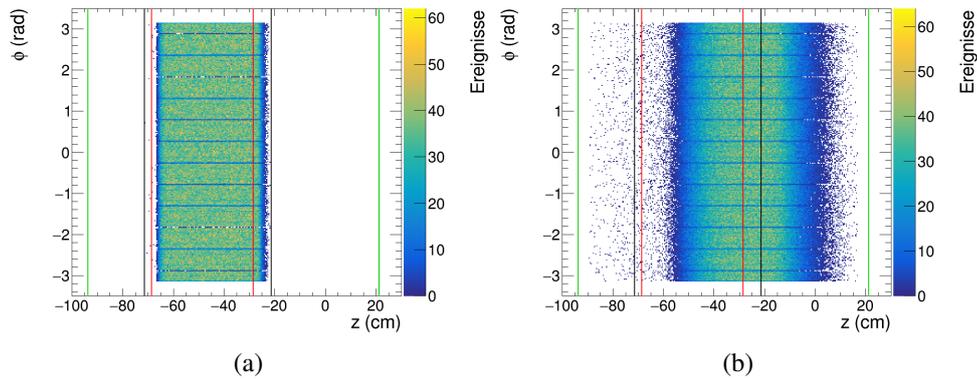


Abbildung F.3: Histogramm der generierten Treffer der Rückstoßprotonen gegen den Azimutwinkel  $\phi$  und die z-Position vor der Vervollständigung des Targets (a) in Ring 1 und (b) in Ring 2. Die roten Linien stellen die Abmessungen des Targets dar, die schwarzen die von Ring 1 und die grünen die von Ring 2. Beide Histogramme enthalten 878757 Ereignisse. Geschnitten wurde hier auf genau einen Treffer in beiden Ringen und die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6.

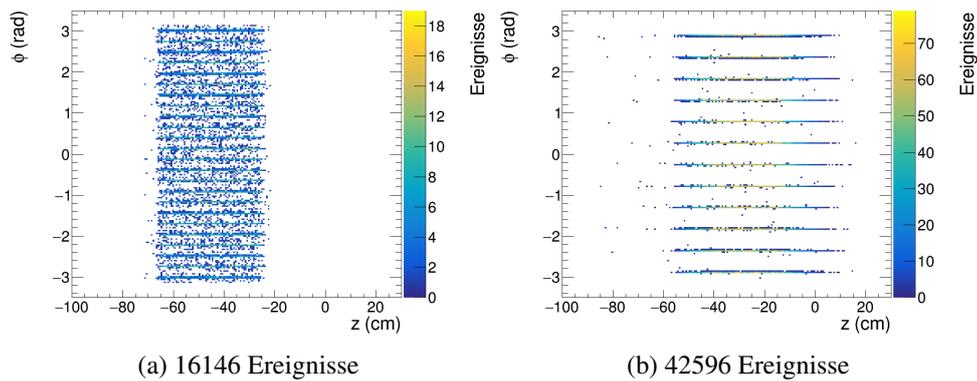


Abbildung F.4: Fehlende Treffer in jeweils einem Ring des RPD mit altem Target, wobei in (a) nur Treffer in Ring 1 verzeichnet wurden und in (b) nur Treffer in Ring 2.

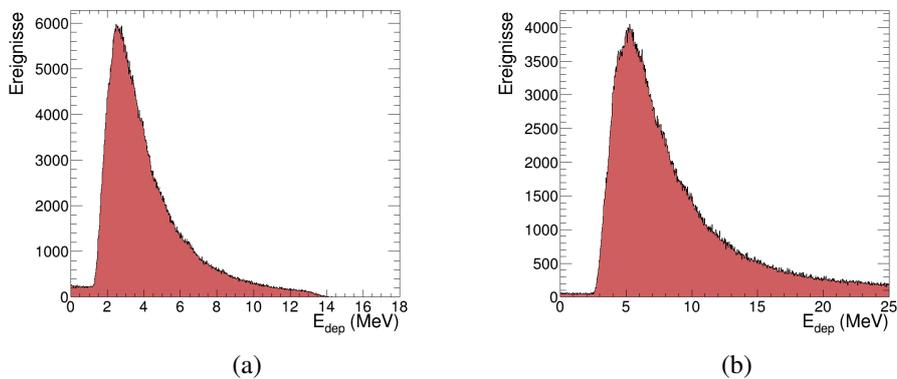


Abbildung F.5: Histogramme zum Energieverlust mit altem Target in den Ringen 1 (a) und 2 (b). Beide Histogramme enthalten 878757 Ereignisse. Geschnitten wurde hier auf genau einen Treffer in beiden Ringen und die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6.

