

Bachelorarbeit

Studien zum Nachweis
schwerer Pseudoskalarer Mesonen in der
Proton-Deuteron-Fusion
am WASA-at-COSY

*Studies on Investigations of
heavy Pseudoscalar Mesons in the
Proton-Deuteron-Fusion at WASA-at-COSY*

vorgelegt von
KAY DEMMICH

— Juli 2010 —

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	5
2.1	Das η' -Meson	5
2.2	Wirkungsquerschnitt	7
2.3	Kinematik	9
2.4	Impulskreis	11
2.5	Phasenraumverhalten	11
2.6	Impulsellipse	12
2.7	Missing Mass und invariante Masse	14
3	WASA-at-COSY	17
3.1	COoler SYnchrotron (COSY)	17
3.2	Das WASA-Experiment	19
3.2.1	Das Pelletttarget	20
3.2.2	Der Zentraldetektor	21
3.2.3	Der Vorwärtsdetektor	26
3.3	Das Triggersystem	31
3.4	Die WASA-Software	32
3.4.1	Die Simulationssoftware	32
3.4.2	Die Analysesoftware	33
4	Untersuchungen	35
4.1	Geometrische Akzeptanz	37
4.1.1	Geometrische Akzeptanz des WASA-Vorwärtsdetektors . . .	39
4.2	Winkelverteilung	40
4.3	Winkelabhängige und totale Akzeptanz	53

4.4 Winkelrekonstruktionsgüte	60
5 Zusammenfassung und Ausblick	65
Literaturverzeichnis	67

1 Einleitung

Die derzeit anerkannte Beschreibung der Grundbausteine der Materie und deren Wechselwirkungen stellt das Standardmodell der Elementarteilchenphysik dar. Dieses Modell hat sich historisch entwickelt. Demokrit stellte um 460 v. Chr. die Theorie auf, die Materie sei aus unteilbaren Bausteinen aufgebaut. Lange Zeit galten die Atome (griech. ἄτομος: unteilbar) als die von Demokrit postulierten Grundbausteine. Nach und nach zeigten Experimente Unzulänglichkeiten dieses Modells. Spätestens die Entdeckung des Elektrons als eigenständiges Teilchen widerlegte das Modell des elementaren und strukturlosen Atoms. Rutherford konnte schließlich durch seine Streuexperimente eine innere Struktur des Atoms – die Trennung zwischen massetragendem positiven Kern und einer negativen Elektronenhülle – nachweisen. Die Entdeckung der Protonen und Neutronen als Bausteine der Atomkerne widerlegte endgültig die Annahme, dass Atome elementare Grundbausteine der Materie seien.

Heute ist bekannt, dass auch die Nukleonen nicht elementar, sondern aus noch kleineren Teilchen, den Quarks zusammengesetzt. In der Teilchenphysik werden sechs Quarks und sechs Leptonen unterschieden. Zu jedem dieser Teilchen existieren Antiteilchen. Aus Quarks und Antiquarks sind die Kernbausteine, die Nukleonen, und die Mesonen zusammengesetzt. Die Leptonen, zu denen das Elektron gehört, gelten als unteilbar und somit elementar. Das Standardmodell beschreibt alle weiteren bekannten Teilchen als Zusammensetzung der Elementarteilchen. Darüber hinaus erklärt es drei der vier bekannten Wechselwirkungen, die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Die Gravitation, die auf der Ebene von Teilchenreaktionen die geringste Stärke zeigt, ist nicht in dieses Modell integriert. Deshalb wird weltweit nach Erweiterungen des Standardmodells gesucht, die die fehlenden Aspekte einbeziehen.

Eine wichtige Grundlage zur Weiterentwicklung bekannter Modelle oder Formulierung neuer Theorien bieten Experimente, die durch die Modelle gemachte Vorhersagen verifizieren oder die Theorie widerlegen. Dabei kann eine Theorie nicht durch Experimente verifiziert werden. Es kann nur die Sicherheit erhöht werden, dass die Theorie korrekt ist, und die Wahrscheinlichkeit gesenkt werden, dass ein Ereignis anders eintritt als prognostiziert. Im Gegenzug kann unter Umständen ein einziges Experiment eine ganze Theorie widerlegen. Jedes Modell muss demnach immer weiter experimentell geprüft werden und gegebenenfalls den Ergebnissen angepasst werden. Auch die Richtigkeit des Standardmodells kann nicht bewiesen werden und muss experimentell weiter untersucht werden. Dies gilt insbesondere, da diese Theorie nicht alle Phänomene der Natur, als Beispiel sei die Gravitation genannt, zutreffend zu beschreiben vermag.

Eine der Vorhersagen, die basierend auf dem Standardmodell gemacht werden, ist der Verlauf des Wirkungsquerschnittes bei der η' -Produktion. Aus dem Zweistufenmodell wird ein Maximum nahe der Schwellenenergie erwartet. Es stehen derzeit jedoch nicht genügend Messdaten zur Verfügung, die diese Aussage bekräftigen oder widerlegen können, sodass in diesem Gebiet Experimente unverzichtbar sind. Die kurze Lebensdauer des η' -Mesons, die nur eine indirekte Messung zulässt, sowie der sehr geringe Wirkungsquerschnitt und die dadurch niedrige Produktionsrate stellen hohe Anforderungen an den experimentellen Aufbau.

Für die analogen Messungen bei der η -Produktion wurde mit WASA-at-COSY ein Experimentieraufbau gefunden, der optimal den Ansprüchen gerecht wird. Das WASA-Experiment wurde für die Untersuchung von Mesonen entwickelt und an die hohen Energien bei der Produktion schwerer Mesonen angepasst. Das Pellettargget von WASA stellt ein Target mit hoher Dichte bereit, das mit dem ebenfalls dichten Beschleunigerstrahl von COSY wechselwirken kann. Die so erreichte hohe Luminosität stellt eine ausreichende Ereignisrate für die Mesonenmessung zur Verfügung. Der WASA-Detektor ist durch das Abdecken eines großen Raumwinkelbereichs bestens geeignet die entstandenen Zerfallsprodukte zu analysieren.

Zur Vorbereitung der geplanten η' -Messungen wird im Rahmen dieser Bachelorarbeit auf der Grundlage von Monte-Carlo-Simulationen die Machbarkeit der Messungen am WASA-at-COSY untersucht. Die η' -Mesonen werden durch die Fusion von Protonen aus dem COSY-Strahl mit Deuteronen aus dem WASA-Pellettargget

erzeugt: $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$. Es werden Selektionsbedingungen für die entstandenen ${}^3\text{He}$ -Kerne gefunden, die die korrekte Viererimpulsbestimmung der ${}^3\text{He}$ -Kerne aus der gesuchten Reaktion gewährleisten. Eine winkelabhängige Messung setzt voraus, dass das Akzeptanzverhalten des Detektors bekannt ist. Dieses wird in einem zweiten Teil der Arbeit untersucht. Im dritten Teil steht die Genauigkeit der Winkelrekonstruktion im Vordergrund. Aus der Analyse werden Aussagen über eine sinnvolle Winkelauflösung der Messung getroffen.

2 Theorie

2.1 Das η' -Meson

Mesonen sind gebundene Zustände aus einem Quark und einem Antiquark ($q\bar{q}$). Die Spins des Quarks und des Antiquarks können parallel oder antiparallel stehen, sodass der Gesamtspin des Mesons $S = 1$ ($\uparrow\uparrow$) oder $S = 0$ ($\uparrow\downarrow$) ist. Mesonen mit Bahndrehimpuls $\ell = 0$ und damit der Parität $P = -1$ lassen sich in zwei Familien gruppieren: Die Vektormesonen mit $J^P = 1^-$ und die pseudoskalaren Mesonen mit $J^P = 0^-$, zu denen das η' -Meson zählt. Die negative Parität unterscheidet sie von skalaren Teilchen.

Es gibt sechs Quarks, aus denen 36 verschiedene Mesonen gebildet werden können. Zur Vereinfachung werden gebundene Zustände mit Charme-, Bottom- und Top-Quarks nicht berücksichtigt. Diese Annahme ist auf Grund der großen Massenunterschiede zu den drei leichten Quarks, dem Up-, dem Down- und dem Strange-Quark, gerechtfertigt. Daraus ergeben sich nun neun mögliche pseudoskalare Mesonen als Quark-Antiquark-Paare. Sie lassen sich im Strangeness-Isospin-Diagramm (siehe Abbildung 2.1) eintragen.

Die sechs Quark-Antiquark-Kombinationen mit $S \neq 0$ und/oder $I_3 \neq 0$ können direkt mit den physikalischen Teilchen identifiziert werden. Die drei Kombinationen mit $S = 0 = I_3$ besitzen identische Quantenzahlen und können deshalb mischen. Wird das Strange-Quark nicht berücksichtigt, so ergeben sich zwei Mischungsmöglichkeiten aus $|u\bar{u}\rangle$ und $|d\bar{d}\rangle$:

$$|\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle) \quad (2.1)$$

$$|\eta_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle) \quad (2.2)$$

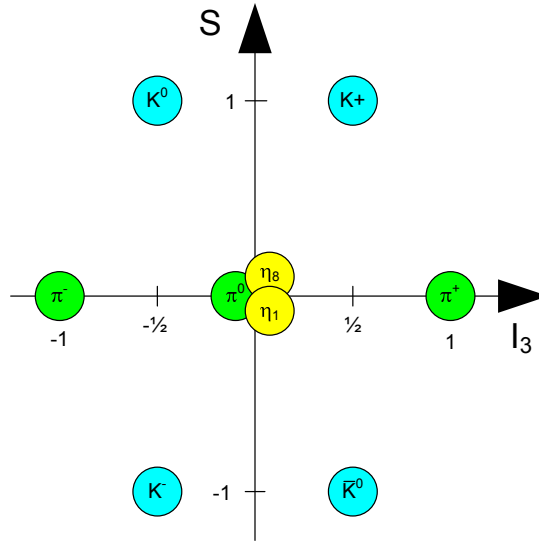


Abbildung 2.1: Mesonennonett im Strangeness-Isospin-Diagramm

Das π^0 besitzt den Isospin $I = 1$ und bildet mit dem π^+ ($|u\bar{d}\rangle$) und dem π^- ($|\bar{u}d\rangle$), für die ebenfalls $I = 1$ gilt, ein Isospintriplett. Dies entspricht der Erwartung, dass $2I + 1 = 3$ Zustände mit $I = 1$ existieren. Durch Drehung im Isospinraum lassen sie sich ineinander überführen. Der Zustand $|\eta_0\rangle$ bildet die zum $|\pi^0\rangle$ orthogonale Wellenfunktion und bildet mit $I = 0$ ein Isospinsingulett.

Die Einführung des Strange-Quarks erweitert das Mesonenmultipllett auf ein Oktett und einen Singulettzustand. Wieder mischen die Zustände mit gleichen Quantenzahlen, also die bereits definierten $|\pi^0\rangle$ und $|\eta_0\rangle$ mit dem Zustand $|\varphi\rangle = |s\bar{s}\rangle$. Aus der Mischung der Zustände geht ein Singulettzustand hervor:

$$|\eta_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle + |s\bar{s}\rangle) . \quad (2.3)$$

Der orthogonale Zustand

$$|\eta_8\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle - 2|s\bar{s}\rangle) \quad (2.4)$$

ist Teil des Isospinoktetts, dem auch die übrigen Kombinationen angehören. Die physikalischen Teilchen mit $S = 0 = I_3$ – im Allgemeinen Linearkombinationen der beiden Zustände η_1 und η_8 – sind mit diesen nahezu identisch, sodass

$$|\eta'\rangle \approx |\eta_1\rangle \quad |\eta\rangle \approx |\eta_8\rangle \quad (2.5)$$

gilt. Weitere Details finden sich in [P⁺06]. Die wichtigsten Eigenschaften des η' -Mesons sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Masse	$(957,78 \pm 0,06) \frac{\text{MeV}}{c^2}$
Zerfallsbreite	$(204,0 \pm 1,5) \text{ keV}$
Ladung	0
Isospin	0
Strangeness	0
Baryonenzahl	0
Leptonenzahl	0
Parität	-1
C-Parität	+1
G-Parität	+1

Tabelle 2.1: Einige Eigenschaften des η' -Mesons [PDG08]

Das η' -Meson zerfällt hauptsächlich über den ungeladenen Zerfallskanal $\eta' \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \eta$ mit einer Zerfallshäufigkeit von $(44,6 \pm 1,4) \%$ und zu $(29,6 \pm 0,9) \%$ über den Kanal $\eta' \rightarrow \rho^0 + \gamma$. Ein direkter Zerfall in drei Pionen

$$\eta' \rightarrow 3\pi^0 \quad (2.6)$$

ist auch möglich mit einer Zerfallshäufigkeit von $0,16 \%$ [PDG08].

2.2 Wirkungsquerschnitt

Streuexperimente dienen unter anderem dazu, Informationen über das Wechselwirkungspotential zwischen den interagierenden Teilchen zu sammeln. Zusätzlich kann die Kopplungsstärke der Wechselwirkung gemessen werden. Diese Informationen sind durch Messungen in der Regel nicht direkt zugänglich. Eine wichtige Messgröße ist die Wahrscheinlichkeit, mit der eine Reaktion stattfindet. Von dieser

ausgehend können die gesuchten physikalischen Größen abgeleitet werden. Ein Maß für diese Wahrscheinlichkeit ist der Wirkungsquerschnitt σ .

In einem Fixed-Target-Experiment¹ lässt sich der Wirkungsquerschnitt anschaulich erklären als die geometrische Querschnittsfläche eines Targetteilchens im Teilchenstrom. Im einfachsten Modell findet eine Reaktion genau dann statt, wenn ein Projektil a ein Targetteilchen b trifft. Die Reaktionsrate \dot{N} ergibt sich in diesem Fall zu

$$\dot{N} = \Phi_a \cdot N_b \cdot \sigma_b . \quad (2.7)$$

Dabei bezeichnet $\Phi_a = n_a \cdot v_a$ den Fluss der Strahlteilchen, der sich aus dem Produkt von Teilchendichte n_a und Teilchengeschwindigkeit v_a ergibt. N_b ist die Gesamtzahl der Targetteilchen innerhalb des Strahlquerschnittes. Für den geometrischen Wirkungsquerschnitt σ_b gilt somit:

$$\sigma_b = \frac{\dot{N}}{\Phi_a \cdot N_b} . \quad (2.8)$$

Diese Gleichung gilt nur unter der Voraussetzung, dass die Targetteilchen nicht überlappen und der Teilchenfluss konstant ist. Sie berücksichtigt insbesondere nicht das tatsächliche Wechselwirkungspotential, das eventuell eine Reaktion ermöglicht, obwohl sich Strahl- und Targetteilchen nicht berühren, der minimale Abstand zwischen beiden also größer ist als die geometrische Ausdehnung der beteiligten Teilchen.

Wird die Reichweite der Wechselwirkung berücksichtigt, lässt sich ein effektiver oder totaler Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{tot}}(E) = \frac{\dot{N}}{\dot{N}_a \cdot n_a} \quad (2.9)$$

definieren. Dabei bezeichnen \dot{N} die Rate der Reaktionen, \dot{N}_a die Zahl der Strahlteilchen pro Zeiteinheit und n_a die Anzahl der Streuzentren pro Flächeneinheit. Der totale Wirkungsquerschnitt ist im Allgemeinen von der Energie abhängig. Weitere Ausführungen sind in [P⁺06] zu finden.

¹Ein Teilchenstrahl wechselwirkt mit einem ruhenden Target im Gegensatz zu einem Collider-Experiment mit gegeneinander beschleunigten Projektilen.

Wird nicht die Gesamtzahl der Reaktionen betrachtet, sondern nur die Anzahl von Ejektilen, die in einen bestimmten Raumwinkelbereich gestreut werden, so ist der differentielle Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma(E, \vartheta)}{d\Omega} \quad (2.10)$$

die relevante Größe. Hierbei ist ϑ der Streuwinkel, der zwischen Strahlrichtung und Bahn des gestreuten Teilchens eingeschlossen wird.

2.3 Kinematik

Die Kinematik einer Zweiteilchenreaktion, im Allgemeinen $a + b \rightarrow c + d$, lässt sich nicht nur im Laborsystem beschreiben, sondern auch im Schwerpunktsystem (CMS: center of mass system). Hierbei wird das Koordinatensystem so gewählt, dass der gemeinsame Schwerpunkt der Teilchen im Ursprung ruht. Das unterschiedliche Verhalten der Teilchen ist in Abbildung 2.2 gezeigt. Die Impulse der beiden interagierenden Teilchen a und b sind entgegengesetzt gleich groß:

$$\vec{p}_a = -\vec{p}_b . \quad (2.11)$$

Aus der Impulserhaltung folgt, dass auch nach der Reaktion der gemeinsame

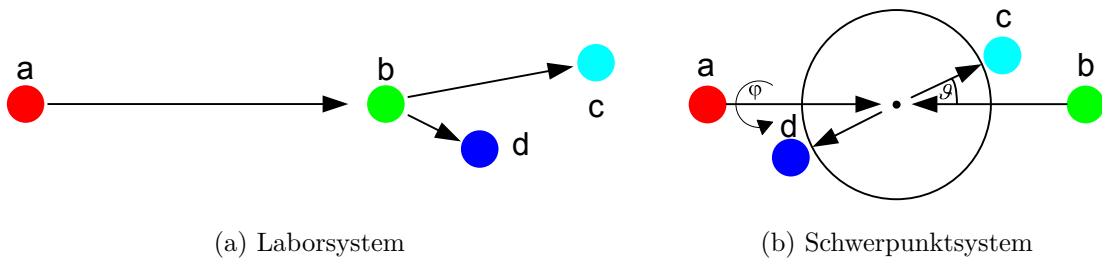


Abbildung 2.2: Teilchen a wechselwirkt mit Teilchen b und es entstehen Teilchen c und d.

(a) Im Laborsystem ruht das Target b und die Ejektile werden nach rechts gestreut.

(b) Im Schwerpunktsystem bewegen sich a und b auf einander zu, die gestreuten Teilchen besitzen keine Vorzugsrichtung.

Schwerpunkt am selben Punkt ruht und sich die entstandenen Teilchen c und d mit betragsmäßig gleichen Impulsen voneinander entfernen:

$$\vec{p}_c = -\vec{p}_d . \quad (2.12)$$

In Beschleunigerexperimenten besitzen die Reaktionspartner so hohe Energien, dass sie sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit bewegen. Ihre Kinematik muss daher relativistisch beschrieben werden. Insbesondere die Transformation zwischen Labor- und Schwerpunktsystem wird durch die relativistische Lorentztransformation realisiert. Zur relativistischen Beschreibung bietet sich die Einführung von Viererimpulsen \mathbb{P} an. Viererimpulse sind Vierervektoren, deren Beträge invariant gegenüber Lorentztransformationen und damit unabhängig vom Bezugssystem sind.

Der Viererimpuls eines Teilchens mit der Gesamtenergie E und dem (Dreier-)Impuls \vec{p} ist definiert als

$$\mathbb{P} = (E, \vec{p}c) . \quad (2.13)$$

Der Betrag des Vierervektors $|\mathbb{P}| = E^2 - \vec{p}^2 c^2 = m_0 c^2$ ist die Ruhemasse und invariant gegenüber Lorentztransformationen.

In der Zweiteilchenreaktion $a + b \rightarrow c + d$ beschreibt

$$\sqrt{s} = |\mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b| \quad (2.14)$$

die Gesamtenergie, die in der Reaktion zur Verfügung steht. Zu beachten ist hierbei, dass bei einem im Laborsystem ruhenden Target die Reaktionsenergie proportional zur Wurzel der kinetischen Energie des Projektils ist (Fixed Target Experiment). Ist diese Energie ausreichend, können die Teilchen c und d erzeugt werden. Die Impuls- und Energieerhaltung fordert

$$\sqrt{s} = |\mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b| = |\mathbb{P}_c + \mathbb{P}_d| = m_c c^2 + m_d c^2 + Q, \quad (2.15)$$

wobei Q die Überschussenergie ist, die als kinetische Energie von den beiden Ejektilen aufgenommen wird. Ein Kriterium für die Erzeugung der Teilchen c und d ist ein nicht negativer Q -Wert.

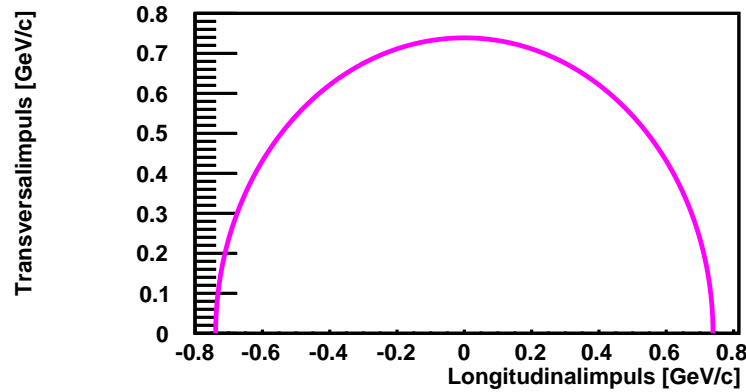


Abbildung 2.3: Wird im Schwerpunktsystem der Transversal- gegen den Longitudinalimpuls abgetragen, liegen alle Impulse auf dem Impulskreis

2.4 Impulskreis

Im Schwerpunktsystem ist die kinetische Energie und damit der Impulsbetrag p^{cm} der gestreuten Teilchen bei vorgegebener Reaktionsenergie fest. Die Impulse der gestreuten Teilchen liegen auf einer Kugel mit festem Radius p^{cm} , der Impulskugel.

Bei unpolarisierten Teilchen besteht eine Symmetrie bezüglich der Strahlachse; das Streuverhalten ist unabhängig vom Azimutwinkel φ .

Das dreidimensionale Problem kann durch Einführung der Impulskomponente $p_{\perp} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ auf zwei Dimensionen reduziert werden. Der Transversalimpuls p_{\perp} ist senkrecht zum Strahl gerichtet, während der Longitudinalimpuls p_z strahlparallel ist. Die Impulskugel wird so auf einen Kreisbogen, den Impulskreis (siehe Abbildung 2.3), transformiert.

2.5 Phasenraumverhalten

Die Kinematik macht keine Aussagen über die Verteilung der Impulse auf der Impulskugel. Gemäß der Phasenraumdichte kann eine homogene Ereignisdichte ϱ auf der Kugel angenommen werden. Der Übergang zum Impulskreis durch Einführung des Transversalimpulses entspricht einer Integration über einen Kreis auf der Ku-

geloberfläche mit lokalem Radius $p_{\perp} = p \cdot \sin(\vartheta)$. Die Ereignisdichte auf dem Impulskreis wird durch die Liniendichte

$$\ell(\vartheta) = 2\pi \varrho p \cdot \sin(\vartheta) \propto \sin(\vartheta) \quad (2.16)$$

beschrieben. Wird nun der Impulskreis in $\cos(\vartheta)$ -Bereiche der Breite B aufgeteilt, so ergibt sich für die Anzahl der Ereignisse in jedem dieser Winkelbereiche

$$N_B(\vartheta) \propto \int_{\cos(\vartheta)}^{\cos(\vartheta)+B} d(\cos(\vartheta')) \propto B \neq \text{Fkt}(\cos(\vartheta)) . \quad (2.17)$$

Die Ereigniszahl in den Bereichen ist somit unabhängig vom Streuwinkel und in allen Bereichen gleich hoch.

2.6 Impulsellipse

Die bisherige Betrachtung bezieht sich auf das Schwerpunktsystem Σ . Tatsächlich können aber nur Größen im Laborsystem Σ' gemessen werden. Ein Übergang zwischen beiden Systemen erfolgt über die Lorentztransformation. Wird die Strahlrichtung und damit die Bewegungsrichtung des Schwerpunktes o. B. d. A. als z -Richtung gewählt, so transformiert sich der Viererimpuls eines Teilchens beim Übergang $\Sigma \rightarrow \Sigma'$ wie folgt:

$$E' = \gamma(E - \beta c p_z) \quad (2.18)$$

$$c p'_x = c p_x \quad (2.19)$$

$$c p'_y = c p_y \quad (2.20)$$

$$\Rightarrow c p'_{\perp} = c p_{\perp} \quad (2.21)$$

$$c p'_z = \gamma(c p_z - \beta E) . \quad (2.22)$$

Der Impulskreis um den Ursprung im Schwerpunktsystem verschiebt sich durch die Transformation in Strahlrichtung \vec{e}_z . Außerdem wird sie in z -Richtung auf Grund der relativistischen Kinematik verlängert, während der Transversalimpuls unverändert bleibt, sodass eine Ellipse entsteht, die in Abbildung 2.4 gezeigt ist.

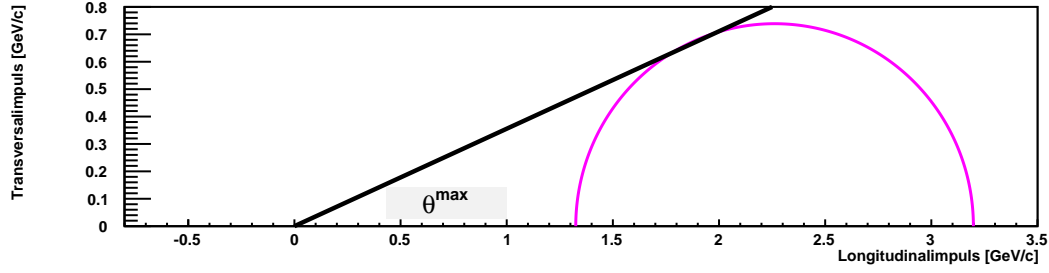


Abbildung 2.4: Im Laborsystem liegen die Impulse auf der Impulsellipse. Während sich die Transversalimpulse durch die Lorentztransformation nicht ändern, werden die Longitudinalimpulse in Strahlrichtung gestreckt. Große Schwerpunktimpulse führen zu reiner Vorwärtsstreuung mit einem maximalen Streuwinkel ϑ^{\max} .

Durch diese Transformation ändern sich auch die Streuwinkel. Im Fall eines im Laborsystem ruhenden Targets ($\vec{p}_2 = 0$) besteht folgender Zusammenhang zwischen den Streuwinkeln ϑ_3 und ϑ_3^{cm} im Labor- bzw. Schwerpunktsystem:

$$\cos(\vartheta_3^{\text{cm}\pm}) = \frac{-x_3 \gamma^2 \tan^2 \vartheta_3 \pm \sqrt{1 + \gamma^2 \tan^2 \vartheta_3 (1 - x_3^2)}}{1 + \gamma^2 \tan^2 \vartheta_3} \quad (2.23)$$

mit

$$\begin{aligned} x_3 &= \frac{\beta}{\beta_3^{\text{cm}}} \\ \gamma &= \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ \vec{\beta} &= \frac{c\vec{p}_1 + c\vec{p}_2}{E_1 + E_2} = \frac{cp_1}{E_1 + E_2} \vec{e}_z \\ \beta_3^{\text{cm}} &= \frac{\sqrt{(T_3^{\text{cm}})^2 + 2T_3^{\text{cm}}m_3c^2}}{T_3^{\text{cm}} + m_3c^2} \\ T_3^{\text{cm}} &= \frac{T_f^{\text{cm}}}{2} \cdot \frac{T_f^{\text{cm}} + 2m_4c^2}{E_{\text{cm}}} \\ T_f^{\text{cm}} &= T_i^{\text{cm}} + \Delta m \\ \Delta m &= (m_1 + m_2 - m_3 - m_4) \cdot c^2 \\ T_i^{\text{cm}} &= E_{\text{cm}} - m_1c^2 - m_2c^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_{\text{cm}} &= \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - c^2(\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \\
E_{1,2} &= T_{1,2} + m_{1,2}c^2 \\
p_1 &= \frac{1}{c} \sqrt{T_1^2 + 2T_1m_1c^2} .
\end{aligned}$$

Teilchen werden im Laborsystem also unter einem anderen Winkel bezüglich der Strahlachse gemessen als im Schwerpunktsystem. Ist der Impuls des Schwerpunktes genügend groß gegenüber dem Impuls des Ejektils c , so bewegen sich alle Ejektile in Vorwärtsrichtung. Dann gibt es einen maximalen Streuwinkel, unter dem das Ejektil den Vertexpunkt verlassen kann. Für diesen Winkel gilt:

$$\tan(\vartheta_{3,4}^{\text{max}}) = \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(\beta/\beta_{3,4}^{\text{cm}}\right)^2 - 1}} . \quad (2.24)$$

2.7 Missing Mass und invariante Masse

Kurzlebige Reaktionsprodukte wie das η' -Meson können nicht direkt nachgewiesen werden, weil sie vor Erreichen des Detektors zerfallen. Es bieten sich zwei Methoden zum indirekten Nachweis solcher Teilchen an. Sei bei der Reaktion

$$a + b \rightarrow c + d$$

das Teilchen c sehr kurzlebig und zerfalle weiter in andere Teilchen, die zusammen mit Teilchen d detektiert werden können.

Die Missing-Mass-Methode nutzt die Erhaltung der Viererimpulse \mathbb{P} der Reaktion aus. Die Viererimpulse der Teilchen a und b sind im Experiment vorgegeben und bekannt; der Viererimpuls von Teilchen d wird gemessen. Aus der Viererimpulserhaltung folgt

$$\mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b = \mathbb{P}_c + \mathbb{P}_d \Rightarrow \mathbb{P}_c = \mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b - \mathbb{P}_d . \quad (2.25)$$

Durch die bekannten Viererimpulse lässt sich der Viererimpuls von Teilchen c und durch Betragsbildung dessen Masse bestimmen: $|\mathbb{P}_c| = m_c c^2$. Die Reaktion lässt sich somit an Hand des Messung von Teilchens d identifizieren.

Die Methode der invarianten Masse nutzt die Viererimpulserhaltung beim Zerfall von Teilchen c aus. Die Impulssumme der entstehenden Teilchen muss dem Viererimpuls des Teilchens c entsprechen:

$$\sum_{\text{Zerfalls-}} \mathbb{P}_i = \mathbb{P}_c . \quad (2.26)$$

produkte

Durch die Bestimmung der invarianten Masse lassen sich Teilchen als Zerfallsprodukte des Teilchens c identifizieren. Dessen Viererimpuls und damit alle kinematischen Größen können rekonstruiert werden. Die Anwendung dieser Methode setzt voraus, dass alle Zerfallsprodukte detektiert und deren Viererimpulse gemessen werden können.

Beide Methoden können sowohl zur Identifikation der gesuchten Reaktion und zur Reduzierung des Untergrundes als auch zur Analyse des Teilchens c eingesetzt werden.

3 WASA-at-COSY

Das WASA-Experiment ist in den Beschleunigerkomplex am Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich integriert. Der Beschleuniger enthält als Injektor einen Zyklotron (JULIC¹) und den Synchrotron COSY als Beschleuniger und Speicherring. Unmittelbar im Speicherring sind die beiden internen Experimente ANKE (**A**pparatus for **S**tudies of **N**ucleon and **K**aon **E**jectiles) und WASA (**W**ide **A**ngle **S**hower **A**pparatus) sowie der EDDA²-Detektor als Strahlpolarimeter integriert. Darüber hinaus ist ein externes Experiment (TOF³) angeschlossen. Der Aufbau ist in Abbildung 3.1 gezeigt. COSY und WASA werden im Folgenden näher beschrieben.

3.1 COoler SYnchrotron (COSY)

COSY (COoler SYnchrotron [Mai97]) ist ein Synchrotron und Speicherring mit einer Länge von 184 m und kann Proton- und Deuteronstrahlen mit Impulsen von 0,3 GeV/c bis 3,7 GeV/c bereitstellen. Zunächst werden im Zyklotron JULIC negative Wasserstoff- oder Deuteriumionen vorbeschleunigt und dann in COSY eingespeist. Dabei streifen sie an einer Kohlenstofffolie ihre Elektronen ab, sodass ein Strahl aus Protonen bzw. Deuteronen vorliegt. Dieser Strahl kann in COSY abhängig von der Strahlenergie über zwei Verfahren gekühlt werden. Es steht eine stochastische Kühlung und eine Elektronenkühlung bereit. Für den Betrieb mit dem Pelletttarget (siehe Abschnitt 3.2.1) am WASA-Experiment ist eine Strahlkühlung jedoch nicht erforderlich.

¹**J**Uelich **I**sochronous **C**yclotron

²**E**xcitation functions **D**ata acquisition **D**esigned for the **A**nalysis of phase shifts.

³**T**ime **O**f **F**light.

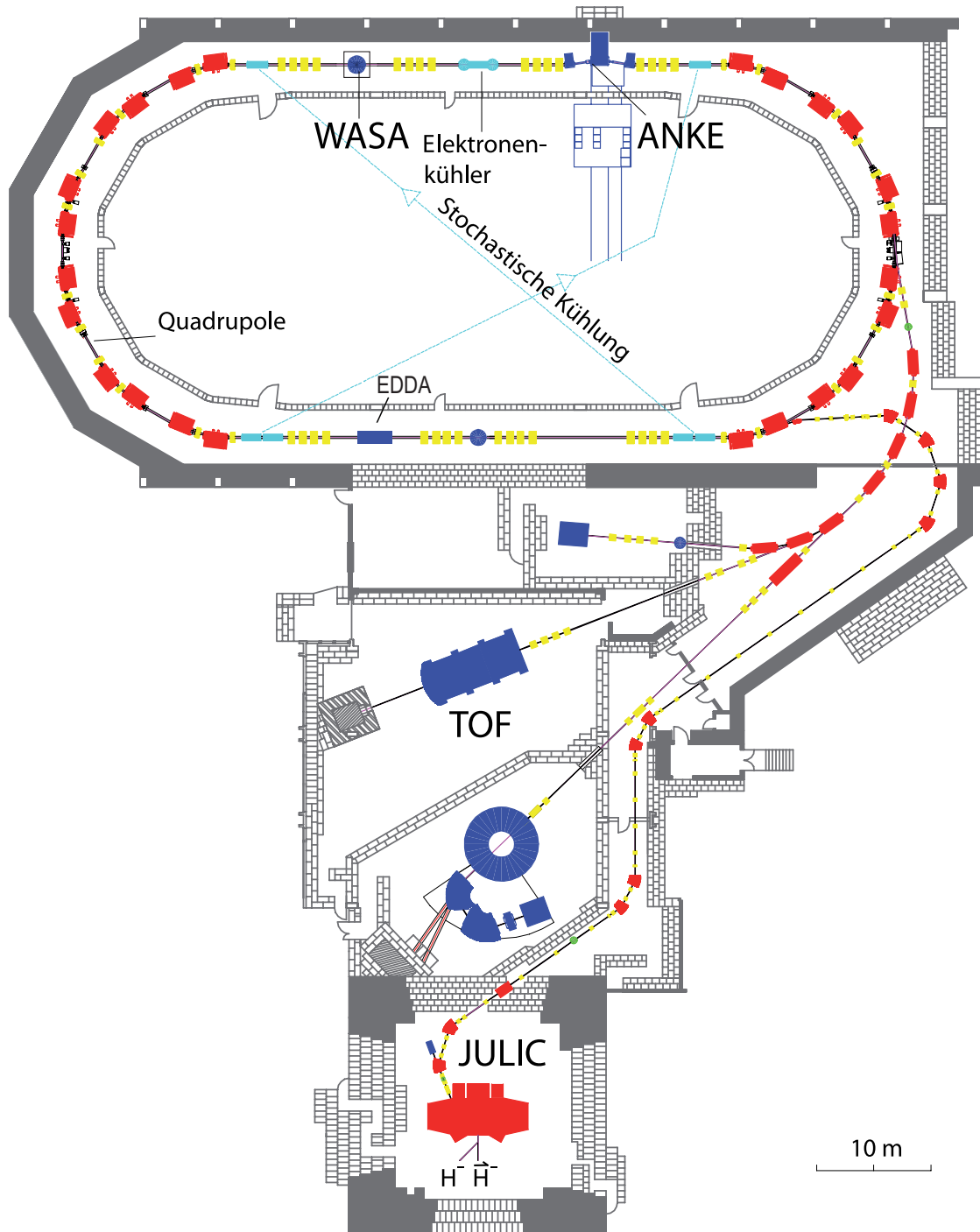


Abbildung 3.1: Schematische Zeichnung des Beschleunigerrings COSY [A⁺04].

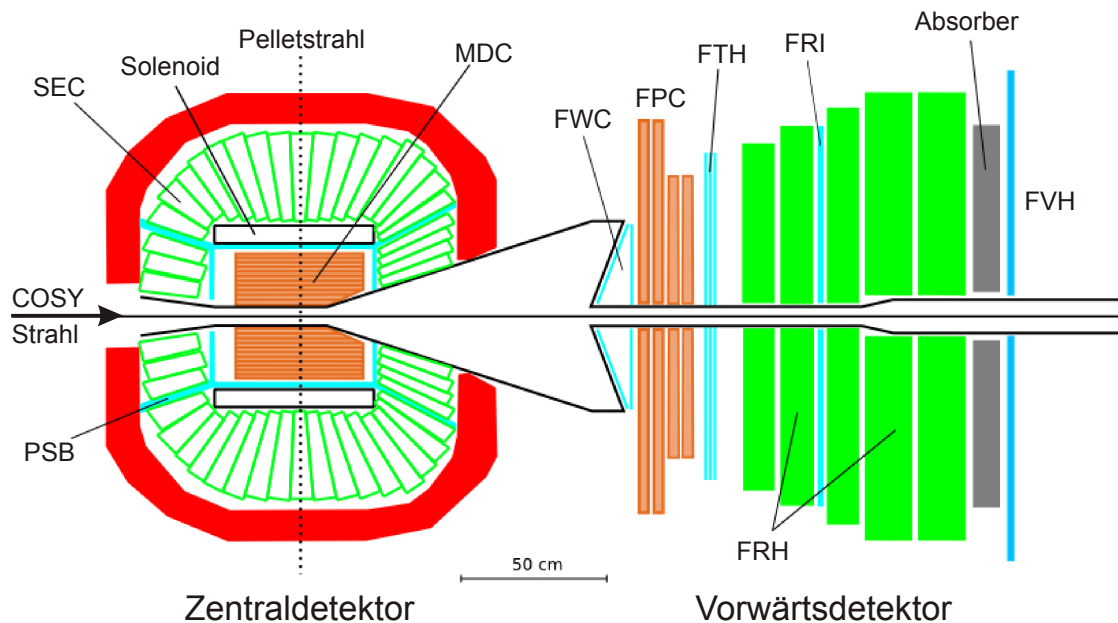


Abbildung 3.2: Querschnittszeichnung durch den WASA-Aufbau [A⁺04]. WASA besteht aus dem Zentral- und dem Vorwärtsdetektor, deren Komponenten im Text vorgestellt werden. Ein Pellettargt befindet sich außerhalb des Zentraldetektors.

3.2 Das WASA-Experiment

WASA ist ein internes Experiment und direkt vor dem Elektronenkühler am Strahlrohr montiert. Ursprünglich für das CELSIUS⁴-Experiment konstruiert, wurde der WASA-Aufbau an die höheren Strahlenergien von COSY angepasst und 2005 in COSY eingebaut. Die im Vergleich zu CELSIUS höheren Strahlenergien von COSY ermöglichen die Untersuchung von schweren Mesonen wie dem η' -Meson.

Zu WASA gehört neben dem Pellettargt, das einen Pelletstrahl aus Wasserstoff oder Deuterium in die Streukammer injiziert, ein zweikomponentiges Detektorsystem aus Vorwärtsdetektor (Forward Detector: FD) und Zentraldetektor (Central Detector: CD), wie in Abbildung 3.2 gezeigt ist.

⁴Cooling with **E**lectrons and **S**toring of **I**ons from the **U**ppsala **S**ynchrocyclotron.

3.2.1 Das Pellettargget

Das Target muss hohen Ansprüchen für den Betrieb an einem Beschleuniger genügen. So darf der Targetstrahl keine große räumliche Ausbreitung besitzen, um für eine exakte Rekonstruktion einen möglichst eindeutigen Vertex bieten zu können. Gleichzeitig sind aber möglichst hohe Dichten erforderlich, um eine hohe Statistik zu erreichen.

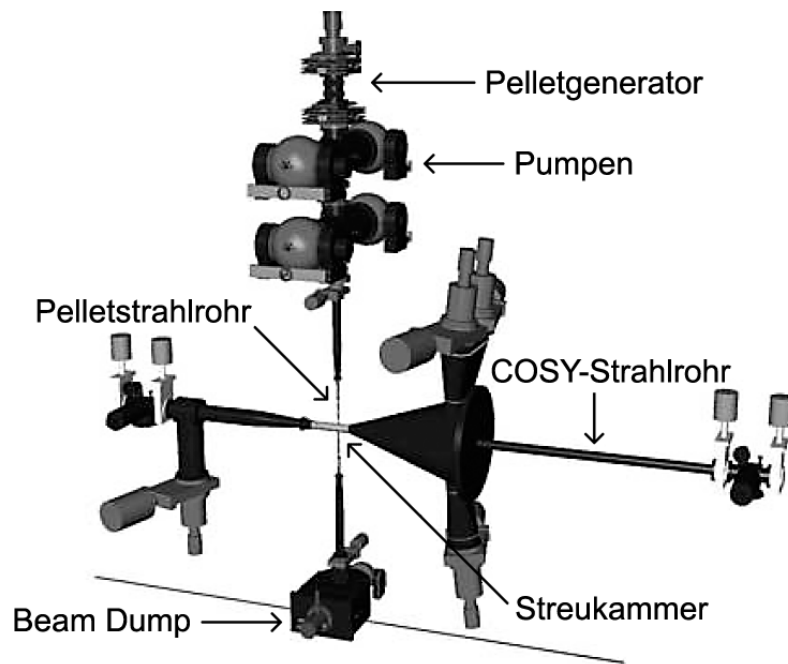


Abbildung 3.3: Das gesamte Pellettargget [A⁺04]. Im Pelletgenerator werden werden Wasserstoff- oder Deuteriumpellets erzeugt und beschleunigt. Durch das Pelletstrahlrohr gelangen sie in die Streukammer zum Interaktionspunkt mit dem COSY-Strahl. Im Auffänger (Beam Dump) werden Pellets abgesaugt, die nicht wechselwirken.

Diesen Anforderungen wird das Pellettargget von WASA gerecht (s. Abbildung 3.3). Es liefert Dichten von 10^{15} Atomen/cm² bei einem Strahldurchmesser von 2 – 3 mm [Tro95].

Das Pellettargget liefert einen Strahl aus ausgefrorenen Wasserstoff- bzw. Deuteriumtröpfchen, die sogenannten Pellets, mit einem Durchmesser von ca. 35 μ m. Die Pellets werden mit Hilfe einer vibrierenden Düse erzeugt, durch die ein Strahl flüssigen Wasserstoffs bzw. Deuteriums gepumpt wird. An der Düse entstehen kleine

Tropfen (Droplets) in der mit Helium gefüllten Droplettkammer. Durch eine Kapillare werden die Droplets in das Vakuum injiziert. Die dabei auftretende Druckverringerung lässt die Droplets zu Pellets ausfrieren. Ein Skimmer filtert anschließend seitlich gestreute Pellets heraus. Über ein 2 m langes Rohr wird der Pelletstrahl durch den Detektor hindurch in die Strahlkammer injiziert, wo die Pellets mit dem COSY-Strahl interagieren. Nicht wechselwirkende Pellets gelangen in einen Auffänger (Beam Dump) und werden abgesaugt.

3.2.2 Der Zentraldetektor

Der Zentraldetektor (siehe Abbildung 3.4) dient dazu Zerfallsprodukte von Mesonen, also Photonen, Elektronen und geladene Pionen, zu identifizieren und zu analysieren. Der Detektor besteht aus mehreren übereinander liegendem Komponenten und deckt einen Raumwinkelbereich von 4π ab. Lediglich die Durchführung für das Strahlrohr, zwei seitlich angebrachte Löcher für die Targetdurchführung und eine Öffnung am Detektorausgang schränken die Akzeptanz ein. Teilchen, die

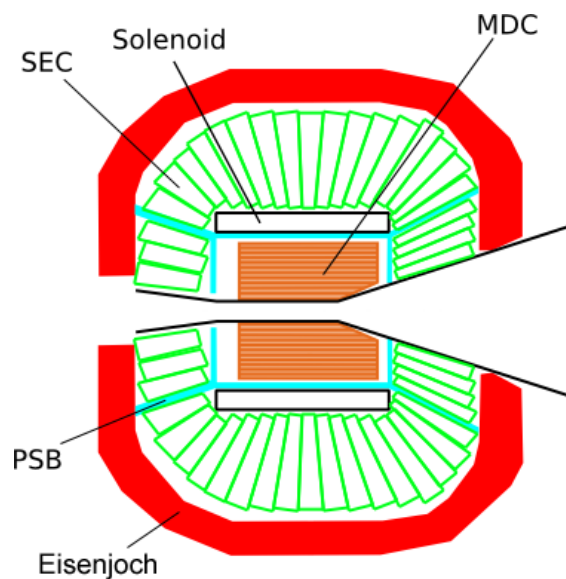


Abbildung 3.4: Querschnitt durch den Zentraldetektor [A⁺04]. Die Detektorkomponenten, Mini Drift Chamber (MDC), Plastic Scintillator Barrel (PSB), der Solenoid sowie das Scintillator Electromagnetic Calorimeter (SEC) werden im Text näher beschrieben. Das Solenoidmagnetfeld wird durch ein Eisenjoch abgeschirmt.

unter einem kleinen Winkel zur Strahlrichtung vorwärts gestreut werden, werden größtenteils durch den Vorwärtsdetektor erfasst (siehe unten).