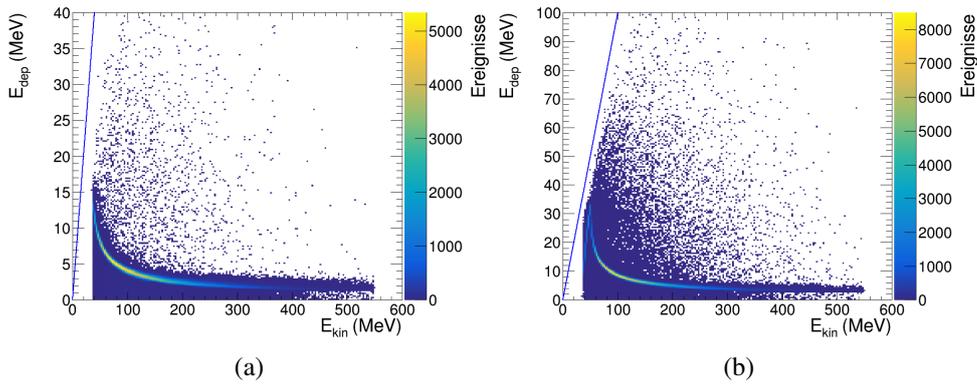


Abbildung F.6: Histogramm der generierten Treffer der Rückstoßprotonen gegen die kinetische Energie und den Energieverlust in Ring 1 (a) und Ring 2 (b) vor der Vervollständigung des Targets. Beide Histogramme enthalten 878757 Ereignisse. Geschnitten wurde hier auf genau einen Treffer in beiden Ringen und die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6.

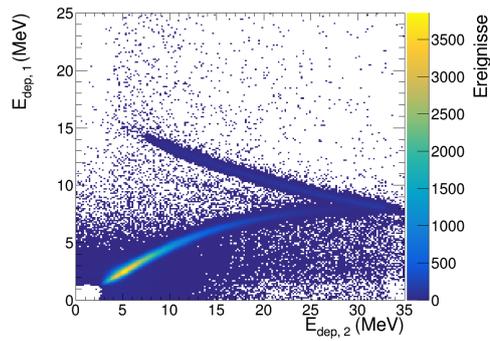


Abbildung F.7: Vergleich eines Monte-Carlo generierten Histogramms mit 878757 Ereignissen der deponierten Energie von Rückstoßprotonen in Ring 2 gegen die deponierte Energie in Ring 1. Geschnitten wurde in (a) auf genau einen Treffer in beiden Ringen und die Triggerbedingungen aus Abbildung 3.6.



# Abbildungsverzeichnis

---

1.1	Streuung eines $\pi^-$ an einem $p$ . . . . .	1
2.1	Bethe-Bloch-Gleichung . . . . .	4
2.2	Landau-Verteilung in beliebigen Einheiten [6](modifiziert). . . . .	5
3.1	Schematische Darstellung des Aufbaus vom COMPASS-Experiment von 2008 [3](modifiziert). . . . .	7
3.2	Geometrie des LH2-Targets [3] . . . . .	9
3.3	Schematische Darstellung der Datenverarbeitungskette für echte und simulierte Daten (inspiriert an [8]). . . . .	11
3.4	Technische Zeichnung des RPD. Einige Werte sind aus [1] entnommen. Der Targetmittelpunkt liegt auf der z-Achse. . . . .	12
3.5	Bildschirmaufnahme des RPD mitsamt Target in der Visualisierung von TGEANT. . . . .	13
3.6	Triggerlogik des RPD auf einem FPGA-Chip [9]. . . . .	14
3.7	Visualisierung der Koplanarität [1]. . . . .	16
4.1	MCG kinetische Energie der Rückstoßprotonen . . . . .	18
4.2	MCG Verteilung des primären Vertex . . . . .	19
4.3	MCG Verteilung $\phi$ gegen $\cos(\theta)$ von $\eta$ und Bachelor- $\pi^-$ . . . . .	20
4.4	MCG Öffnungswinkel $\theta$ gegen Azimutwinkel $\phi$ . . . . .	20
4.5	MCG Treffer der Rückstoßprotonen gegen den Azimutwinkel $\phi$ und die z-Position . . . . .	21
4.6	MCG Fallunterscheidung . . . . .	22
4.7	MCG Fehlende Treffer in jeweils einem Ring des RPD . . . . .	22
4.8	MCG Energieverluste . . . . .	23
4.9	MCG Energiedeponierung gegen kinetische Energie . . . . .	24
4.10	MCG Energiedeponierung Ring 2 gegen Ring 1 und theoretische Erwartung . . . . .	25
4.11	MCG Energieverluste im Kryostat . . . . .	25
5.1	Kinetische Energie der Rückstoßprotonen MCG gegen MCR . . . . .	28
5.2	Auflösung der Energierekonstruktion . . . . .	29
5.3	MCR Treffer der Rückstoßprotonen gegen den Azimutwinkel $\phi$ und die z-Position . . . . .	29
5.4	MCR Energiedeponierung in den Ringen . . . . .	30
5.5	MCR Energiedeponierung gegen kinetische Energie der Rückstoßprotonen . . . . .	31
5.6	MCR Energiedeponierung Ring 1 gegen Ring 2 . . . . .	31
5.7	Energiedeponierungsauflösung . . . . .	32
5.8	MCR z-Position des primären Vertex . . . . .	32
5.9	Auflösung der Vertexrekonstruktion . . . . .	33
6.1	RD kinetische Energie von Rückstoßprotonen . . . . .	35