An den Zentraldetektor sind große Anforderungen gestellt. So muss er Photonenenergien von einigen MeV bis hin zu 800 MeV korrekt messen. Weiterhin sollen Elektronenimpulse über einen großen Bereich auf 2 % genau bestimmt werden können.

Der Zentraldetektor ist aus mehreren Komponenten aufgebaut, die um den Interaktionspunkt herum angeordnet sind. Die einzelnen Komponenten sind im Folgenden näher erläutert.

Die Mini Drift Chamber

Um das Strahlrohr am Interaktionspunkt ist die Mini Drift Chamber (MDC) angebracht. Sie ist aus 17 zylindrischen Lagen mit insgesamt 1738 Driftröhren aufgebaut. Die Röhren in den äußeren Lagen besitzen einen größeren Durchmesser als die weiter innen liegenden. In neun Lagen sind die Driftröhren um kleine Winkel (6° bis 9°) gegenüber dem Strahlrohr verdreht, sodass aus den Trefferpositionen die Teilchenspuren und der Vertex rekonstruiert werden können. Die zusammengesetzte MDC und einige ausgebaute Lagen sind in Abbildung 3.5 dargestellt. Die gesamte MDC

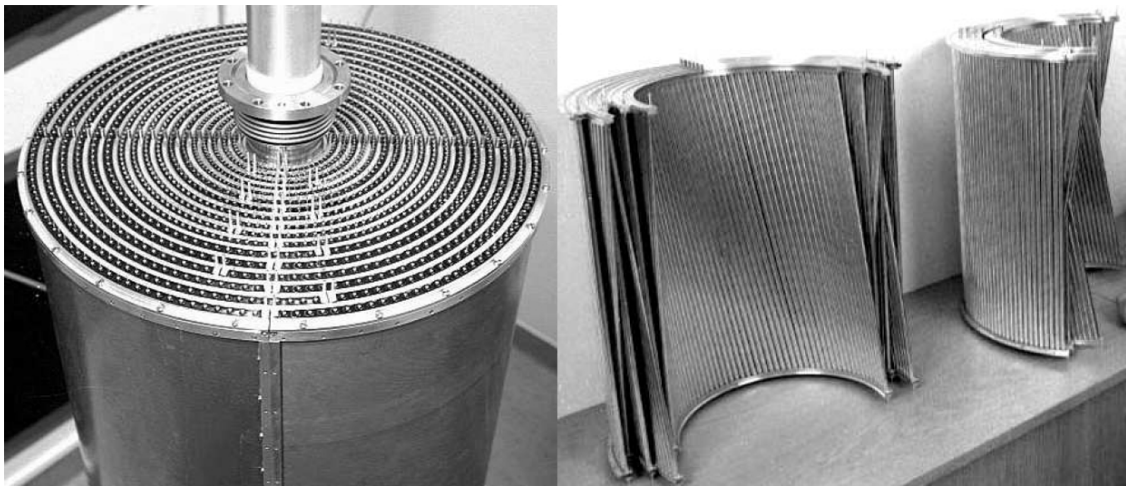


Abbildung 3.5: Foto der Mini Drift Chamber. Links: im zusammengebauten Zustand mit Al-Be-Mantel. Rechts: einzelne Lagen mit abwechselnder Ausrichtung der Driftröhren [A⁺04].

wird vom Magnetfeld des Solenoiden (siehe unten) durchsetzt, sodass geladene Teilchen auf gekrümmten Bahnen die MDC durchdringen. Aus der Krümmung kann die Ladung und der Impuls der Teilchen bestimmt werden. Die MDC deckt einen Streuwinkelbereich von 24° bis 159° ab und ist von einem Aluminium-Beryllium-Mantel umschlossen. Weitere Informationen finden sich in [Jac04]

Das Plastic Scintillator Barrel

Die MDC ist vom Plastic Scintillator Barrel (PSB) umgeben. Dieses besteht aus 48 streifenförmigen Elementen, die die MDC zylinderförmig umschließen. Benachbarte Elemente überlappen sich zur Vermeidung von Akzeptanzlücken. Die zylindrische Form wird durch zwei Polkappen aus jeweils 48 radial angeordneten Szintillatorelementen abgeschlossen. Die Polkappen besitzen mittig ein Loch für die Strahldurchführung. Dabei besitzt die in Strahlrichtung hintere Polkappe eine größere Öffnung, um gestreute Teilchen zum Vorwärtsdetektor passieren zu lassen. Die drei Komponenten sind in Abbildung 3.6 einzeln gezeichnet. Die Signale der Szintillatorelemente werden über Lichtleiter an Photomultiplier außerhalb des Solenoidmagnetfeldes übertragen und ausgelesen.

Die schnellen Signale des PSB können für die Triggerlogik erster Stufe verwendet werden. Zur Teilchenidentifikation mittels $\Delta E/p$ - und $\Delta E/E$ -Methode können die Signale des PSB zusammen mit denen der MDC und des CsI-Kalorimeters verarbeitet werden. Außerdem dient das PSB als Veto für die γ -Identifikation.

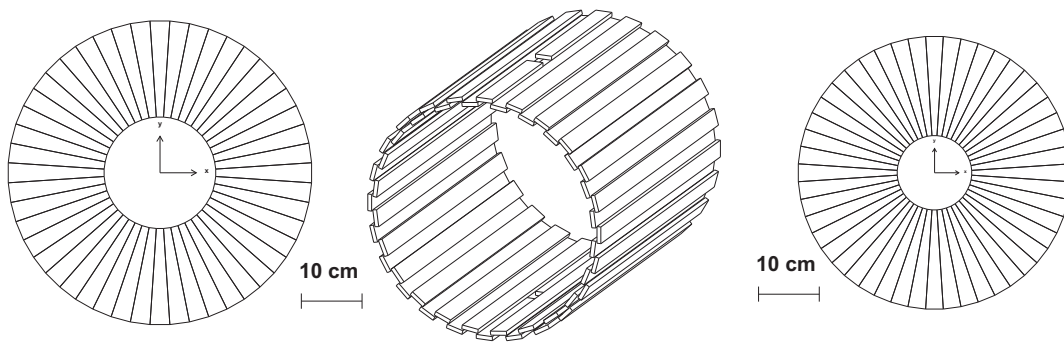


Abbildung 3.6: Schematische Zeichnung der Komponenten des Plastic Scintillator Barrels [A⁺04]. Von links: hintere Polkappe mit großer Mittelöffnung, zylindrischer Mittelteil mit Durchführungen für das Target und überlappenden Szintillatorelementen, vordere Polkappe.

Der Superconducting Solenoid

Das für die Impulsbestimmung in der MDC benötigte Magnetfeld wird vom Superconducting Solenoid (SCS) bereitgestellt, der um das PSB montiert ist (siehe dazu Abbildung 3.7). Der Solenoid liefert ein zum Beschleunigerstrahl paralleles Magnetfeld von bis zu 1,3 T. Der SCS besteht aus supraleitendem NbTi/Cu und wird mit flüssigem Helium auf 4,5 K gekühlt. Die Wände des SCS sind so dünn gehalten, dass die Energiemessung im Kalorimeter minimal beeinflusst wird. Das Magnetfeld wird von einem 5 t schwerem Eisenjoch außerhalb des Detektors abgeschirmt, welches die Elektronik und die Photomultiplier schützt.

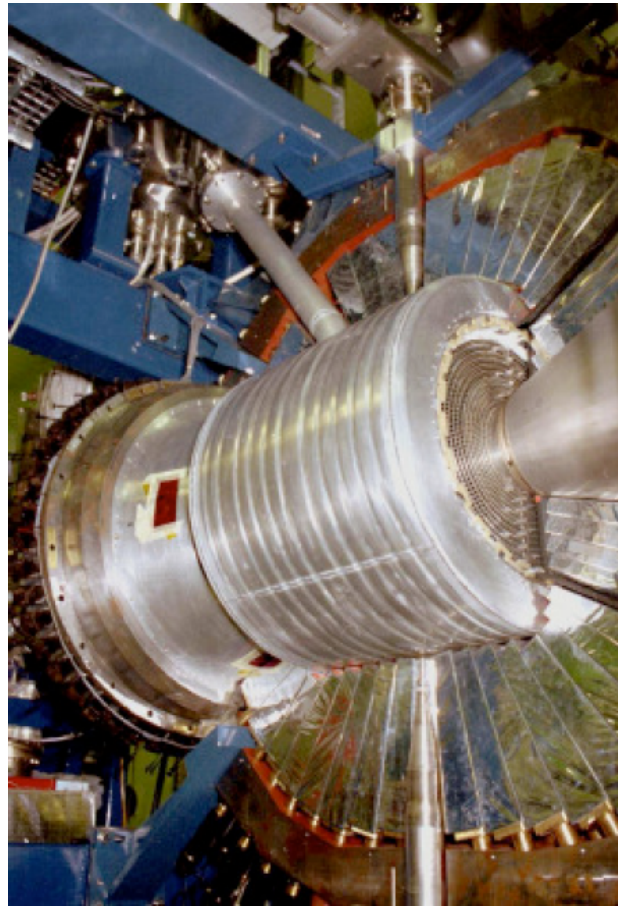


Abbildung 3.7: Foto des teilweise demontierten Zentraldetektors [was]. Der Metallzylinder ist der Superconducting Solenoid, der die MDC umschließt. Hinter dem SCS ist eine Hälfte des Kalorimeters mit den CsI-Elementen zu erkennen.

Das Scintillator Electromagnetic Calorimeter

Photonen, Elektronen und Positronen mit Energien bis 800 MeV lassen sich im Scintillator Electromagnetic Calorimeter (SEC) messen. Es besteht aus 1012 natrium-dotierten Cäsiumiodid-Kristallen ($\text{CsI}(\text{Na})$) in Form von Pyramidenstümpfen, die in 24 Ringen um den Interaktionspunkt außerhalb des SCS angebracht sind. Das SEC lässt sich in drei Hauptbestandteile gliedern, die in Abbildung 3.8 farblich markiert sind.

Der Vorwärtsteil, bestehend aus vier Ringen á 36 Kristallen, detektiert nach vorne gestreute Teilchen mit Streuwinkeln zwischen 20° und 36° . Teilchen mit kleinerem Streuwinkel erreichen den Vorwärtsdetektor und können dort analysiert werden.

Der Mittelteil deckt einen Winkelbereich von 36° bis 150° ab und besteht aus 17 Ringen mit je 48 Elementen.

Der Rückwärtsteil dient zur Detektion von rückwärts gestreuten Teilchen mit Streuwinkeln zwischen 150° und 169° . Er besteht aus zwei Ringen mit je 24 Elementen und einem Ring direkt am Strahlrohr mit zwölf Elementen.

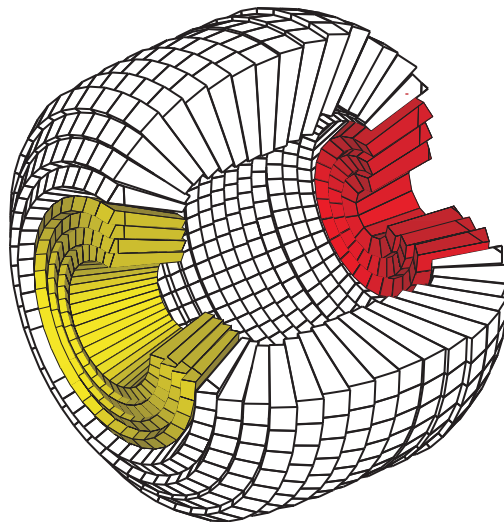


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung des Scintillator Electromagnetic Calorimeters [A⁺04] mit Vorwärtsteil (rot), Mittelteil (weiß) und Rückwärtsteil (grün).

Insgesamt deckt das SEC einen polaren Streuwinkelbereich von 20° bis 169° und einen azimuthalen Streuwinkelbereich von 360° ab. Lediglich die Aussparungen für die Pelletdurchführung und die Heliumzuleitung für den SCS beschränken die Akzeptanz, wodurch sich eine geometrische Akzeptanz von etwa 96% ergibt. Für weitere Informationen siehe [Koc04]

3.2.3 Der Vorwärtsdetektor

Der Vorwärtsdetektor (FD) dient zur Detektion und Identifikation von Teilchen mit kleinen Streuwinkeln, also großen Vorwärtsimpulsen. Dies sind zumeist schwere geladene Teilchen wie Protonen, Deuteronen und Heliumkerne aus der Mesonenproduktion. Zusätzlich können auch Neutronen und geladene Pionen gemessen werden. Abbildung 3.9 zeigt den schematischen Aufbau des Vorwärtsdetektors. Er ist aus mehreren aufeinander folgenden Schichten zusammengesetzt, die im Folgenden näher beschrieben werden.

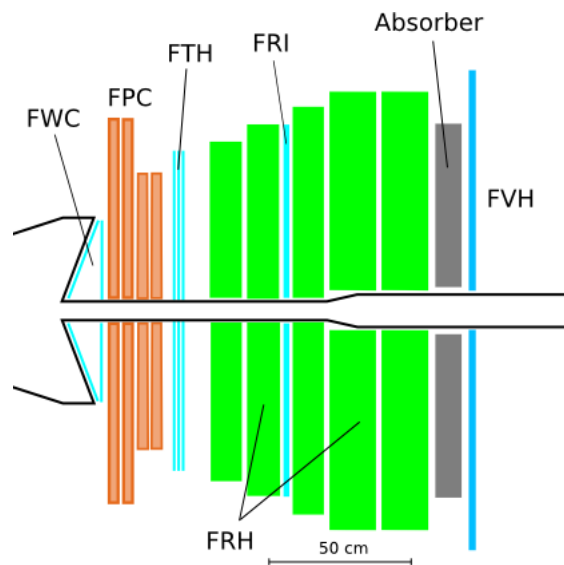


Abbildung 3.9: Skizze des Vorwärtsdetektors mit den einzelnen Komponenten [A⁺04]. Links schließt sich die Streukammer mit dem Zentraldetektor an.

Der Forward Window Counter

In Strahlrichtung gesehen ist der Forward Window Counter (FWC) die erste Detektorlage des Vorwärtsdetektors. Er besteht aus zwei Lagen mit 3 mm Dicke zu je 24 radialen Elementen. Die Lagen sind gegeneinander um ein halbes Element verdreht zur verbesserten Abdeckung des Vorwärtsbereich. Nähere Details finden sich in [P⁺07].

Der FWC dient als Trigger zur Untergrundreduzierung. Es werden nur jene Ereignisse im Vorwärtsdetektor akzeptiert, die eine Energiedeponierung im FWC hervorrufen. Dadurch werden zum Beispiel Signale von solchen Teilchen aussortiert, die erst im Strahlrohr innerhalb Detektor abgelenkt und in die hinteren Lagen gestreut werden.

Die Forward Proportional Chamber

Die Forward Proportional Chamber (FPC) besteht aus vier zueinander verdrehten Modulen, die jeweils aus vier Lagen von je 122 Proportionaldriftkammern aufgebaut sind. Dieser Teil des Detektors dient zur Spurrekonstruktion und liefert genaue Informationen über die Spurposition und den Streuwinkel (siehe Abbildung 3.10).

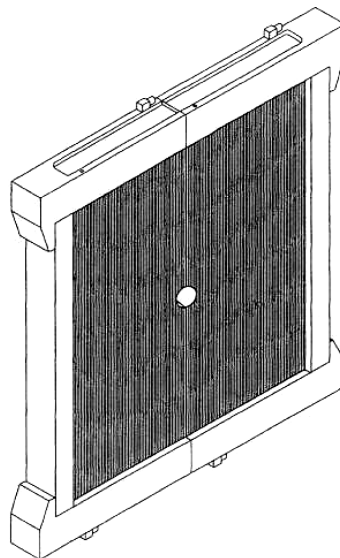


Abbildung 3.10: Eines von vier Elementen der Forward Proportional Chamber [A⁺04].

Das Forward Trigger Hodoscope

Auf die FPC folgt das Forward Trigger Hodoscope (FTH), welches aus drei je 5 mm dicken Plastiksintillatorlagen aufgebaut ist. Die ersten beiden Lagen bestehen aus je 24 spiralförmigen Elementen, die dritte aus 48 radial angeordneten Elementen. Diese Konfiguration ermöglicht eine sehr genaue Rekonstruktion der Trefferposition eines Teilchens. Das FTH ist in der Lage die Trefferpositionen mehrerer gleichzeitig auftreffender Teilchen zu rekonstruieren. Das Prinzip ist in Abbildung 3.11 verdeutlicht.

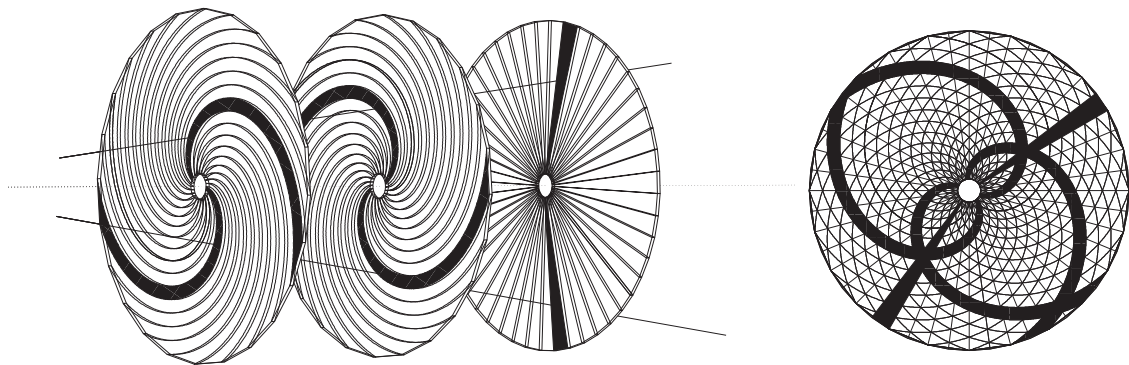


Abbildung 3.11: Die drei Lagen des FTH. Die Elemente der ersten beiden Lagen besitzen Form von archimedischen Spiralen, die dritte Lage besteht aus radialen Elementen [A⁺04]. Durch Überlagerung ergibt sich eine Pixelstruktur, die die Bestimmung der Trefferpositionen ermöglicht.

Das Forward Range Hodoscope

An das FTH schließt sich das Forward Range Hodoscope (FRH) an. Dieses dient der Energiebestimmung der detektierten Teilchen. Es besteht aus fünf Lagen zu je 24 Plastiksintillatorelementen. Die in Strahlrichtung vorderen Lagen sind jeweils 11 cm, die hinteren 15 cm dick. Die fünf Lagen sind für die hohen Energien von COSY ausgelegt. Der Aufbau ist in Abbildung 3.12 gezeigt.

Die Teilchenidentifikation erfolgt über die charakteristischen Teilchenenergien, die in den einzelnen Lagen deponiert werden. Die gesamte Energie, die ein Teilchen aus der Reaktion davon trägt, ist stets größer als die Energie, die in den einzelnen

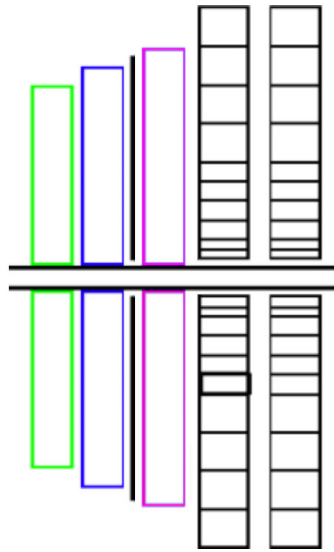


Abbildung 3.12: Das Forward Range Hodoscope besteht aus fünf Szintillatorlagen. Zwischen der zweiten und der dritten befindet sich das Forward Range Interleaving Hodoscope [A⁺04].

Lagen des Detektors gemessen werden kann. Zusätzliche Energieverluste treten zum Beispiel in Füllmaterialien und Verkleidungen zwischen den Detektoren, in sogenanntem toten Material, auf. Diese im Allgemeinen von der Teilchenart und -energie abhängigen Verluste werden berücksichtigt und korrigiert. Dies ist auch für solche Teilchen möglich, die nicht alle Lagen des FRH durchfliegen, sondern schon in einer der ersten Lagen gestoppt werden. Ebenso können für Teilchen, die gar nicht gestoppt werden und den Detektor wieder verlassen, die Energieverluste berücksichtigt werden.

Das Forward Range Interleaving Hodoscope

Zur Unterstützung der Vertexbestimmung und der Spurrekonstruktion befindet sich zwischen der zweiten und der dritten Lage des FRH das Forward Range Interleaving Hodoscope (FRI). Es besteht aus zwei gekreuzten Lagen mit jeweils 32 Szintillatorstäben von 5,2 mm Dicke und ermöglicht innerhalb der Detektorebene eine zweidimensionale Bestimmung der Trefferposition und des Streuwinkels von Neutronen. Das FRI wird auch zur Vertexbestimmung bei anderen Teilchenarten genutzt (siehe Abbildung 3.13).

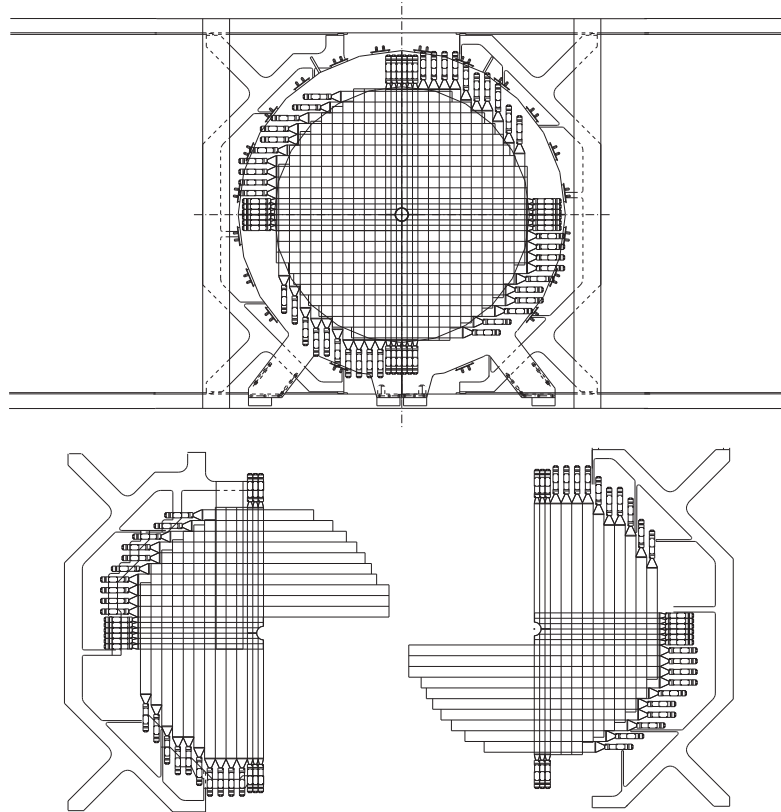


Abbildung 3.13: Die gekreuzten Lagen des Forward Range Interleaving Hodoscopes [A⁺04]. Es ergibt sich eine Pixelstruktur zur zweidimensionalen Bestimmung der Trefferpositionen. Die untere Abbildung zeigt das FRI im auseinander gezogenen Zustand.

Das Forward Veto Hodoscope

Die letzte Lage des Vorwärtsdetektors bildet das Forward Veto Hodoscope (FVH). Es besteht aus zwölf waagerechten Szintillatorelementen. Da an jedes Element beidseitig Photomultiplier angebracht sind, ist über die Zeitinformation der Signale eine Positionsbestimmung entlang eines Elements möglich. Das FVH kann als Veto zum Aussortieren von Teilchen mit großer Energie, die den gesamten Detektor durchflogen haben, verwendet werden. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 3.14 gezeigt.

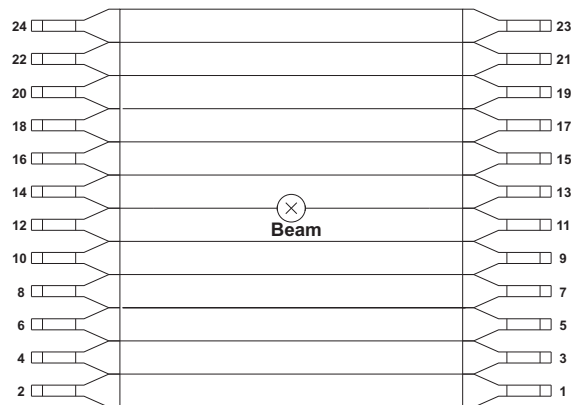


Abbildung 3.14: Die letzte Komponente des Vorwärtsdetektors bildet das Forward Veto Hodoscope. Gezeigt ist eine schematische Ansicht der Szintillatorelemente mit den beidseitig angeschlossenen Photomultipliern [A⁺04].

Der Forward Absorber

Zur optimalen Anpassung der Vetoigenschaften des FVH lässt sich zwischen der letzten Lage des Forward Range Hodoscope und dem Forward Veto Hodoscope eine Absorberlage, der Forward Absorber (FRA), zwischen 5 mm und 100 mm Dicke einfügen. Bei der Reaktion $pp \rightarrow pp\eta$ bei einer Strahlenergie von 1360 MeV können so zum Beispiel elastisch gestreute Protonen und Protonen aus der Einpionenproduktion durch das FVH aussortiert werden, während die Protonen der gesuchten Reaktion im Absorber gestoppt werden.

3.3 Das Triggersystem

Während der Messungen liefern die Detektoren sehr große Datenmengen, die eine Vorsortierung nötig machen. Dazu werden Triggersysteme eingesetzt, die den Untergrund reduzieren und eine erste Einschränkung auf Messungen liefern, die auf gesuchte Zerfälle hindeuten. Die Triggersysteme lassen sich in zwei Stufen einteilen lassen.

Koinzidenzmessungen bieten eine Möglichkeit der Selektierung. Sie berücksichtigen die geometrische Lage von Trefferpositionen und deren zeitliche Nähe. Dadurch

werden nur solche Treffer ausgewertet, die eine durchgängige Teilchenspur bilden. Diese Methode wird als Trigger erster Stufe verwendet und nutzt beispielsweise die Lagen des Forward Trigger Hodoscopes, welches schnelle Signale liefert. Erreicht ein Teilchen das Forward Range Hodoscope, so wird gefordert, dass die Teilchenspur in den entsprechenden Lagen durchgängig fortgesetzt wird. Um die Akzeptanz zu erhöhen, werden die Signale aneinanderliegender Elemente einer Lage zu sogenannten Clustern zusammengefügt. Es können bis zu vier Teilchenspuren gleichzeitig getrennt werden. Es besteht die Möglichkeit, die Signale des Forward Veto Hodoscopes zusätzlich als Veto einzusetzen. Im Zentraldetektor dienen die Signale des Plastic Scintillator Barrels als Trigger. Es liefert nur Signale bei geladenen Teilchen und kann so zur Selektion von Reaktionen verwendet werden, bei denen nur ungeladene Teilchen im Zentraldetektor erwartet werden.

Die langsameren Daten des Kalorimeters werden für den Trigger zweiter Stufe ausgewertet. Die Energiedeponierung in Clustern und die Anzahl der Cluster dienen als Grundlage für die zusätzliche Selektierung.

Zur weiteren Auswertung und zur Digitalisierung der Messwerte, die von den Detektorelementen ausgegeben werden, wird das Data Acquisition System (DAQ) verwendet. Es synchronisiert die Daten und bildet aus der Vielzahl von Treffern die zusammengefassten Ereignisse. Weitere Einzelheiten zum Trigger- und zum Data Acquisition System sind zu finden in [Fra02].

3.4 Die WASA-Software

Die Analysen der gemessenen Daten des WASA-Experiments werden durch Simulationen vorbereitet. Sowohl die untersuchten Reaktionen und Zerfälle als auch das Verhalten des Detektorsystem werden mit spezieller Software simuliert, die im Folgenden vorgestellt wird.

3.4.1 Die Simulationssoftware

Die Reaktionen werden durch einen Monte-Carlo-Ereignisgenerator simuliert. Dabei handelt es sich um eine an WASA angepasste Version der Software PLUTO,

die für das HADES⁵-Experiment entwickelt wurde [F⁺07]. PLUTO basiert auf dem ROOT-Programmpaket, das am CERN⁶ für kern- und teilchenphysikalische Experimente entwickelt wurde [BR96]. Die zugrunde liegende Programmiersprache ist C++. Als Eingabe werden an PLUTO die Massen und Impulse der Strahlteilchen übergeben, sodass deren Viererimpulse definiert sind. Weiterhin werden die gewünschten Zerfallskanäle angegeben. Es können einzelne Kanäle oder ein Cocktail von verschiedenen Reaktionen mit entsprechender Gewichtung bestimmt werden. Für jedes simulierte Ereignis wird ein Satz von Vierervektoren der Zerfallsprodukte ausgegeben.

Diese Daten werden mit dem WASA Monte Carlo Softwarepaket (WMC) weiter verarbeitet. Die Flugbahnen und die Wechselwirkungen der Teilchen im Detektor werden simuliert. Sekundärreaktionen wie Bremsstrahlung und Paarbildungsreaktionen werden dabei berücksichtigt. Es werden nicht nur die Wechselwirkungen in sensitiven Elementen des Detektors, sondern auch diejenigen im passiven Material simuliert. Die Ausgabedatei enthält sämtliche Messdaten, die auch bei dem späteren Experiment gemessen werden, und liegt im selben Format vor, sodass die spätere Analyse gleichermaßen auf die simulierten wie auf die echten Daten angewendet werden kann.

3.4.2 Die Analysesoftware

Die Analyse der Daten erfolgt mit Hilfe des WASA RootSorters. Dieses auf ROOT basierende Programmpaket wurde für ANKE entwickelt [HHM04] und an WASA angepasst. Die Software eignet sich zur Analyse kern- und teilchenphysikalischer Fragestellungen, da spezielle Funktionen und Konstrukte wie die Klasse der Lorentzvektoren (TLorentzvector) mit entsprechenden Methoden wie einem Lorentzboost bereits implementiert sind. Die Analyse verarbeitet die Messdaten des Detektors respektive die Ausgabedatei der Simulationen. Dies ist möglich, da beide Datensätze im selben Format vorliegen. Die Analysesoftware greift dabei unter anderem auf die Daten der Trackfinder-Klasse zurück, die aus den Trefferpositionen der Teilchen in den verschiedenen Detektorkomponenten durchgängige Teilchenspuren

⁵High Acceptance Di-Electron Spectrometer: Experiment der GSI Darmstadt.

⁶Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire.

rekonstruiert. Mit dem Analyseprogramm können Histogramme erstellt werden und mit dem ROOT-Browser betrachtet werden. Durch Makros können Histogramme weiter bearbeitet, zusammengeführt und ausgewertet werden. So können Einträge ausgezählt und Histogramme durch mathematische Funktionen angepasst werden. Die Simulationen und Analysen wurden mit der RootSorter-Revision 3398, der WMC-Version 289 und der Pluto-Version 5-34 durchgeführt.

4 Untersuchungen

Ziel der Untersuchungen im Rahmen dieser Bachelorarbeit ist es, die Machbarkeit der geplanten η' -Messungen am Experimentieraufbau WASA-at-COSY zu untersuchen. In dem geplanten Experiment wird die Endzustandswechselwirkung zwischen dem η' -Meson und dem ${}^3\text{He}$ -Kern über die Analyse totaler und differentieller Wirkungsquerschnitte der η' -Produktion untersucht. Es existieren verschiedene Modelle, die diese Reaktion und die Wechselwirkungen der interagierenden Teilchen zu beschreiben versuchen. Das Zweistufenmodell beschreibt die Reaktion über einen virtuellen Mesonenaustausch des Strahlprotons mit einem Targetnukleon und der anschließenden Bildung des ${}^3\text{He}$ -Kerns. In Abbildung 4.1 ist der mit diesem Modell berechnete Verlauf des Wirkungsquerschnittes für die η' - und die ϕ -Produktion gezeigt. Es wird ein Maximum bei einer Strahlenergie von $T \approx 1800 \text{ MeV}$ erwartet. Diese Vorhersage konnte bislang experimentell auf Grund der geringen Datenbasis weder validiert noch widerlegt werden. Die angestrebten Messungen werden bei Energien nahe der Reaktionsschwelle und nahe dem erwarteten maximalen Wirkungsquerschnitt durchgeführt. Die entsprechenden Energien sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Strahlenergie in MeV	Überschussenergie in MeV
1720	25
1750	40
1825	76

Tabelle 4.1: Strahlenergien und Überschussenergien der geplanten η' -Messungen.

Im ersten Teil der vorliegenden Untersuchungen wird die Winkelverteilung der gestreuten ${}^3\text{He}$ -Kerne analysiert und untersucht, wie die ${}^3\text{He}$ -Kerne aus der η' -Produktion identifiziert werden können. Dazu wird der Einfluss der Messung und Rekonstruktion durch den Detektor auf die gemessenen kinematischen Größen der

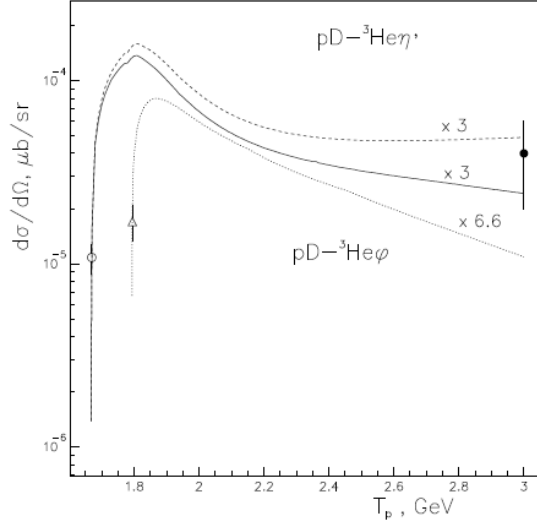


Abbildung 4.1: Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + X$ mit X für φ (untere Kurve) und X für η' (mittlere und obere Kurven) [KU97].

Teilchen untersucht. Außerdem werden Selektionsbedingungen erarbeitet, die auf die durch Messungen zugänglichen Größen angewendet werden können. Dies dient dazu, für weitere Untersuchungen korrekt rekonstruierte Daten zur Verfügung zu stellen.

Die so gefilterten Daten werden zur Bestimmung von energie- und winkelabhängigen Akzeptanzen des Vorwärtsdetektors verwendet. Im dritten Teil der Untersuchungen wird die mögliche Winkelauflösung der geplanten Messungen diskutiert.

Als Grundlage der Untersuchungen dienen Simulationen, bei denen für verschiedenen Strahlenergien jeweils 100 000 Reaktionen $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ simuliert werden. Das instabile η' zerfällt weiter in drei Pionen, welche in jeweils zwei γ -Quanten zerfallen. Der simulierte Zerfallsprozess lautet somit vollständig:

$$p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta' \rightarrow {}^3\text{He} + 3\pi^0 \rightarrow {}^3\text{He} + 6\gamma. \quad (4.1)$$

Der Zerfallskanal des η' zu drei Pionen macht 0,16% aller η' -Zerfälle aus. Für die Analysen ist der Zerfall des η' jedoch von untergeordneter Relevanz, da die Untersuchungen der ${}^3\text{He}$ -Kerne im Vordergrund steht. Es wird erwartet, dass die im Vergleich zum η' -Meson schweren ${}^3\text{He}$ -Kerne eine geringe Energie im Schwer-

punktsystem und im Laborsystem einen geringen Transversalimpuls besitzen. Die Heliumkerne werden somit in Vorwärtsrichtung gestreut und vom Vorwärtsdetektor detektiert. Zur Identifikation der ${}^3\text{He}$ wird zunächst genau ein positiv geladenes Teilchen gefordert. Zusätzliche Selektionsbedingungen werden später im Rahmen dieses Kapitels erarbeitet.

4.1 Geometrische Akzeptanz

Zunächst wird untersucht, welchen Einfluss die begrenzte Streuwinkelabdeckung des Vorwärtsdetektors auf dessen Akzeptanz hat.

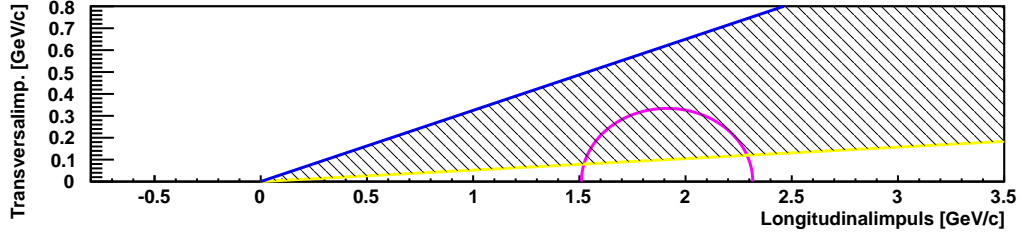
Verlassen Teilchen unter einem zu kleinen Winkel ($\vartheta < \vartheta_a$) den Vertexpunkt, so bewegen sie sich durch das Strahlrohr weiter und werden nicht detektiert. Ebenso können Teilchen, die unter einem zu großen Winkel ($\vartheta > \vartheta_b$) den Vertexpunkt verlassen, nicht detektiert werden. Sie fliegen am Vorwärtsdetektor vorbei oder werden im Zentraldetektor nachgewiesen.

Der Anteil der detektierbaren Teilchen an der Gesamtzahl der entstehenden Teilchen heißt geometrische Akzeptanz.

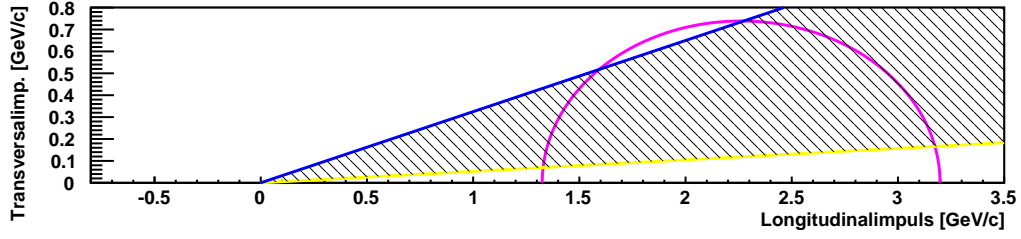
Geometrisch lässt sich diese bestimmen, indem in die Darstellung der Impulsellipse (siehe Abbildung 4.2) zwei Geraden g_a und g_b eingezeichnet werden, die mit der p_z -Achse die Winkel ϑ_a bzw. ϑ_b einschließen. Vom Detektor können genau die Teilchen nachgewiesen werden, deren Impuls in dem Bereich liegt, der von den beiden Geraden eingeschlossen wird. Dieser Bereich ist in der Abbildung schraffiert dargestellt.

Die Darstellung der Impulsellipse im Laborsystem führt dazu, dass die Ereignisdichte vom Cosinus des Streuwinkels $\cos(\vartheta)$ abhängig ist. Der Anteil der detektierbaren Teilchen an der Gesamtzahl der Teilchen ist somit nicht direkt proportional zum abgedeckten Winkelbereich.

Eine Transformation ins Schwerpunktsystem hebt die Streuwinkelabhängigkeit auf, wie in Abschnitt 2.4 gezeigt wurde. Die Bereiche auf der Impulsellipse, die im Akzeptanzbereich des Detektors liegen, transformieren sich auf dem Impulskreis in Bereiche, die eingegrenzt werden durch die Winkel $\cos(\vartheta_a^{\text{cm}\pm})$ bzw. $\cos(\vartheta_b^{\text{cm}\pm})$. Diese Winkel ergeben sich aus der Streuwinkeltransformation gemäß Gleichung 2.23. Die



(a) $T = 1825 \text{ MeV}$ $Q = 76 \text{ MeV}$



(b) $T = 2400 \text{ MeV}$ $Q = 347 \text{ MeV}$

Abbildung 4.2: Wird der Transversalimpuls gegen den Longitudinalimpuls abgetragen, so entsteht im Laborsystem eine Impulsellipse. Der Akzeptanzbereich zwischen ϑ_a (gelb) und ϑ_b (blau) ist schraffiert dargestellt und wird energieabhängig unterschiedlich von der Impulsellipse geschnitten.

Breite dieser $\cos(\vartheta^{\text{cm}})$ -Bereiche ist bei Reaktionen unter Phasenraumverhalten den theoretischen Überlegungen zufolge direkt proportional zu der Anzahl der Ereignisse in diesem Bereich. Die geometrische Akzeptanz, also der Anteil der detektierbaren Teilchen von der Anzahl aller Teilchen, entspricht somit dem Verhältnis der abgedeckten $\cos(\vartheta^{\text{cm}})$ -Bereiche vom gesamten $\cos(\vartheta^{\text{cm}})$ -Bereich, der bei einem Halbkreis die Größe zwei besitzt.

Je nach Lage der Impulsellipse im Akzeptanzbereich des Detektors und den Schnittpunkten mit den Akzeptanzgrenzen ergibt sich für die geometrische Akzeptanz:

$$A_{\text{geom}} = \begin{cases} \Delta c_a - \Delta c_b & g_a \text{ und } g_b \text{ schneiden} \\ \Delta c_a & \text{nur } g_a \text{ schneidet} \\ 0 & g_a \text{ und } g_b \text{ schneiden nicht} \end{cases} \quad (4.2)$$

$$\text{mit } \Delta c_{a,b} = \cos(\vartheta_{a,b}^{\text{cm}+}) - \cos(\vartheta_{a,b}^{\text{cm}-}) .$$

4.1.1 Geometrische Akzeptanz des WASA-Vorwärtsdetektors

Der Vorwärtsdetektor des Experimentieraufbaus WASA deckt im Laborsystem den Winkelbereich zwischen $\vartheta_a = 3^\circ$ und $\vartheta_b = 18^\circ$ ab [A⁺04]. Untersucht wird die geometrische Akzeptanz des Detektors für ^3He -Kerne, die zusammen mit η' -Mesonen bei der Reaktion von Protonen p mit ruhenden Deuteronen d entstehen. Der Verlauf der von der Strahlenergie bzw. dem Q -Wert abhängigen geometrischen Akzeptanz ist in Abbildung 4.3 gezeigt. Bei zu kleinen Strahlenergien findet die Reaktion nicht statt ($Q < 0 \text{ MeV}$, $T < 1670 \text{ MeV}$). Bei Energien knapp oberhalb der Schwellenenergie werden ^3He erzeugt, diese besitzen aber einen so kleinen Transversalimpuls, dass sie durch das Strahlrohr den Detektor durchfliegen und nicht detektiert werden (Die Impulsellipse wird nicht von der Geraden g_a geschnitten). Sobald die Gerade g_a die Impulsellipse schneidet, steigt die Akzeptanz bis $Q = 35 \text{ MeV}$ auf ca. 90 % an und verläuft dann mit geringer Steigung über einen weiten Q -Bereich. Bei $Q = 270 \text{ MeV}$ ($T = 2250 \text{ MeV}$) wird die Detektorfläche voll ausgenutzt. Die maximale geometrische Akzeptanz von $A_g = 98 \%$ ist erreicht.

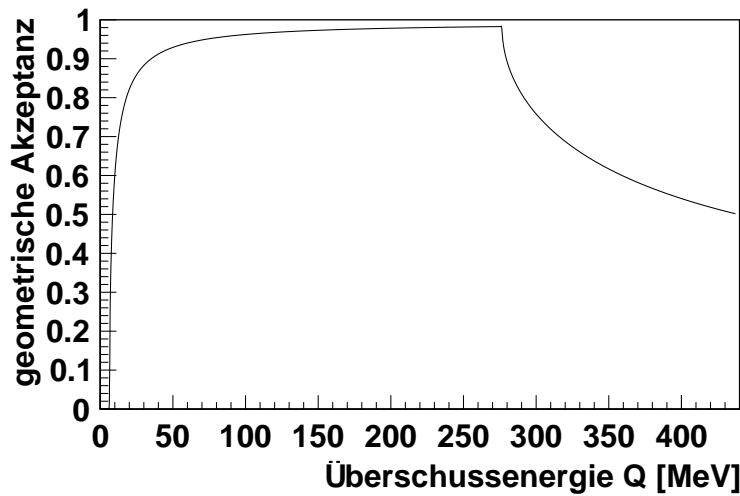


Abbildung 4.3: Die berechnete geometrische Akzeptanz des Vorwärtsdetektors wächst ab einer Startenergie schnell auf 90 %, steigt dann leicht an, erreicht bei $Q = 270 \text{ MeV}$ ein Maximum von 98 % und fällt dann wieder ab.