6.2	RD Treffer der Rückstoßprotonen gegen den Azimutwinkel $\phi$ und die z-Position . . . . .	36
6.3	RD Energiedeponierung . . . . .	37
6.4	RD Energiedeponierung gegen kinetische Energie . . . . .	37
6.5	RD deponierte Energie in Ring 1 gegen Ring 2 . . . . .	38
6.6	RD z-Position des primären Vertex . . . . .	39
B.1	Veranschaulichung des Fehlers $\sigma_{\phi,i}$ auf den Azimutwinkel [1]. . . . .	48
D.1	Originale technische Zeichnung des Targets (zur Verfügung gestellt von Lionel Herblin). . . . .	53
D.2	Originale technische Zeichnung des Kryostats (zur Verfügung gestellt von Lionel Herblin). . . . .	54
D.3	Visualisierung der einzelnen Schritte der Implementierung. . . . .	54
F.1	MCG kinetische Energie der Rückstoßprotonen (altes Target) . . . . .	57
F.2	MCG Verteilung des primären Vertex (altes Target) . . . . .	57
F.3	MCG Treffer der Rückstoßprotonen gegen den Azimutwinkel $\phi$ und die z-Position (altes Target) . . . . .	58
F.4	MCG Fehlende Treffer in jeweils einem Ring des RPD (altes Target) . . . . .	58
F.5	MCG Energieverluste (altes Target) . . . . .	58
F.6	MCG Energiedeponierung gegen kinetische Energie (altes Target) . . . . .	59
F.7	MCG Energiedeponierung Ring 2 gegen Ring 1 (altes Target) . . . . .	59

# Tabellenverzeichnis

---

3.1 Geometrische Eigenschaften der RPD Ringe [3]. . . . .	12
C.1 Zu den Arbeitsschritten von TGEANT . . . . .	49



# Danksagung

---

An erster Stelle möchte ich mich bei meinem Betreuer Prof. Dr. Bernhard Ketzer für die Möglichkeit bedanken, in seiner Arbeitsgruppe diese Arbeit anfertigen zu dürfen, zum CERN zu fahren und am COMPASS-Experiment Schichten zu übernehmen. Dadurch konnte ich einen einmaligen Einblick in das Experiment erhalten und viel lernen. Desweiteren möchte ich mich bei meinem Zweitkorrektor Prof. Dr. Klaus Desch dafür bedanken, dass er sich die Zeit für meine Bachelorarbeit genommen hat. Hier möchte ich mich auch bei der COMPASS-Crew für ihre zuvorkommende und hilfsbereite Art bedanken. Ein großes „Dankeschön!“ geht auch raus an meinen Betreuer Mathias Wagner, der mich mit seinem Wissen und seiner Zeit tatkräftig unterstützt und mir viel beigebracht hat. Während der Zeit im Büro und auch am CERN konnten wir immer gut miteinander arbeiten und die Zeit vertreiben. Another big „Thanks!“ goes to Mikhail „Misha“ Mikhasenko for his effort and knowledge, especially his russian skills, I want to try it myself: Спасибо за вашу поддержку Михаил Михасенко. I also want to thank Rocío Reyes Ramos for helping me with her data. Viel Dank gebührt auch Henri Pekeler dafür, dass er mir mit dem Gottfried-Jackson-Frame geholfen hat und dem Rest meiner Mitinsassen aus dem Büro, die immer ein offenes Ohr für Komplikationen während meiner Arbeit hatten und mich unterstützt haben. Zuletzt möchte ich mich noch bei meinem Vater Edgar Aufdermauer dafür bedanken, dass er mich bei der technischen Zeichnung des Rückstoßprotonendetektors unterstützt hat, meinem Cousin Jan-Henning Klasen dafür, dass er die Arbeit so kurzfristig noch Korrektur gelesen hat und dem Rest meiner Familie für ihre Unterstützung während meines gesamten Studiums danken.