Bei größeren Energien haben einige Teilchen einen so großen Transversalimpuls, dass sie sich seitlich am Detektor vorbei bewegen. In der Laborsystemdarstellung wird die Impulsellipse von der Geraden g_b geschnitten. Mit zunehmenden Strahlenergien wird der Anteil der nicht detektierten Teilchen größer und die geometrische Akzeptanz fällt stetig ab.

4.2 Winkelverteilung

Der Detektor rekonstruiert die Spur der Teilchen und den Vertex aus den Trefferpositionen in den einzelnen Detektorlagen. Dazu dienen die verschiedenen ortsauflösenden Detektorkomponenten wie die FPC. Der WMC-Eventgenerator simuliert zunächst die η' -Produktion und den weiteren Zerfall des η' -Mesons gemäß der Reaktionsgleichung (4.1). Die WASA-Software simuliert basierend auf diesen Daten das Verhalten der Zerfallsprodukte im Detektor mit den entsprechenden Energieverlusten.

Die Verteilung der Zählraten der gestreuten ^3He -Kerne in Abhängigkeit des rekonstruierten Streuwinkels ϑ wird nun genauer untersucht. In Abbildung 4.4 sind die Verteilungen bei einer Überschussenergien $Q = 40 \text{ MeV}$ und $Q = 347 \text{ MeV}$ gezeigt.

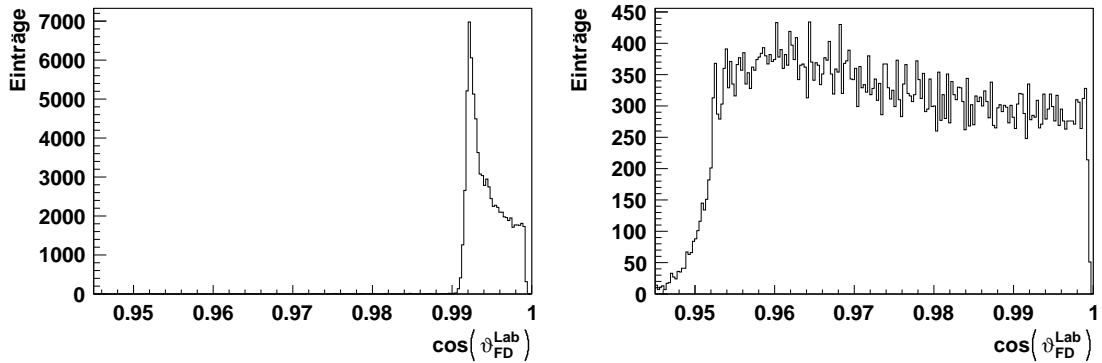


Abbildung 4.4: Winkelverteilung der ^3He -Kerne im Laborsystem bei Überschussenergien von 40 MeV (links) und 347 MeV (rechts).

Die Verteilungen decken nur einen begrenzten Winkelbereich ab. Zum einen sind sie durch den kleinsten Akzeptanzwinkel des Detektors begrenzt ($\vartheta_a = 3^\circ$ bzw. $\cos(\vartheta_a) = 0,9986$), zum anderen existiert auf Grund der Kinematik ein energieabhängiger maximaler Streuwinkel. Bei einer Überschussenergie von $Q = 40$ MeV beträgt dieser $\vartheta_{\max} = 7,31^\circ$ bzw. $\cos(\vartheta_{\max}) = 0,9919$. Für größere Energien ist der maximale Streuwinkel größer als der maximale Akzeptanzwinkel des Detektors $\vartheta_b = 18^\circ$ ($\cos(\vartheta_b) = 0,9511$). So beträgt bei $Q = 347$ MeV der maximale Streuwinkel $\vartheta_{\max} = 19,71^\circ$. Heliumkerne, die unter einem größeren Streuwinkel als $\vartheta_b = 18^\circ$ den Vertex verlassen, fliegen am Detektor vorbei und werden nicht erkannt. Die gemessene Winkelverteilung ist vollständig durch die Detektorgrenzen eingeschränkt.

Unter der Annahme, dass die detektierten Teilchen wirklich ^3He sind, lässt sich der Streuwinkel ins Schwerpunktsystem transformieren. Erwartet wird unter Phasenraumverhalten eine in $\cos(\vartheta^{\text{cm}})$ konstante Winkelverteilung. Abbildung 4.5a zeigt die Winkelverteilung der ^3He im Schwerpunktsystem. Als Daten werden die Monte-Carlo-Daten (MC-Daten) verwendet; der Detektor und die Rekonstruktion haben somit keinen Einfluss. Die Winkelverteilung ist weitgehend konstant, überlagert von statistischen Schwankungen.

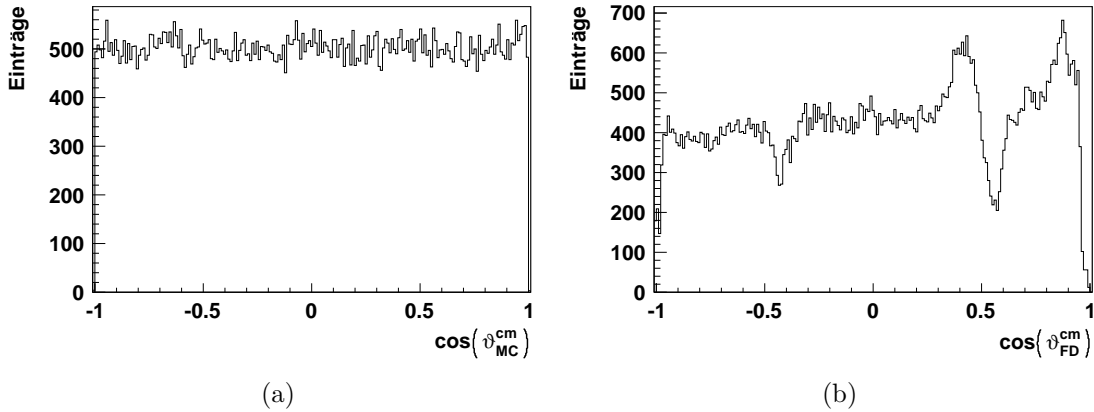


Abbildung 4.5: Winkelverteilung der ^3He -Kerne im Schwerpunktsystem bei einer Überschussenergie von 76 MeV. a: Simulierte Verteilung (MC-Daten), b: rekonstruierte Verteilung. Im Vergleich zur gleichmäßigen simulierten Verteilung fallen bei der rekonstruierten Verteilung Einschnitte bei $\cos(\vartheta^{\text{cm}}) = -0,4$ und $\cos(\vartheta^{\text{cm}}) = 0,5$ sowie eine überhöhte Zählrate bei $\cos(\vartheta^{\text{cm}}) = 0,9$ auf.

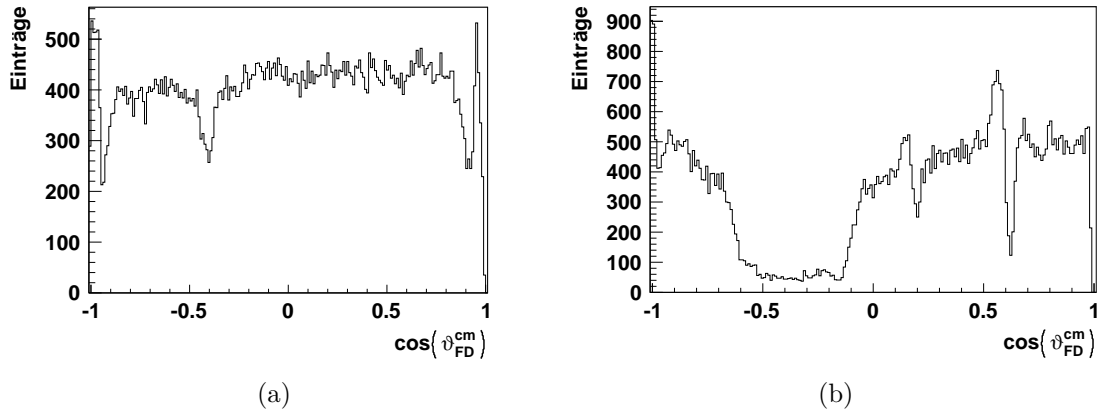


Abbildung 4.6: Winkelverteilung der ^3He -Kerne im Schwerpunktsystem bei Überschussenergien $Q = 25 \text{ MeV}$ (a) und $Q = 302 \text{ MeV}$ (b). In beiden Verteilungen sind überhöhte Zählraten und Einschnitte bzw. Wellen zu erkennen. Bei $Q = 302 \text{ MeV}$ sind in einem weiten Bereich die Zählraten besonders niedrig.

Diese Verteilung kann nun mit den rekonstruierten Daten verglichen werden. Die weiteren Reaktionen der Zerfallsprodukte und die Wechselwirkungen mit dem Detektor werden simuliert und die vom Detektor gemessenen Daten dienen als Grundlage der weiteren Untersuchungen.

Wieder kann die Winkelverteilung ins Schwerpunktsystem transformiert werden. Die Verteilung ist in Abbildung 4.5b gezeigt. Zwischen den rekonstruierten und den simulierten Verteilungen bestehen einige Unterschiede. Bei $\cos(\vartheta^{\text{cm}}) = -0,4$ liegt ein Einschnitt vor, bei $\cos(\vartheta^{\text{cm}}) = 0,5$ steigt die Zählrate zunächst an und fällt kurz darauf deutlich ab. Außerdem liegt bei großen Werten für $\cos(\vartheta^{\text{cm}})$ eine hohe Zählrate vor. Bei niedrigeren Energien fällt zudem eine erhöhte Zählrate um $\cos(\vartheta^{\text{cm}}) \approx -1$ auf (Abbildung 4.6a). Mit wachsender Strahlenergie wandern die Einschnitte nach links und ihre Anzahl nimmt zu. Bei $Q = 302 \text{ MeV}$ treten zwei Einschnitte bei $\cos(\vartheta^{\text{cm}}) = 0,2$ und $\cos(\vartheta^{\text{cm}}) = 0,6$ auf (siehe Abbildung 4.6b). Bei dieser Energie liegt ein breiter Winkelbereich vor ($-0,4 < \cos(\vartheta^{\text{cm}}) < -0,1$), in dem fast keine Ereignisse detektiert werden. Dies ist durch die eingeschränkte geometrische Akzeptanz des Detektors begründet.

Zur Untersuchung der Einschnitte werden die detektierten Teilchen daraufhin sortiert, in welcher Lage des Forward Range Hodoscopes sie gestoppt werden, also

welche die letzte Lage ist, in der sie Energie deponieren. Die so getrennte Winkelverteilung ist in Abbildung 4.7 gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Einschnitte in den rekonstruierten Winkelverteilungen genau in den Winkelbereichen auftreten, bei denen die Teilchen gerade an der Grenze zwischen zwei Lagen gestoppt werden. Beim Übergang von der ersten zur zweiten Lage führt dieser Effekt zu einer Verschmierung der rekonstruierten Winkel, sodass die Zählraten sich auf kleinere und größere Streuwinkel verteilen und ein Einschnitt zurückbleibt. Beim Übergang zwischen den anderen Lagen wird eine zu kleine Energie rekonstruiert. Dies geschieht, wenn ein Teilchen eine Lage vollständig durchdringt und im toten Material vor der nächsten Lage gestoppt wird.

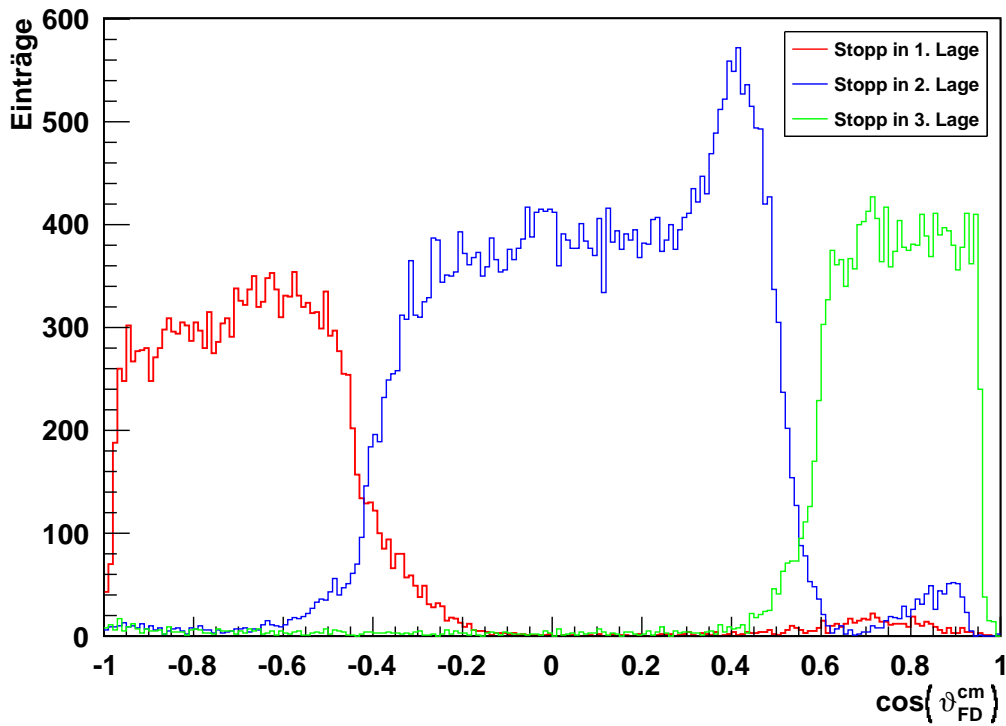


Abbildung 4.7: Rekonstruierte Winkelverteilung im Schwerpunktsystem der ^3He -Kerne. Im Histogramm ist markiert, in welcher Lage des FRH die Teilchen gestoppt werden. Übergänge zwischen zwei Lagen treten gerade bei den Winkeln auf, bei denen in der Gesamtverteilung Einschnitte vorliegen.

Der Energieverlust zwischen beiden Lagen kann nicht gemessen werden, sodass er in der Rekonstruktion nicht einbezogen werden kann. Es wird eine zu geringe Gesamtenergie des Teilchens berechnet. Die Energie schnellerer Teilchen, die auch in der nachfolgenden Lage Energie deponieren, wird richtig rekonstruiert, da der zusätzliche Energieverlust im toten Material berechnet und die gemessenen Energien entsprechend korrigiert werden. Die falsch gemessenen Energien führen in der Lorentztransformation zu falsch berechneten Winkeln im Schwerpunktsystem.

Zur weiteren Untersuchung der berechneten Winkelverteilung im Schwerpunktsystem wird der Zusammenhang zwischen der rekonstruierten kinetischen Energie und dem Streuwinkel im Laborsystem untersucht. Abbildung 4.8 zeigt die Abhängigkeit der kinetischen Energie vom Cosinus des Streuwinkels.

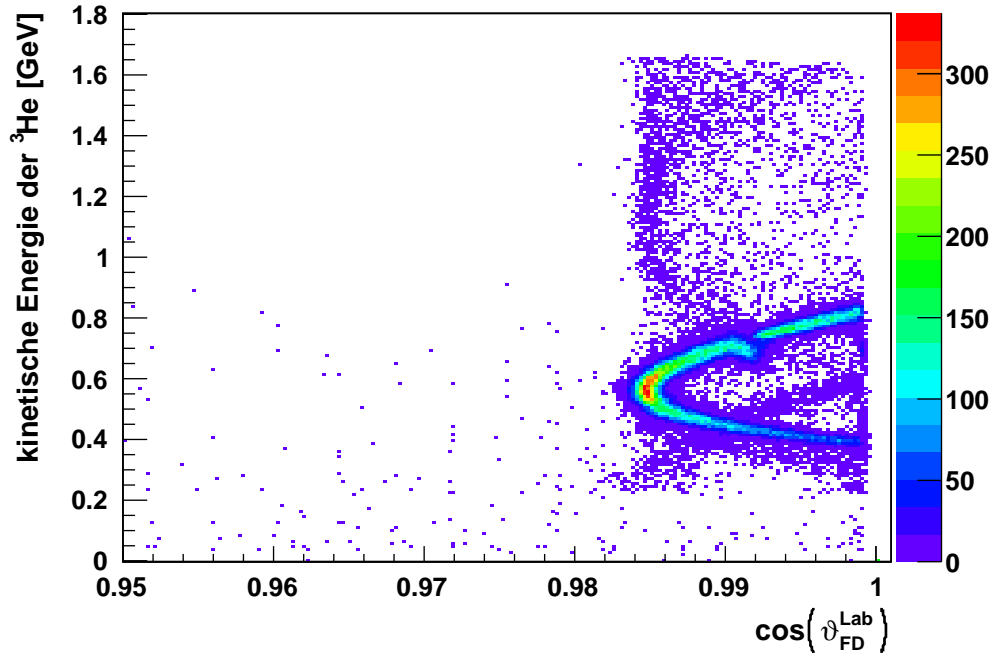


Abbildung 4.8: Energie der ^3He -Kerne in Abhängigkeit der Streuwinkel bei einer Überschussenergie von $Q = 76 \text{ MeV}$. Die Einträge konzentrieren sich auf einen Bogen, den ^3He -Bogen. Dies entspricht der Erwartung bei einer Zweiteilchenreaktion. Zusätzlich treten Ereignisse oberhalb und unterhalb des Bogens auf, darunter ein Nebenbogen, der gegenüber dem Hauptbogen nach unten versetzt ist.

Die Impulse der ^3He -Kerne sind im Laborsystem auf einer Impulsellipse verteilt. Die Auftragung des Impulses gegen den Streuwinkel entspricht einem Übergang in Polarkoordinaten. Bei dieser Koordinatentransformation bleibt die bogenförmige Verteilung der Impulse erhalten. Die Umrechnung von Teilchenimpulsen zu kinetischen Energien ändert den qualitativen Verlauf nicht.

Die Einträge im Energiediagramm konzentrieren sich auf diesen Bogen. Zusätzlich existieren Einträge, die auf einem zweiten Bogen unterhalb des erwarteten Bogens liegen und zahlreiche Einträge mit großen Energien bis fast zur Strahlenergie. Durch die Kinematik sind die Energien der ^3He -Kerne auf den Bogen festgelegt. Es ist zu erwarten, dass es sich bei den Einträgen, die von diesem Bogen abweichen, entweder um ^3He -Kerne handelt, deren Energien falsch gemessen worden ist, oder um andere Teilchen, deren Massen falsch angenommen werden und dadurch zu fehlerhaften Energiebestimmungen führen.

Die Einträge mit zu kleinen Energien (unterer Nebenbogen) werden in der Winkeltransformation auf sehr große Streuwinkel umgerechnet (Rückwärtsstreuung), wodurch der Peak bei $\cos(\vartheta^{\text{cm}}) \approx -1$ in der Winkelverteilung erklärt wird. Die Einträge mit zu hohen Energien hingegen werden auf kleine Streuwinkel transformiert und bilden den Peak bei $\cos(\vartheta^{\text{cm}}) \approx +1$.

Deutlicher wird die Diskrepanz zwischen echten und rekonstruierten Streuwinkeln, wenn sie gegeneinander aufgetragen werden. Dies ist in Abbildung 4.9 gezeigt. Während die direkt rekonstruierten Streuwinkel im Laborsystem nur gering von den tatsächlichen Winkeln abweichen (alle Punkte liegen auf der Winkelhalbierenden), treten bei der Transformation ins Schwerpunktsystem große Abweichungen auf. Neben den Einträgen auf der Winkelhalbierenden gibt es Einträge mit deutlich zu niedrigen $\cos(\vartheta^{\text{cm}})$ -Werten und eine große Anzahl von zu hohen $\cos(\vartheta^{\text{cm}})$ -Werten. Da die Messung der Streuwinkel im Laborsystem sehr genau stattfindet, müssen die Abweichungen im Schwerpunktsystem durch die Lorentztransformation auftreten. Diese Transformation ist vom Teilchenimpuls bzw. der Teilchenenergie abhängig. Es lässt sich somit vermuten, dass Fehler bei der Energiemessung zu den Abweichungen in der Streuwinkelverteilung führen.

Zur Analyse der Energiemessung und -berechnung werden die rekonstruierten kinetischen Energien der ^3He im Laborsystem gegen die simulierten kinetischen Energien aufgetragen. Das zugehörige Diagramm ist in Abbildung 4.10 gezeigt.

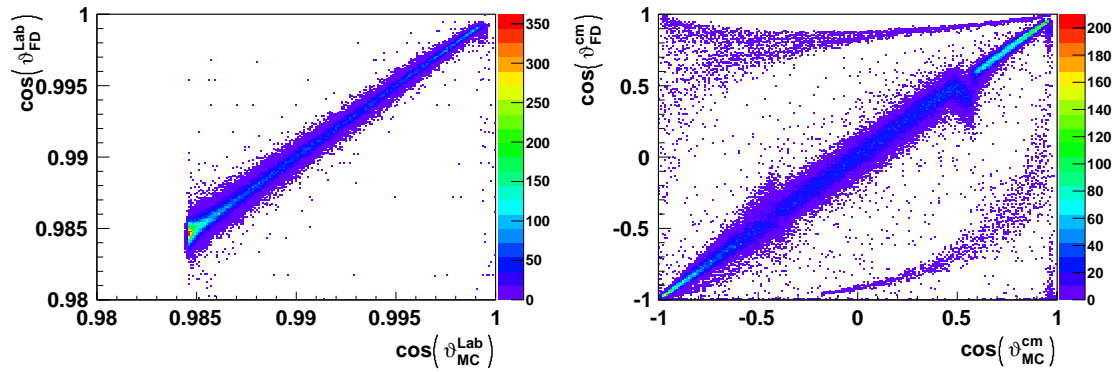


Abbildung 4.9: Vergleich von simulierten und rekonstruierten Streuwinkeln bei einer Überschussenergie von $Q = 76$ MeV. Links: im Laborsystem konzentrieren sich alle Ereignisse auf der Winkelhalbierenden, rechts: nach Transformation ins Schwerpunktsystem treten Ereignisse auf, die nicht auf der Winkelhalbierenden liegen. Deren Streuwinkel werden nach der Transformation falsch bestimmt.

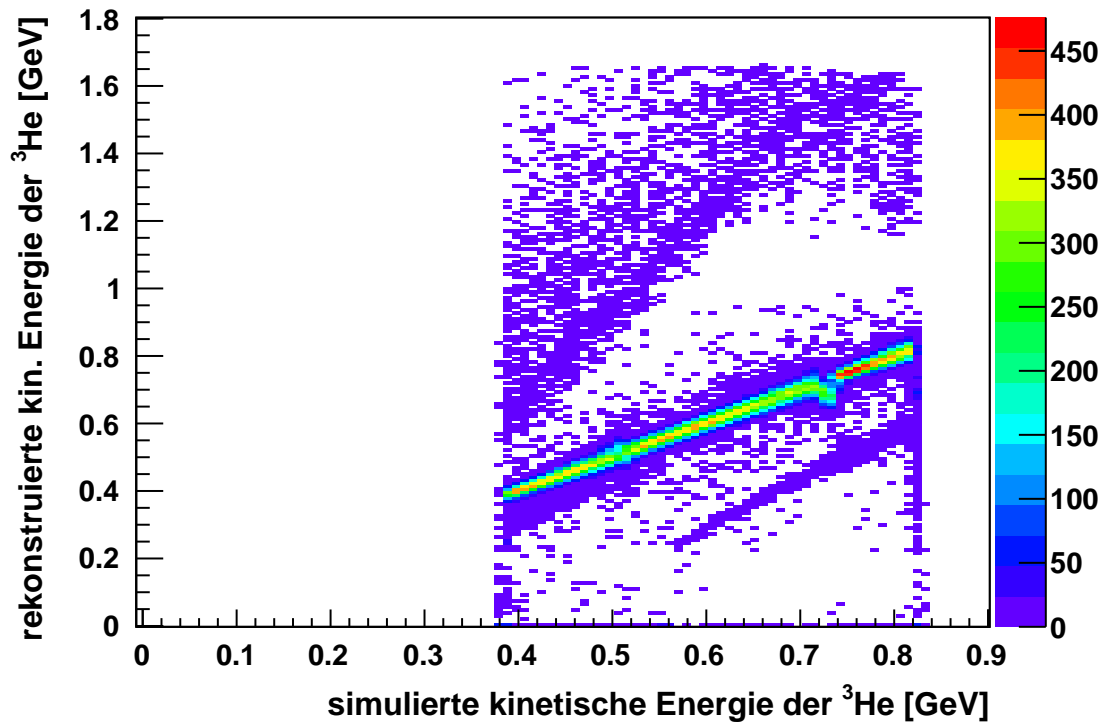


Abbildung 4.10: Aufgetragen ist die rekonstruierte gegen die simulierte kinetische Energie der ^3He -Kerne bei $Q = 76$ MeV. Bei exakter Messung und Rekonstruktion wird eine Verteilung auf der Winkelhalbierenden erwartet. Es sind aber auch Einträge neben dieser Geraden zu erkennen.

Erwartet wird, dass sich alle Einträge auf der Winkelhalbierenden befinden, also $E_{\text{kin,FD}}$ und $E_{\text{kin,MC}}$ identisch sind. Es treten allerdings auch Einträge auf, die nicht auf der Winkelhalbierenden liegen. Bei einigen Teilchen wird eine zu niedrige Energie gemessen. Diese Einträge konzentrieren sich auf einer Geraden unterhalb der Winkelhalbierenden. Bei all diesen Ereignissen wird die Energie um einen konstanten Wert zu niedrig gemessen. Außerdem existiert eine weite Verteilung von Teilchen, deren Energie weitaus größer gemessen wird als die tatsächliche Teilchenenergie. Die maximale gemessene Energie liegt bei $E_{\text{kin}} \approx 1700 \text{ MeV}$. Bei einer Strahlenergie von $T = 1825 \text{ MeV}$, die einer Überschussenergie von $Q = 76 \text{ MeV}$ entspricht, ist es aus kinematischen Überlegungen nicht möglich, dass bei der simulierten Reaktion Teilchen mit so hohen Energien entstehen. Es ist daher davon auszugehen, dass eine fehlerhafte Energiemessung vorliegt. Bei $E_{\text{kin,MC}} \approx 740 \text{ MeV}$ ist eine Abweichung der Verteilung von der Winkelhalbierenden zu erkennen. Auf einem kleinen Energiebereich werden die Teilchenenergien zu gering gemessen. Dies ist auf den bereits diskutierten Übergang zwischen zwei Detektorlagen zurückzuführen.

Die Einträge, die auf fehlerhaft rekonstruierten Energien beruhen, dürfen in späteren Analysen nicht verwendet werden. Es müssen geeignete Filter gefunden werden, die nur Ereignisse mit korrekt rekonstruierten Energien bereitstellen.

Als erster Schritt bietet sich die Forderung an, dass das detektierte Teilchen alle Detektorlagen bis einschließlich der ersten Lage des Forward Range Hodoscopes trifft und dort Energie deponiert. Das sind im Einzelnen beide Lagen des Forward Window Counters, die drei Lagen des Forward Trigger Hodoscopes und die erste Lage des Forward Range Hodoscopes. Ferner wird gefordert, dass im Forward Veto Hodoscope keine Energie deponiert wird, weil keine ^3He -Kerne erwartet werden, die genügend Energie besitzen, um sämtliche Detektorlagen zu durchdringen. Zuletzt wird noch gefordert, dass der Streuwinkel des Teilchens nicht größer ist als der maximal mögliche Streuwinkel $\vartheta_{^3\text{He}}^{\text{max}}$ (zuzüglich einer Toleranz von 1°). Diese Selektionsbedingungen werden im Folgendem unter dem Begriff „Cut 1“ zusammengefasst.

Die so gewählten Selektionsbedingungen sollen alle Ereignisse aussortieren, bei denen Teilchen erst nach den ersten Lagen in sensitive Detektorbereiche eindringen oder erst im Detektor entstehen (zum Beispiel Elektronen oder Positronen aus

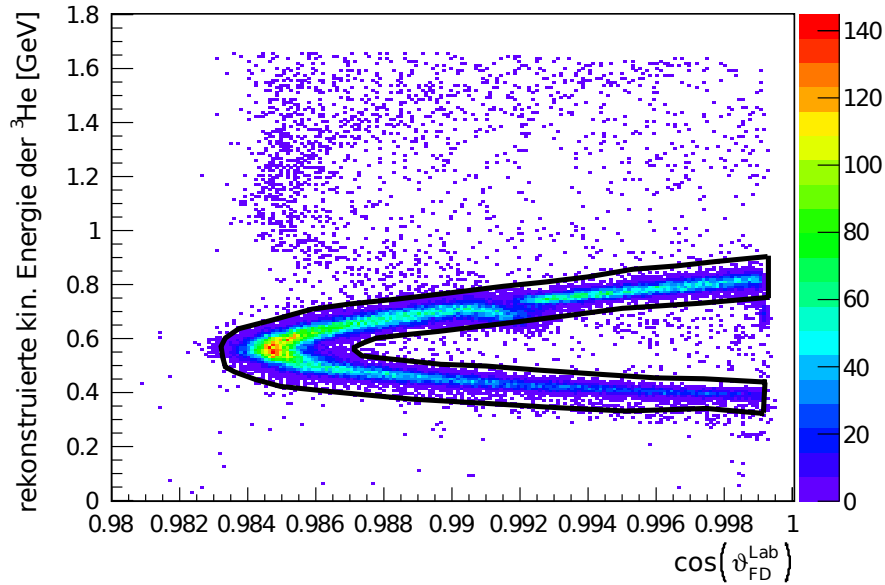


Abbildung 4.11: Energie der ^3He -Kerne in Abhängigkeit der Streuwinkel bei einer Überschussenergie von $Q = 76 \text{ MeV}$ nach Anwendung der ersten Selektionsbedingung (Cut 1). Ein möglicher Schnitt um den ^3He -Bogen zur weiteren Reduzierung des Untergrundes ist eingezeichnet.

Paarbildungsreaktionen der η' -Zerfallsprodukte oder nach dem Aufbruch von ^3He -Kernen).

Die Anwendung dieses Cuts auf das Energiediagramm ist in Abbildung 4.11 gezeigt. Es reduziert deutlich die Anzahl der Einträge außerhalb des ^3He -Bogens.

In Abbildung 4.12 sind die Ereignisse eingetragen, die durch den Cut 1 herausgefiltert werden. Die Selektionsbedingungen entfernen einige Ereignisse, die im Energiediagramm im ^3He -Bogen liegen und somit richtig rekonstruiert wurden (Abbildung 4.12a). Zusätzlich werden sämtliche Einträge auf dem unteren Nebenbogen und einige weitere Einträge abseits des ^3He -Bogens entfernt. Beim Vergleich der rekonstruierten und simulierten Streuwinkel im Schwerpunktsystem zeigt sich deutlich, dass Einträge mit falsch rekonstruierten Streuwinkeln herausgefiltert werden (siehe Abbildung 4.12b). Insgesamt werden ungefähr 12 000 Einträge der ursprünglich 80 000 gemessenen Ereignisse entfernt, was etwa 15 % entspricht.

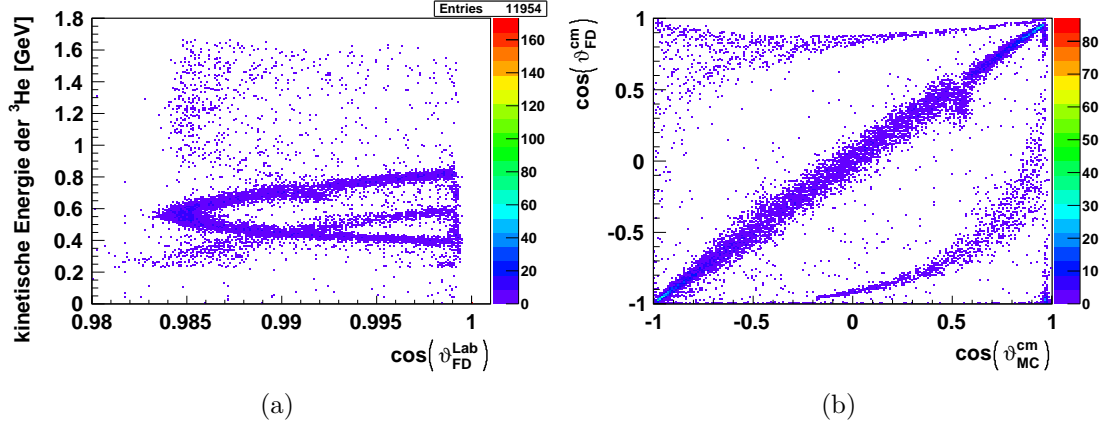


Abbildung 4.12: Dargestellt sind nur die Einträge, die bei $Q = 76$ MeV durch die erste Selektionsbedingung herausgefiltert werden.

a: Aufgetragen ist die rekonstruierte kinetische Energie gegen den rekonstruierten Laborstreuwinkel. Die herausgefilterten Einträge liegen teilweise außerhalb des ^3He -Bogens.

b: Gezeigt ist die Abhängigkeit der rekonstruierten Streuwinkel von den simulierten Streuwinkeln. Zahlreiche Einträge mit falsch rekonstruierten Winkeln werden entfernt.

Die ersten Selektionsbedingungen sind hervorragend geeignet, um Einträge herauszufiltern, die auf dem unteren Nebenbogen im Energiediagramm liegen. Allerdings wurde mit diesem Cut nur eine geringe Reduzierung der Ereignisse mit zu hoch gemessener Energie erreicht.

Eine Möglichkeit bietet ein Cut um den ^3He -Bogen, wie in Abbildung 4.11 angedeutet.

Eine Alternative liefert die Betrachtung des Zusammenhangs zwischen kinetischer Energie E_{kin} im Laborsystem und Streuwinkel ϑ^{cm} im Schwerpunktsystem. Bei vorgegebenen Reaktionspartnern und Strahlenergie sind für ein ^3He -Teilchen im Schwerpunktsystem die Energie E^{cm} , der Impulsbetrag p^{cm} und somit die relativistischen Faktoren β und γ fest. Für die kinetische Energie im Laborsystem gilt die Lorentztransformation:

$$E_{\text{kin}} = \gamma (E^{\text{cm}} + \beta c p_z^{\text{cm}}) = \gamma E^{\text{cm}} + \beta \gamma c p^{\text{cm}} \cdot \cos(\vartheta^{\text{cm}}). \quad (4.3)$$

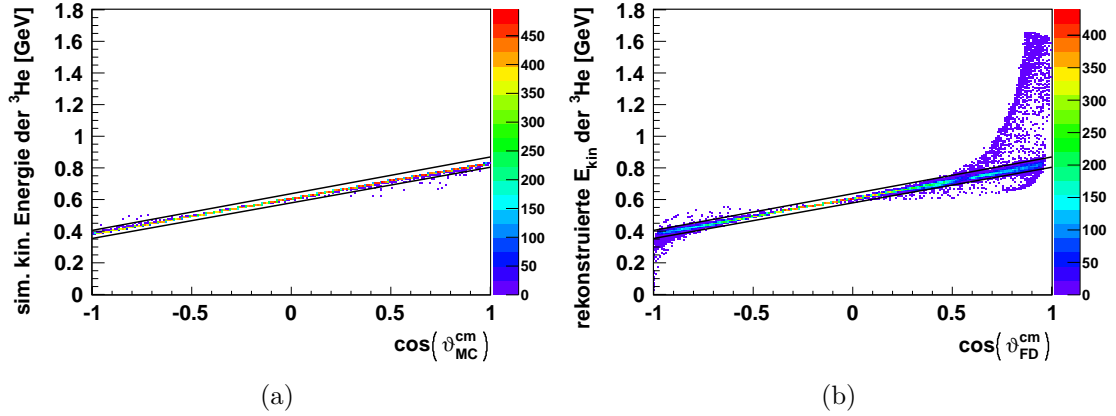


Abbildung 4.13: Kinetische Energie im Laborsystem gegen den Streuwinkel im Schwerpunktsystem bei $Q = 76 \text{ MeV}$. Links: In den simulierten Daten ist deutlich die erwartete ${}^3\text{He}$ -Gerade zu erkennen. Rechts: Nach der Rekonstruktion treten Ereignisse auf, die nicht auf der Geraden liegen. Ein möglicher Cut ist eingezeichnet.

Die kinetische Energie im Laborsystem ist linear in $\cos(\vartheta^{\text{cm}})$. Der Zusammenhang wird an Hand der Monte-Carlo-Daten und der rekonstruierten Daten überprüft. Der Abhängigkeit ist graphisch in Abbildung 4.13a für die MC-Daten und in Abbildung 4.13b für die rekonstruierten Daten gezeigt.

Während in den MC-Daten der lineare Zusammenhang gut wiedergegeben ist, sind bei den rekonstruierten Daten von der Gerade abweichende Einträge bei sehr kleinen und sehr großen Winkeln zu erkennen. Sind dies gerade jene Einträge mit falsch gemessener Energie, so bietet ein enger Schnitt um die ${}^3\text{He}$ -Gerade eine elegante Möglichkeit, diese Einträge aus den Daten herauszufiltern. Ein möglicher Cut ist in Abbildung 4.13 bereits eingezeichnet. Die Funktionsparameter der beiden Schnittgeraden für verschiedene Energien sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Diese Selektionsbedingung wird im Folgenden als „Cut 2“ bezeichnet. Bei späteren Analysen mit echten Daten wird eine Selektionsbedingung gewählt, die nicht so eng um den erwarteten Verlauf schneidet und dadurch die Registrierung von Untergrundereignissen ermöglicht. Bei der Analyse können dann die η' -Ereignisse zum Beispiel durch einen entsprechenden Peak im Missing-Mass-Spektrum nachgewiesen werden.

Q [MeV]	a^{unten} in GeV	b^{unten} in GeV	a^{oben} in GeV	b^{oben} in GeV
23	0,1215	0,5235	0,1320	0,5900
38	0,1580	0,5420	0,1640	0,6030
72	0,2250	0,5790	0,2320	0,6370

Tabelle 4.2: Parameter für den Cut 2 bei verschiedenen Energien. Es werden nur Einträge zugelassen, deren Energien E die Relation $a^{\text{unten}} \cdot \cos(\vartheta_{\text{FD}}^{\text{cm}}) + b^{\text{unten}} \leq E \leq a^{\text{oben}} \cdot \cos(\vartheta_{\text{FD}}^{\text{cm}}) + b^{\text{oben}}$ erfüllen. Dies entspricht dem Bereich zwischen den eingezeichneten Geraden in Abbildung 4.13.

Das Ergebnis dieses Cuts wird direkt deutlich durch den Vergleich der rekonstruierten und simulierten Streuwinkel im Schwerpunktsystem und durch das Energiediagramm (Abbildung 4.14a und b).

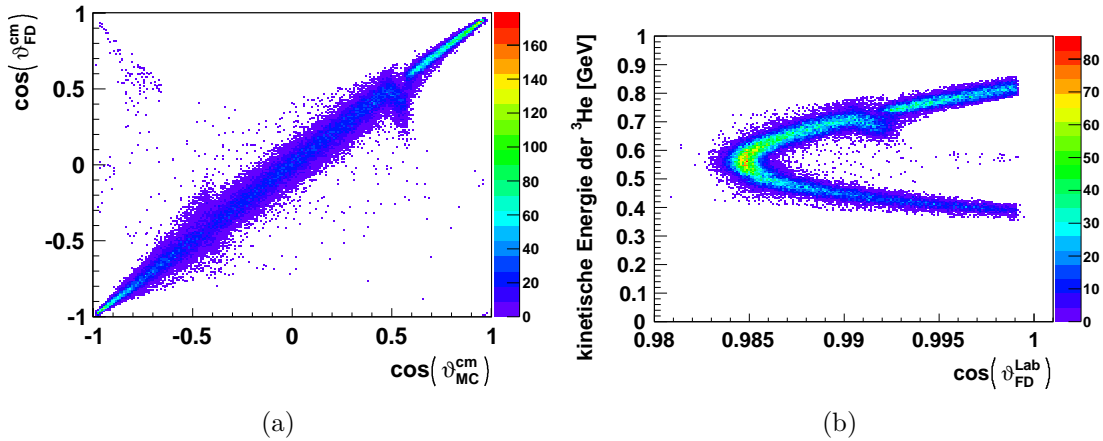


Abbildung 4.14: $Q = 76$ MeV: Nach Anwendung von Cut 2 liegen nur noch wenige Ereignisse vor, bei denen der Streuwinkel falsch rekonstruiert wird, wie der Vergleich der simulierten und rekonstruierten Schwerpunktswinkel zeigt (a). Die meisten Einträge liegen auf dem ^3He -Bogen im Streuwinkel-Energie-Diagramm (b).

Der Vergleich der Winkel zeigt eine deutlich geringere Anzahl an Ereignissen, die von der Winkelhalbierenden abweichen. Die Rekonstruktionsgüte der Winkel konnte durch Anwendung von Cut 2 signifikant verbessert werden. Das Energiediagramm zeigt ebenfalls eine deutliche Reduzierung von Messpunkten außerhalb des ^3He -Bogens. Noch deutlicher ist die Effizienz der Selektionsbedingung zu erkennen,

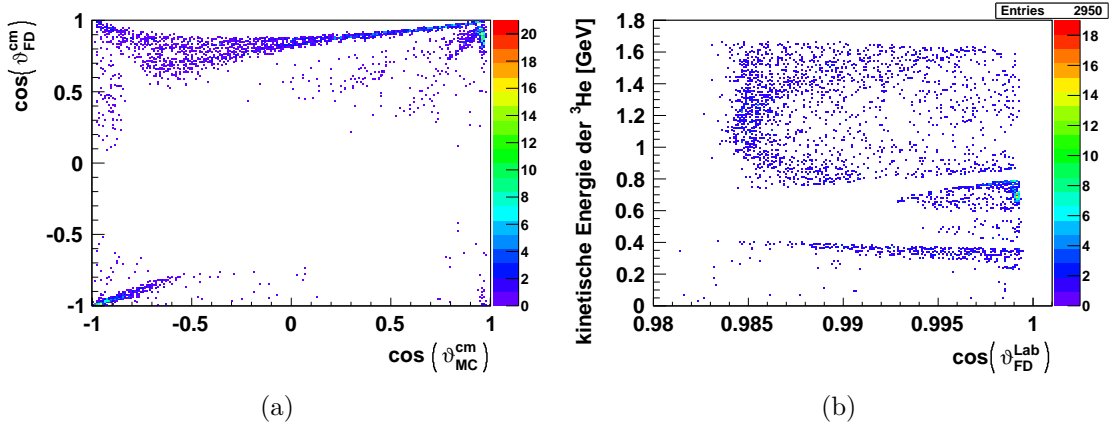


Abbildung 4.15: Gezeigt sind bei $Q = 76$ MeV die Einträge, die durch Anwendung von Cut 2 bei $Q = 76$ MeV im Streuwinkeldiagramm (a) und Streuwinkel-Energie-Diagramm (b) heraus sortiert werden (Gegen-cutdiagramme zu Abbildung 4.14).

wenn nur die Ereignisse eingetragen werden, die durch die Anwendung von Cut 2 herausgefiltert werden. Dies ist in Abbildung 4.15 gezeigt.

Die Selektionsbedingung sortiert nur Ereignisse mit falsch rekonstruierten Energien heraus. Im Vergleich der Streuwinkel werden nur sehr wenige Einträge auf der Winkelhalbierenden entfernt und im Energiediagramm ist der ^3He -Bogen eng ausgeschnitten. Dadurch wird die zu Grunde liegende Vermutung verifiziert, dass die im Abbildung 4.13 von der ^3He -Geraden abweichenden Einträge die Einträge mit den fehlerhaft rekonstruierten Teilchenenergien sind.

Der Vorteil dieses Cuts gegenüber einem Cut um den ^3He -Bogen im Energiediagramm (Abbildung 4.13) ist der Effekt, dass der Sprung in der Energiemessung bei Teilchen, die zwischen zwei Detektorlagen gestoppt werden, nicht auftritt. Die zu klein gemessenen Energien führen zu ebenfalls zu klein berechneten $\cos(\vartheta_{\text{FD}}^{\text{cm}})$ -Werten, sodass die Einträge auf der Geraden liegen. Eine komplizierte Funktion zur Beschreibung des Sprungs ist für den Cut nicht notwendig.

Durch die Untersuchungen wurden verschiedene Selektionsbedingungen gefunden. Zum einen wird eine durchgängige Teilchenspur durch die vorderen Detektorkomponenten und ein Stoppen vor der letzten Lage des Vorwärtsdetektors gefordert. Zum anderen werden die Ereignisse auf solche beschränkt, die der theoretisch erwarteten linearen Abhängigkeit zwischen der Energie und dem Streuwinkel im Schwerpunkt-

system genügen. Diese Bedingungen ermöglichen die Unterdrückung des Untergrundes, der durch fehlerhafte Energiemessung oder Teilchenidentifikation hervorgerufen wird, und bietet somit eine Grundlage für die weitere Untersuchung der ^3He -Kerne. Durch Auswertung der Missing Mass der Teilchen können nun η' -Produktionen identifiziert werden.

4.3 Winkelabhängige und totale Akzeptanz

Die weiteren Untersuchungen konzentrieren sich auf die Akzeptanzen des Vorwärtsdetektors für ^3He -Kerne.

Im Experiment gemessene Zählraten spiegeln nicht direkt die tatsächlichen Raten wider, mit denen eine Reaktion stattgefunden hat. Vielmehr muss berücksichtigt werden, dass ein gewisser Anteil der entstandenen Teilchen nicht detektiert wird. Je genauer die Akzeptanz, also das Zählratenverhältnis zwischen entstandenen und detektierten Teilchen, bekannt ist, desto genauer kann von den Messdaten auf die realen Raten geschlossen werden. Dabei muss insbesondere berücksichtigt werden, dass die Akzeptanz von der Strahlenergie und den Streuwinkeln abhängig sein kann.

Abbildung 4.16 zeigt einige rekonstruierte Winkelverteilungen im Schwerpunktsystem nach Anwendung der zuvor entwickelten Cuts 1 und 2 im Vergleich zu den simulierten Winkelverteilungen (MC-Daten). Es ist zu erkennen, dass zu kleinen $\cos\vartheta$ -Werten hin die Zählrate abfällt. Die Einschnitte, die durch das tote Material zwischen den Detektorlagen begründet sind, beeinflussen die Zählraten. Bei hohen Energien treten Bereiche auf, in denen die Zählraten drastisch zu niedrig sind. Dieser Effekt kann zum Beispiel durch den geometrischen Akzeptanzbereich des Detektors erklärt werden.

Zur Untersuchung der Winkelabhängigkeit der Akzeptanz wird für jede Energie die Verteilung in Winkelbereiche aufgeteilt und die Zählraten der rekonstruierten Verteilung innerhalb eines Bereiches durch die tatsächlich simulierten Zählraten im selben Winkelbereich geteilt. Dadurch ergibt sich für jeden Winkelbereich eine individuelle Akzeptanz.

Bei späteren Messungen müssen die erhaltenen Zählraten mit dieser Akzeptanz korrigiert werden, um auf die Ereignisraten zurückschließen zu können. Die totale

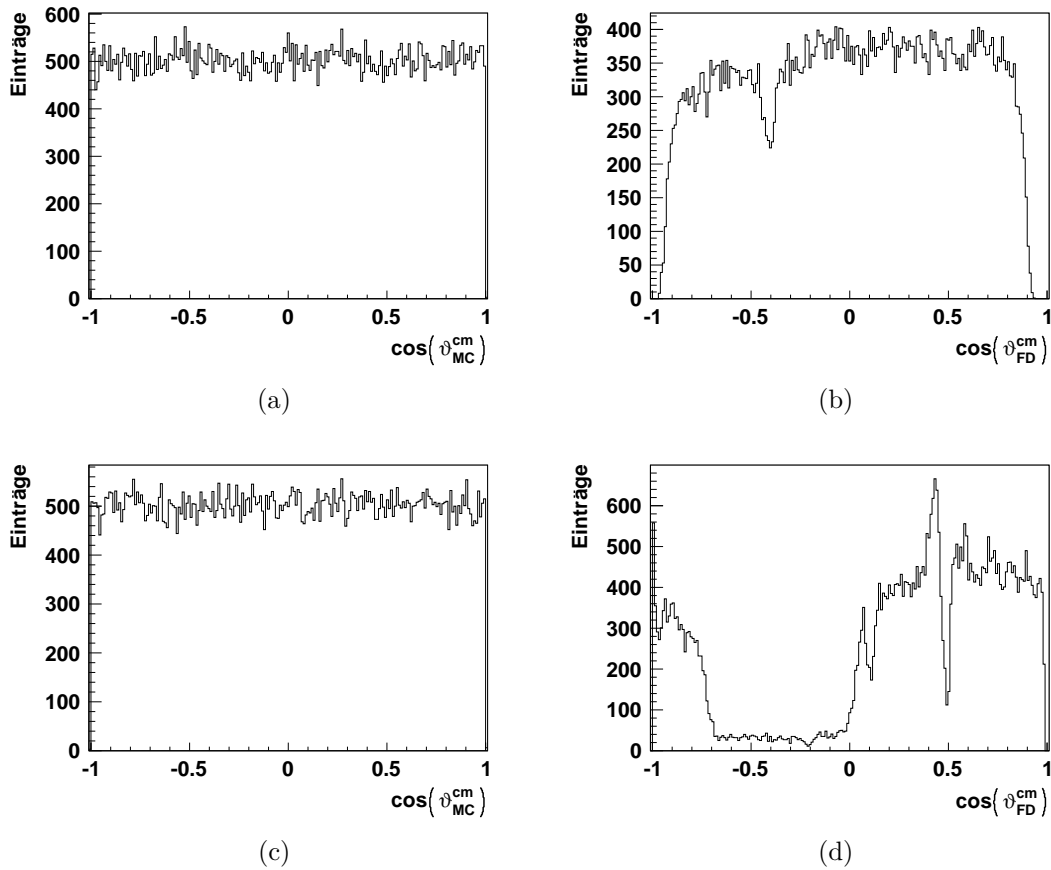


Abbildung 4.16: Vergleich von simulierten (links) und rekonstruierten Winkelverteilungen (rechts) nach Anwendung von Cut 1 und Cut 2 bei Energien von $Q = 25$ MeV (oben) und $Q = 347$ MeV (unten). Alle Verteilungen werden im Schwerpunktsystem betrachtet. Insgesamt werden weniger Ereignisse rekonstruiert als simuliert worden sind. Zu kleineren $\cos(\vartheta^{\text{cm}})$ -Werten sinkt die Zählrate nach der Rekonstruktion leicht ab. Bei hoher Energie ist die Zählrate im Bereich von $-0,7 < \cos(\vartheta^{\text{cm}}) < 0,0$ deutlich niedriger.

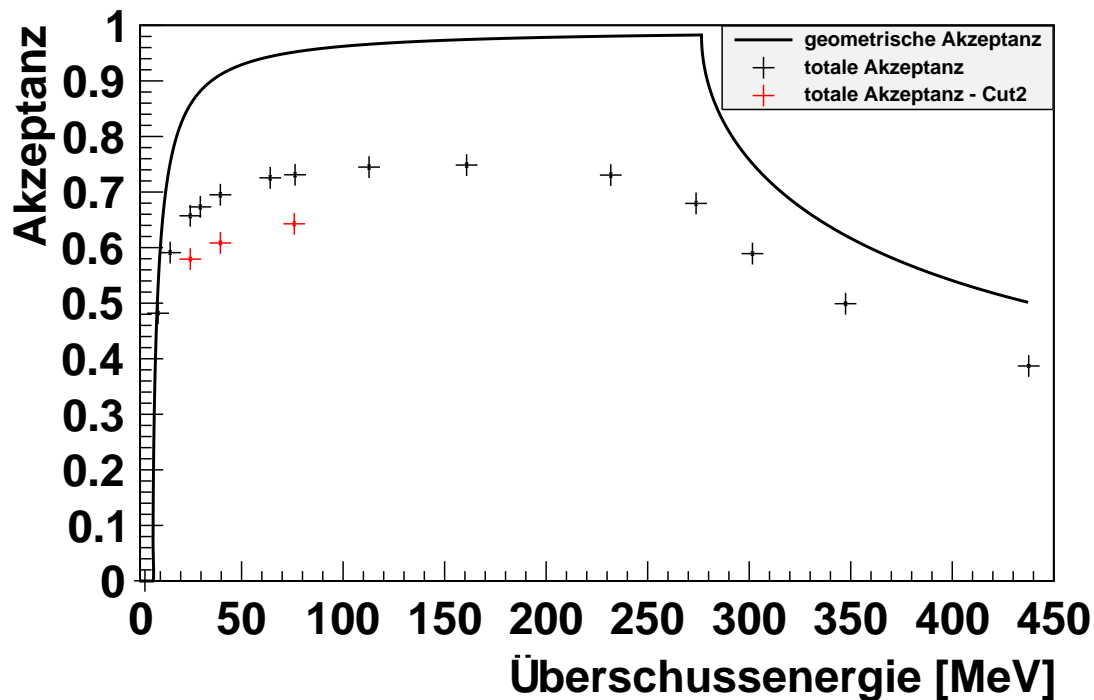


Abbildung 4.17: Winkelabhängige Akzeptanz des Vorwärtsdetektors für ^3He -Kerne. Die aus den Simulationen bestimmten Akzeptanzen zeigen qualitativ einen ähnlichen Verlauf wie die berechnete geometrische Akzeptanz. Die schwarzen Messpunkte basieren auf Daten nach Anwendung von Cut 1. Bei den roten Punkten ist zusätzlich Cut 2 angewendet.

Akzeptanz ist das Verhältnis zwischen allen detektierten und allen tatsächlichen Ereignissen. Die so gewonnene energieabhängige Akzeptanzkurve lässt sich mit dem Verlauf der geometrischen Akzeptanz vergleichen (Abbildung 4.17).

Der Verlauf der simulierten Akzeptanz und der berechneten geometrischen Akzeptanz ist qualitativ ähnlich. Zunächst steigt die Akzeptanz steil an und verläuft dann mit geringer Steigung, bis sie bei großen Energien wieder abfällt. Im Vergleich zur berechneten geometrischen Akzeptanz ist der maximale Wert geringer und der ebene Bereich liegt insgesamt bei niedrigeren Akzeptanzen. Die ansteigende Flanke ist etwas zu geringeren Energien hin verschoben.

Die Abweichungen haben mehrere Gründe. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit werden ^3He -Kerne, die den Detektor erreichen, gar nicht oder falsch (zum Beispiel als ungeladenes Teilchen oder als zwei Teilchen) detektiert. Dies setzt die Akzeptanz herunter. Weiterhin können die beim Zerfall des η' -Mesons entstandenen Photonen fälschlicher Weise als zusätzliche geladene Teilchen registriert werden. Diese Ereignisse werden durch die Bedingung, genau ein geladenes Teilchen im Vorwärtsdetektor nachzuweisen, heraus gefiltert. Die Verschiebung der steigenden Flanke hin zu geringeren Energien lässt darauf schließen, dass der minimale Akzeptanzwinkel ϑ_a des Detektors etwas kleiner als 3° ist.

Die winkelabhängige Akzeptanzen bei verschiedenen Strahlenergien sind in den Abbildungen 4.18 bis 4.20 dargestellt. Bei sehr kleinen Überschussenergien wird die Akzeptanz stark von der geometrischen Akzeptanz eingeschränkt. Bei $Q = 2 \text{ MeV}$ können überhaupt keine ^3He -Kerne detektiert werden. In den anderen Diagrammen sind die Bereiche, in denen auf Grund der geometrischen Akzeptanz keine Messungen möglich sind, schraffiert dargestellt. Bei $Q = 9 \text{ MeV}$ ist der tatsächlich abgedeckte Bereich größer als erwartet. Dies deutet daraufhin, dass die untere Akzeptanzgrenze des Vorwärtsdetektors etwas niedriger als die angenommenen 3° ist. Bei höheren Energien fällt dieser Unterschied weniger deutlich ins Gewicht. Auch bei einer höheren Überschussenergie von $Q = 15 \text{ MeV}$ kann nicht der gesamte Winkelbereich, sondern nur etwa 80 % abgedeckt werden. Bei Überschussenergien von 25 MeV bis 161 MeV liegt eine gleichmäßig hohe Akzeptanzverteilung vor, die zu kleineren $\cos(\vartheta^{cm})$ -Werten hin, also bei rückwärts gestreuten ^3He -Kernen, leicht absinkt. Dieser Effekt steigt für größere Energien. Ab einer Überschussenergie von $Q = 232 \text{ MeV}$ macht sich bereits die zu großen Laborstreuwinkel hin begrenzte Akzeptanz des Detektors bemerkbar, auch wenn der Einfluss erst bei $Q = 270 \text{ MeV}$ erwartet wird (vgl. Abschnitt 4.1.1). Bei $\cos(\vartheta^{cm}) \approx -0,4$ tritt eine leichte Absenkung der Akzeptanz auf, die zu größeren Energien hin breiter und tiefer wird, bis bei $Q = 438 \text{ MeV}$ nur noch etwa der halbe Winkelbereich durch Messungen zugänglich ist.

Für die Untersuchung von η' -Mesonen, die sich unter anderem auf die Messung der entstehenden ^3He -Kerne stützt, ist es sinnvoll die Experimente bei Energien durchzuführen, bei denen der Detektor einen möglichst großen Streuwinkelbereich abdeckt, also bis $Q_{\text{max}} = 278 \text{ MeV}$ ($T_{\text{max}} = 2250 \text{ MeV}$).

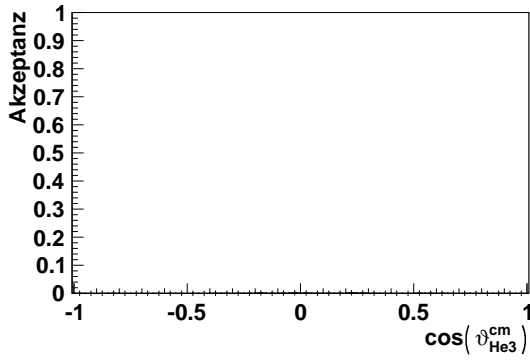
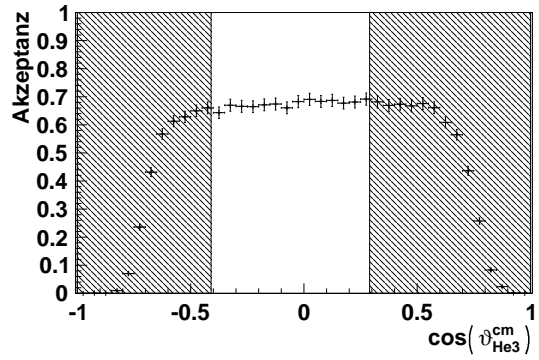
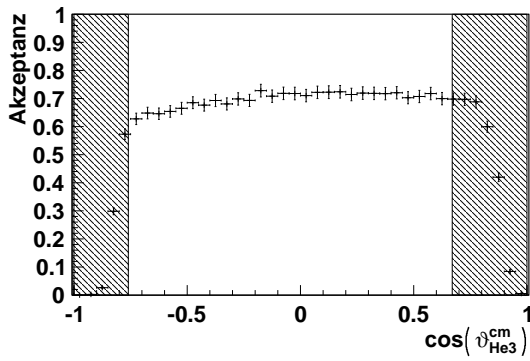
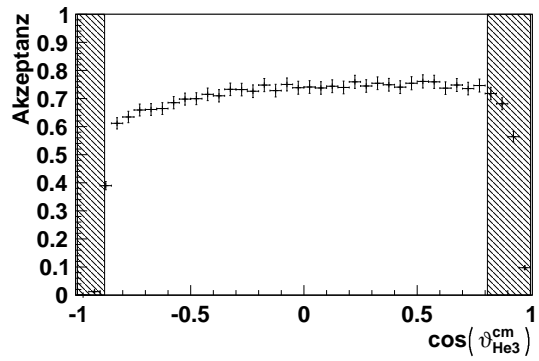
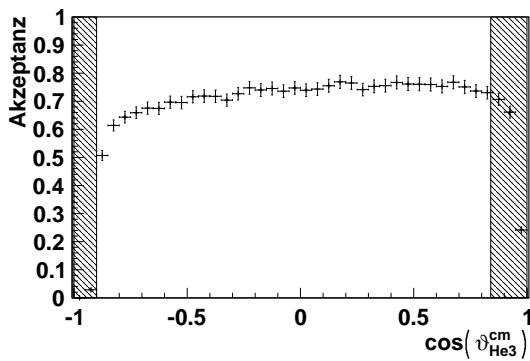
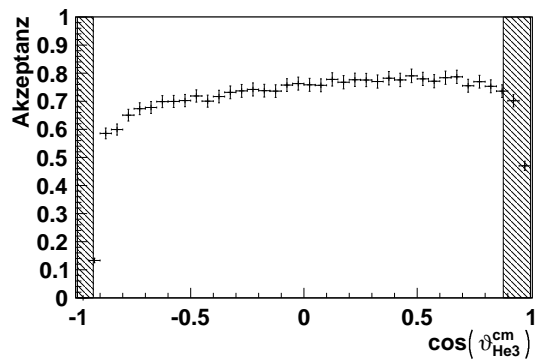
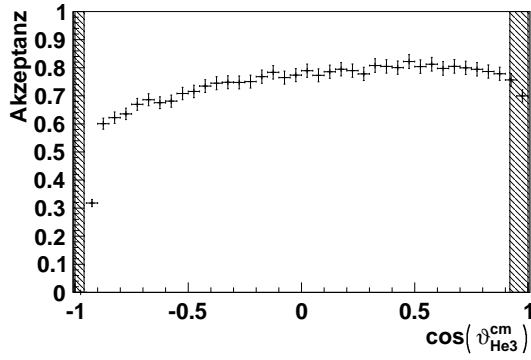
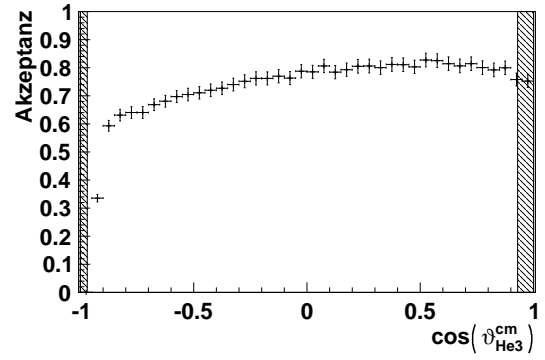

 (a) $Q = 2$ MeV

 (b) $Q = 9$ MeV

 (c) $Q = 15$ MeV

 (d) $Q = 25$ MeV

 (e) $Q = 30$ MeV

 (f) $Q = 40$ MeV

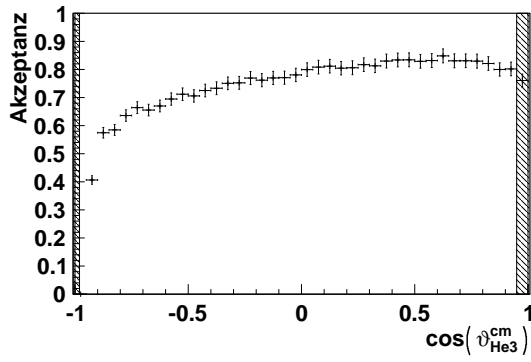
Abbildung 4.18: Gezeigt ist der winkelabhängige Verlauf der Akzeptanzen bei den Überschussenergien $Q = 2$ MeV bis $Q = 40$ MeV. Die Bereiche, in denen die Akzeptanz geometrisch eingeschränkt ist, sind schraffiert.



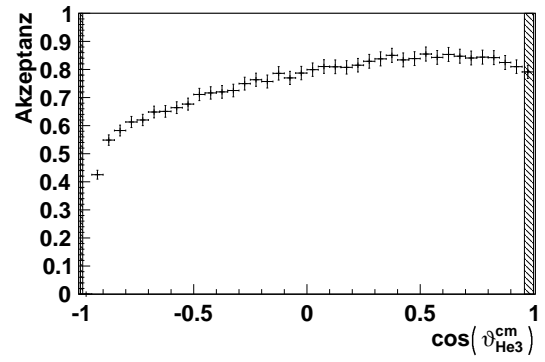
(a) $Q = 64$ MeV



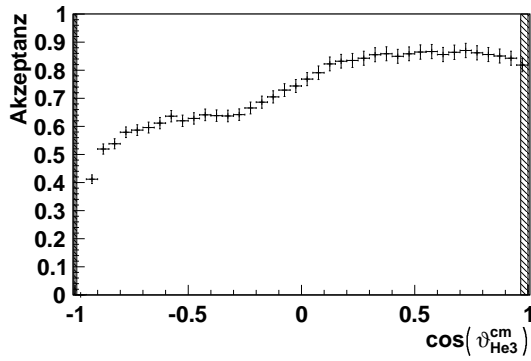
(b) $Q = 76$ MeV



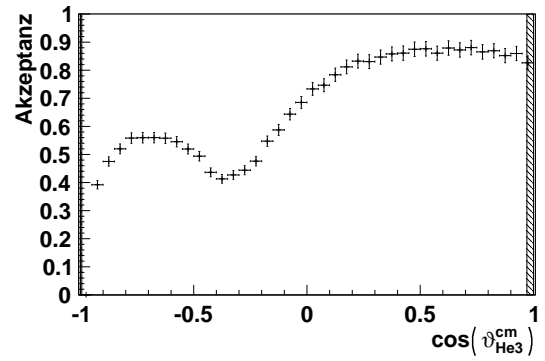
(c) $Q = 113$ MeV



(d) $Q = 161$ MeV

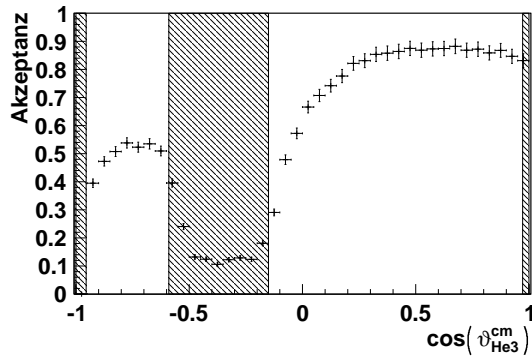


(e) $Q = 232$ MeV

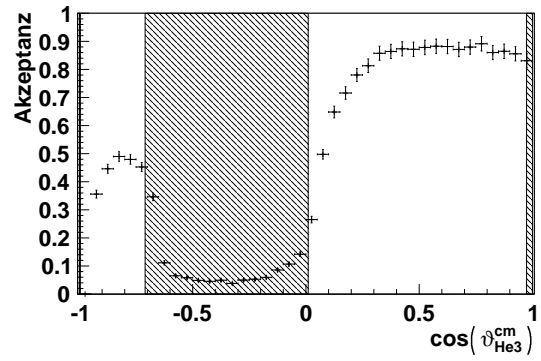


(f) $Q = 274$ MeV

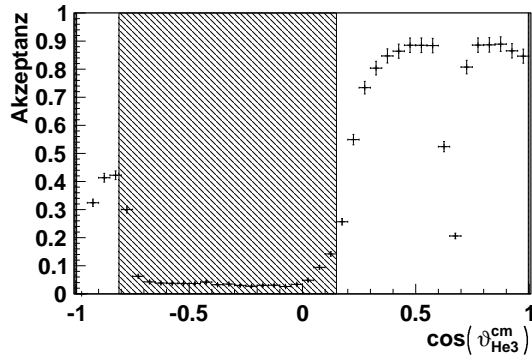
Abbildung 4.19: Gezeigt ist der winkelabhängige Verlauf der Akzeptanzen bei den Überschussenergien $Q = 64$ MeV bis $Q = 274$ MeV.



(a) $Q = 302$ MeV



(b) $Q = 347$ MeV



(c) $Q = 438$ MeV

Abbildung 4.20: Gezeigt ist der winkelabhängige Verlauf der Akzeptanzen bei den Überschussenergien $Q = 302$ MeV bis $Q = 438$ MeV.

4.4 Winkelrekonstruktionsgüte

Neben der Bestimmung der Ereignisraten aus den gemessenen Zählraten ist die Genauigkeit der Winkelrekonstruktion von großem Interesse, da das winkelabhängige Verhalten der η' -Produktion untersucht werden soll. Dazu werden die rekonstruierten Winkel mit den simulierten verglichen.

Durch Anwendung der Cuts konnten Einträge mit großen Abweichungen der rekonstruierten Streuwinkeln von den simulierten Winkeln heraus gefiltert werden (vergleiche dazu die Streuwinkeldiagramme 4.9 und 4.14). Die Unsicherheit der Winkelrekonstruktion ergibt sich aus der Breite der Verteilung um die Winkelhalbierende im Streuwinkeldiagramm.

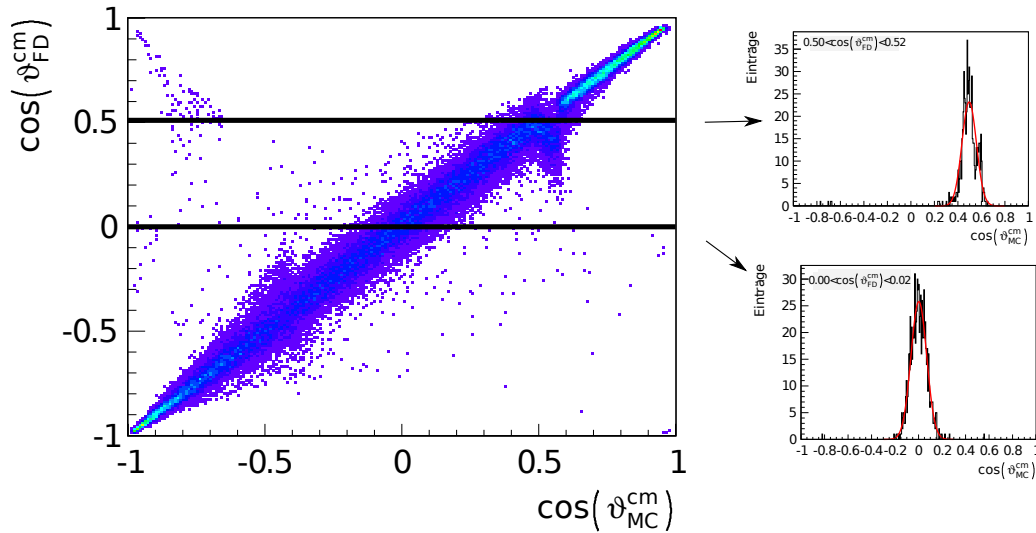


Abbildung 4.21: Verfahren zur Bestimmung der Winkelrekonstruktionsgüte:

Im Schwerpunktstreuwindeldiagramm (links) werden 100 waagerechte Schnitte der Höhe 0,02 gelegt. Die so erzeugten Profile (rechts) werden durch Gaußfunktionen (rot) angepasst.

Das Analyseverfahren ist in Abbildung 4.21 illustriert. Das $\cos(\vartheta_{MC}^{cm})$ - $\cos(\vartheta_{FD}^{cm})$ -Diagramm wird in 100 horizontale Schnitte aufgeteilt. Es ergibt sich für jeden rekonstruierten Winkelbereich eine Verteilung von simulierten Winkeln. Bei exakter Rekonstruktion wird ein rechteckförmiger Verlauf erwartet, der gerade den ausgewählten Winkelbereich abdeckt. Tatsächlich ist aber eine Verschmierung zu erkennen. Die einzelnen Verteilungen werden durch Gaußfunktionen angepasst. Die

Abweichung des Erwartungswertes der Gaußfunktion vom ausgewählten Bereich gibt dabei eine absolute Abweichung in der Winkelrekonstruktion und die Standardabweichung σ die Unsicherheit an.

In den Abbildungen 4.22 bis 4.24 sind die winkelabhängigen Verläufe beider Größen für verschiedene Energien gezeigt. Im oberen Diagramm wird jeweils die Abweichung Δ des Erwartungswertes aus der Anpassung vom erwarteten Wert gegen den rekonstruierten Winkel aufgetragen. In den unteren Diagrammen werden die Standardabweichungen gegen die Winkel aufgetragen.

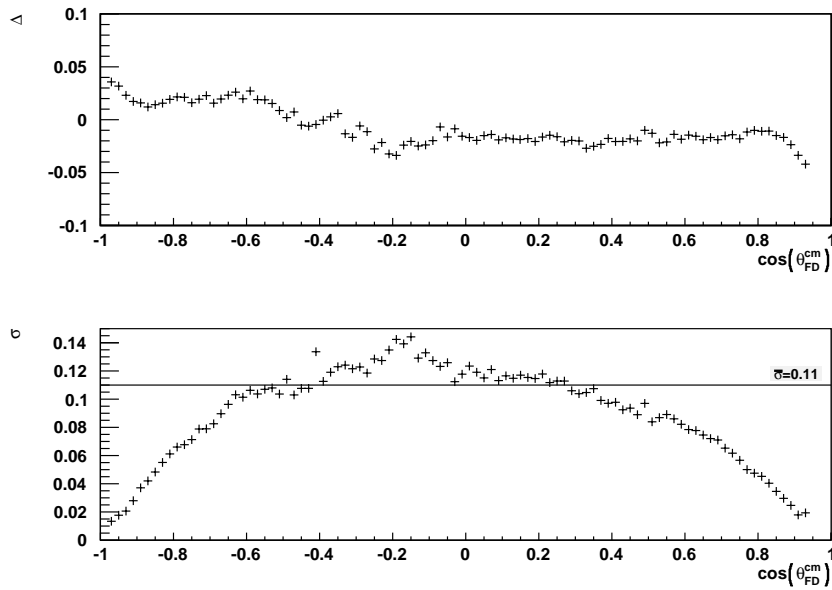


Abbildung 4.22: Oben: Die Abweichung Δ der Mittelwerte der Verteilung von den Mittelpunkten der Bereiche ist nur gering. Unten: Die Breite der Verteilung – ausgedrückt durch die Standardabweichung σ – ist deutlich größer und bildet die Ungenauigkeit der Winkelrekonstruktion.

Die Erwartungswerte weichen nur gering von den wahren Winkeln ab, sodass dieser Fehler nicht weiter berücksichtigt werden muss. Die Standardabweichungen hingegen sind deutlich größer. Aus der mittleren Standardabweichung $\bar{\sigma}$ kann für jede Energie eine Mindestgröße für die spätere Winkelaufteilung der Messungen abgeschätzt werden. Die Unsicherheit in der Winkelbestimmung ist durch die Standardabweichung $\bar{\sigma}$ bestimmt und lässt sich nicht durch feinere Abrasterungen in

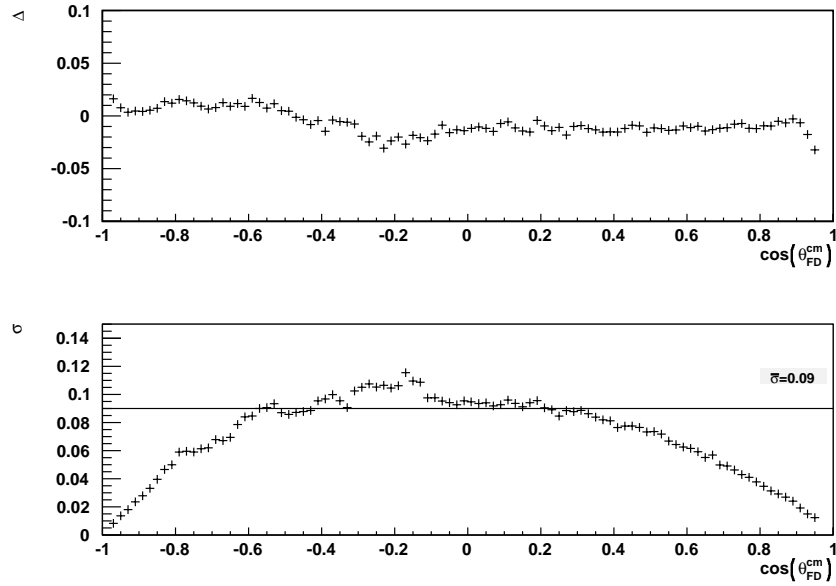


Abbildung 4.23: Absoluter Fehler Δ (oben) und Unsicherheit σ der Winkelrekonstruktion (unten) bei $Q = 40$ MeV. Während der absolute Fehler vernachlässigt werden kann, ergibt sich eine mittlere Unsicherheit von $\bar{\sigma} = 0,09$.

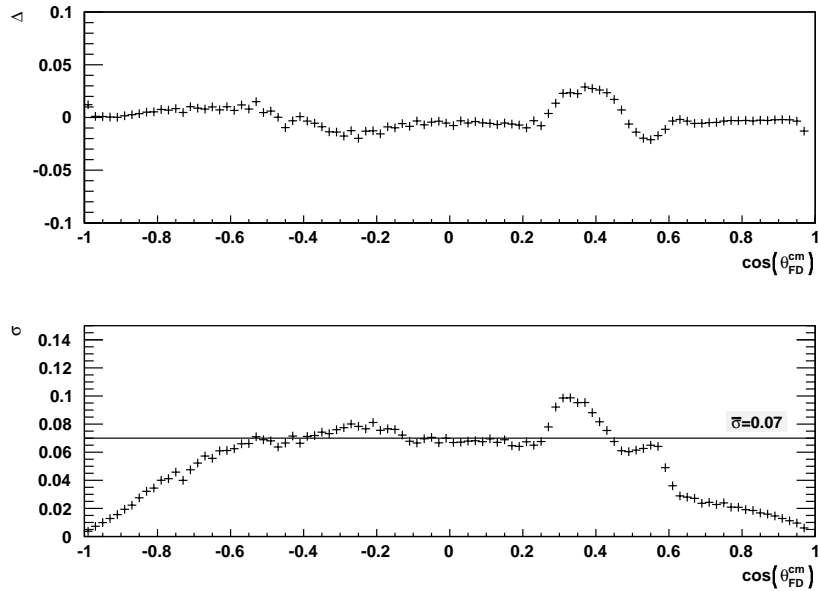


Abbildung 4.24: Bei $Q = 76$ MeV ergibt sich eine mittlere Unsicherheit der Winkelrekonstruktion von $\bar{\sigma} = 0,09$. $\bar{\sigma} = 0,09$. Im oberen Diagramm ist der absolute Fehler Δ angegeben.

schmalere Winkelbereiche verringern. Eine minimale Breite der Winkelbereiche von $2\bar{\sigma}$ ist deshalb angemessen. Der gesamte Winkelbereich $-1 \leq \cos(\vartheta^{\text{cm}}) \leq 1$ besitzt eine Breite von zwei, sodass $N = \frac{2}{2\bar{\sigma}}$ Bereiche gewählt werden können.

Für die relevanten Energien werden die Standardabweichungen bestimmt und daraus die maximale Anzahl N an sinnvollen Winkelbereichen berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

Q in MeV	T in MeV	$\bar{\sigma}$	N
25	1720	0,11	9
40	1750	0,09	11
76	1825	0,07	14

Tabelle 4.3: Bei verschiedenen Überschuss- bzw. Strahlenergien Q und T ergeben sich unterschiedliche mittlere Unsicherheiten $\bar{\sigma}$ und Winkeleinteilungen in N Bereiche.

Um eine einheitliche Messung bei allen drei Energien durchführen zu können, bietet es sich an, jeweils 10 Winkelbereiche zu je $\Delta \cos \vartheta = 0,2$ zu definieren.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Die in dieser Bachelorarbeit vorgestellten Untersuchungen haben gezeigt, dass das unter Phasenraumverhalten generierte Streuverhalten der ^3He -Kerne aus der Reaktion $p + d \rightarrow ^3\text{He} + \eta'$ vom Vorwärtsdetektor des WASA-Aufbaus in den Simulationen nach Anwendung passender Selektionsbedingungen über einen weiten Energiebereich sehr genau rekonstruiert werden kann. Bei sehr kleinen Energien nahe der Produktionsschwelle sowie großen Überschussenergien treten in einigen Winkelbereichen verglichen mit den generierten Ereignisraten deutlich niedrigere Zählraten auf, die durch geometrische Akzeptanzlücken des Detektors erklärt werden können. Bei den mittleren Energiebereichen der geplanten η' -Messungen hat dieser Effekt nur eine geringe Auswirkung auf den zur Verfügung stehenden Messbereich. Weiterhin liegen ohne die Anwendung der Filter Einschnitte, wellenförmige Strukturen und für sehr kleine und sehr große Streuwinkel überhöhte Zählraten vor. Die rekonstruierten Streuwinkel im Laborsystem, die durch die Messung direkt zugänglich sind, weisen nur eine geringe Verschmierung auf, sodass eine Fehlerquelle in diesem Bereich ausgeschlossen werden kann. Durch die Analyse der Zusammenhänge der verschiedenen kinematischen Größen im Labor- und Schwerpunktsystem konnte die Ursache für die Abweichungen in der Energiemessung der detektierten Teilchen gefunden werden.

Es werden Ereignisse rekonstruiert, bei denen die ^3He -Kerne signifikant höhere oder niedrigere Energien haben als in den zugrunde liegenden simulierten Reaktionen. Dieses Phänomen konnte durch die Wahl von Selektionsbedingungen, zusammengefasst als Cut 1, reduziert werden. Um nur Teilchen zu analysieren, die eine durchgängige Teilchenspuren im Detektor aufweisen, werden Energiedeponierungen in den vorderen Lagen des Vorwärtsdetektors gefordert. Dies sind im Einzelnen der Forward Window Counter, das Forward Trigger Hodoscope und die erste Lage des Forward Range Hodoscopes. Der Energiebereich des ^3He -Kerne aus der η' -Produktion

ist soweit bekannt, dass ein Erreichen der letzten Detektorlagen, dem Forward Veto Hodoscope, ausgeschlossen werden kann. Ebenso kann durch die Kinematik der Streuwinkelbereich eingeschränkt werden. Hierbei wird eine Überschreitung des maximalen Streuwinkels von 1° Toleranz zugelassen. Die Anwendung dieses Cuts führt zu einer deutlichen Reduzierung der fehlerhaft rekonstruierten Ereignisse.

Ein weiterer Filter, Cut 2, nutzt die lineare Abhängigkeit der kinetischen Energie der ^3He -Kerne vom Schwerpunktstreuwinkel und reduziert die Anzahl der Einträge mit fehlerhaften Energierekonstruktion auf einen vernachlässigbaren Wert. Durch Anwendung dieser Selektionsbedingungen sind die überhöhten Zählraten bei kleinen und großen Streuwinkeln erklärt und effektiv reduziert worden.

Die Einschnitte und Wellen konnten durch das Stoppen der Teilchen zwischen zwei Lagen des Forward Range Hodoscopes erklärt werden. Die Auswirkungen dieses Effekts auf die geplanten Messungen und gegebenenfalls eine Korrektur der Daten können Gegenstand weiterer Untersuchungen sein. Signifikante Ausprägungen sind dabei nur in der Messung bei $Q = 76 \text{ MeV}$ zu erwarten.

Die Studien zur Detektorakzeptanz haben gezeigt, dass diese bei den geplanten Messungen nach Anwendung der im ersten Teil gefundenen Selektionsbedingungen über einen weiten Winkelbereich gleichmäßig hoch ist. Geometrisch unterliegt sie nur geringen Einschränkungen.

Die im ersten Teil gefundenen Cuts erhöhen die Genauigkeit der Winkelrekonstruktion, sodass energieabhängig der Messbereich in neun bis vierzehn gleich breite Bereiche aufgeteilt werden kann. Als einheitliche Unterteilung für alle Energien sind zehn Bereiche mit einer jeweiligen Breite von 0,2 denkbar.

Der Experimentieraufbau WASA-at-COSY ist somit hervorragend für die geplanten η' -Messungen geeignet. Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, dass mit den gefundenen Selektionsbedingungen der Aufbau WASA-at-COSY für die geplanten Untersuchung der η' - ^3He -Wechselwirkungen hervorragend geeignet ist.

Die Auswertung der Messdaten des Zentraldetektors wird Gegenstand weiterer Untersuchungen sein. Es ist zu erwarten, dass die Analyse der Reaktionsprodukte des η' -Mesons die Möglichkeit die η' -Produktion zu identifizieren weiter verbessert. Ferner sind andere Zerfallskanäle des η' -Mesons und Untergrundreaktionen, insbesondere vom Typ $p + d \rightarrow ^3\text{He} + X$ sowie $p + d \rightarrow p + d + X$ an Hand von Simulationen auszuwerten.

Literaturverzeichnis

- [A⁺04] ADAM, H.-H. et al.: *Proposal for the Wide Angle Shower Apparatus (WASA) at COSY-Jülich "WASA at COSY"*. 2004.
- [BR96] BRUN, R. und F. RADEMAKERS: *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*. Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, 1996.
- [F⁺07] FRÖHLICH, I. et al.: *Pluto: A Monte Carlo Simulation Tool for Hadronic Physics*. August 2007.
- [Fra02] FRANSSON, K.: *The Trigger System of the CELSIUS/WASA Detector*. Physica Scripta, T99:176–182, 2002.
- [HHM04] HEJNY, V., M. HARTMANN und A. MUSSGILLER: *ANKE RootSorter - Users Guide*, November 2004.
- [Jac04] JACEWICZ, M.: *Measurement of the Reaction $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ with CELSIUS/WASA at 1.36 GeV*. Doktorarbeit, Uppsala University, 2004.
- [Koc04] KOCH, I.: *Measurements of $2\pi^0$ and $3\pi^0$ Production in Proton-Proton Collisions at a Center of Mass Energy of 2.465 GeV*. Doktorarbeit, Uppsala University, 2004.
- [KU97] KONDRATYUK, L. A. und Y. N. UZIKOV: *Two Step Mechanism of η , η' , ω , ϕ Meson Production in $pD \rightarrow {}^3\text{He}X$ Reaction*. Phys.At.Nucl., 60, N3:468–477, 1997.
- [Mai97] MAIER, R.: *Cooler synchrotron COSY- performance and perspectives*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 390:1–8, 1997.
- [P⁺06] POVH, BOGDAN et al.: *Teilchen und Kerne*. Springer, 7. Auflage, 2006.
- [P⁺07] PRICKING, A. et al.: *New Forward Window Hodoscope for WASA*. FZ Jülich IKP Annual Report 2007, 2007.

- [PDG08] *PARTICLE PHYSICS BOOKLET*, Juli 2008.
- [Tro95] TROSTELL, B.: *Vacuum injection of hydrogen micro-sphere beams*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 362:41–52, 1995.
- [was] *WASA-at-COSY Collaboration WIKI*. URL: <http://wasasrv.ikp.kfa-juelich.de/WasaWiki/index.php>.

Danksagung

Diese Seite widme ich allen, die zum Gelingen dieser Bachelorarbeit beigetragen.

Zu aller erst danke ich Herrn Prof. Dr. A. Khoukaz dafür, dass er mir diese Bachelorarbeit im Rahmen seiner Arbeitsgruppe ermöglicht hat und für das stets angenehme Arbeitsverhältnis und die wohlwollende Kritik.

Herrn Prof. Dr. J. P. Wessels möchte ich für die Übernahme des Korreferts danken.

Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe danke ich für die freundliche Aufnahme. Florian Bergmann möchte ich für die kompetente Betreuung meiner Arbeit, das stets offene Ohr bei Fragen und Problemen und das fleißige Korrekturlesen der Arbeit – auch an Sonntagen. Mein Dank richtet sich an Annika Passfeld für die vielen Ratschläge zu L^AT_EX und Root (Fit fit fit...) und an Alexander Winnemöller, der seinen Teil dazu beigetragen hat, dass ich mich in der Arbeitsgruppe willkommen und sehr wohl gefühlt habe.

Esperanza Köhler danke ich zunächst dafür, dass sie mich durch die sehr anschauliche Demonstration der starken Wechselwirkung auf die Arbeitsgruppe aufmerksam gemacht hat. Außerdem danke ich ihr für den freundschaftlichen Umgang, der mir die Zeit in der Arbeitsgruppe noch ein bisschen angenehmer gemacht hat.

Alexander Täschner danke ich für die Unterstützung, falls es Fragen zum Computer oder der Programmierung gab.

Auch allen anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe – Ingo Burmeister, Paul Goslawski, Malte Mielke, Andrea Nustede, Michael Papenbrock und Dr. Tobias Rausmann – möchte ich für das angenehme Arbeitsverhältnis danken.

Mein ganz besonderer Dank gilt ☼ Ann-Katrin Hergemöller ☼, die mich während des gesamten Studiums begleitet hat und gerade während der Entstehungszeit dieser Arbeit immer wieder angespornt und mir Rückhalt gegeben hat. Ich danke für

das Korrekturlesen, wertvolle Ratschläge für Vorträge, Codes im Deckel... fürs da Sein.

Meinen Eltern möchte ich für die ständige Unterstützung und Liebe während des Studiums und den letzten zwölf Wochen danken und nicht zuletzt dafür, dass sie einen Umzug zu einer denkbar ungünstigen Zeit trotzdem möglich gemacht haben.

Meinen Freunden danke ich für die stets offene Tür und die Unterstützung, wenn es mal nicht so gelaufen ist, wie es sollte.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen außer den angegebenen Hilfsmitteln verwendet habe.

Münster, Juli 2010

.....

(Kay Demmich)