



Bachelorarbeit

Deuteronenidentifikation in Proton-Deuteron-Kollisionen am ANKE-Experiment

*Identification of deuterons in
proton-deuteron collisions at the
ANKE experiment*

vorgelegt von
Marcel Rump

— Oktober 2013 —

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	3
1.1 Das Standardmodell der Elementarteilchen	3
1.2 Das statistische Quarkmodell	4
1.3 Relativistische Kinematik bei Streuprozessen	5
1.3.1 Zwei-Teilchen-Kinematik	7
1.3.2 Drei-Teilchen-Kinematik	8
1.3.3 Spectatorkinematik	9
1.3.4 Das Missing-Mass-Verfahren	11
1.3.5 Invariante Masse	12
2 Experimenteller Aufbau	13
2.1 Das Cooler Synchrotron - COSY	13
2.2 Das ANKE-Magnetspektrometer	15
2.2.1 Das Vorwärtsdetektorsystem	16
2.2.2 Das Positivdetektorsystem	18
2.2.3 Der Spectatordetektor	18
2.2.4 Das Clustertarget	18
2.3 Verwendete Trigger	21
2.4 Verwendete Software	22
3 Identifikation des Deuteron bei Proton-Deuteron-Kollisionen	23
3.1 Simulationen zur Messung der Reaktion $pd \rightarrow dn\pi^+$ an ANKE	23
3.2 Flugzeitsimulationen zur Deuteronenidentifikation	30
3.3 Bestimmung der Cutgrenzen	32
4 Zusammenfassung und Ausblick	41
Literaturverzeichnis	45

Einleitung

Auf der Suche nach den Grundbausteinen der Materie waren Physiker immer wieder dazu gezwungen, bis dahin geltende Theorien und Modelle zu erweitern. So stellte bereits der griechische Naturphilosoph Demokrit die Hypothese auf, dass die Natur aus kleinsten unteilbaren Teilchen, den Atomen, zusammengesetzt ist.

Der Beweis für die Existenz der Atome, bestehend aus Atomkern und umgebender Elektronenhülle, konnte jedoch erst Ende des 19. Jahrhunderts erbracht werden. E. Rutherford und J. Chadwick erkannten mit Hilfe von Streuversuchen den inneren Aufbau der Atomkerne aus Protonen und Neutronen. Die ständige Weiterentwicklung der Beschleunigeranlagen brachte eine Vielzahl neuer Teilchen zum Vorschein, die als Leptonen und Hadronen klassifiziert wurden. Hadronen unterteilen sich weiter in Baryonen und Mesonen, zu denen beispielsweise die Pionen zählen. Die wohl bekanntesten Baryonen sind das Proton und das Neutron. Zu den Leptonen gehören unter anderem die bis heute als elementar geltenen Elektronen. Das Standardmodell der Elementarteilchen ist die aktuell verwendete Theorie zur Beschreibung aller zurzeit bekannten Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkungen, mit Ausnahme der Gravitation.

Einen wichtigen Forschungsschwerpunkt stellt die Wechselwirkung zwischen Kernen und Mesonen dar. Ende des 20. Jahrhunderts kamen Spekulationen über einen gebundenen Zustand auf, einen sogenannten mesischen Kern. Für das elektrisch ungeladene η -Meson ist dies nur über die anziehende, starke Wechselwirkung möglich, deren Stärke mit der Zahl der im Kern befindlichen Nukleonen, der Massenzahl, ansteigt. Bisherigen Messungen zufolge liegt beim ${}^3\text{He}$ -Kern der Grenzfall zwischen gebundenem und ungebundenem Zustand vor. Welcher Fall für diesen Kern gegeben ist, konnte jedoch nicht eindeutig bestimmt werden. Deshalb ist die Analyse der Interaktion von Meson und Kern für verschiedene Massenzahlen notwendig.

Aus diesem Grund wurde eine Strahlzeit [Kho12] am ANKE-Experiment des Teilchenbeschleunigers COSY am Forschungszentrum Jülich zur Untersuchung der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ durchgeführt. Die dort gewonnenen Daten werden derzeit im Rahmen einer Doktorarbeit in der Arbeitsgruppe Khoukaz der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster zur Bestimmung des Verlaufs des Wirkungsquerschnitts [Sch12] analysiert. Da bei Proton-Deuteron-Kollisionen neben der gewünschten Reaktion viele weitere ablaufen, ist eine eindeutige Identifikation der Reaktionsprodukte notwendig.

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit werden Untersuchungen zur Trennung der Deuteronen von Teilchen aus anderen Reaktionen, primär Protonen, durchgeführt. Anhand von Reaktionen mit einem zusätzlichen Pion im Ausgangskanal, wie zum Beispiel $pd \rightarrow dn\pi^+$, soll mittels Cuts in den Flugzeitdifferenzen zwischen Vorwärts- und Positivdetektorsystem von ANKE eine Reduktion des Untergrunds in den Energieverlustspektren im Vorwärtssystem erzielt werden. Aus diesen werden Cutgrenzen für den Energieverlust der Deuteronen ermittelt. Der Energieverlust der Deuteronen ist aufgrund der festen Detektorgeometrie unabhängig vom Reaktionsweg, sodass die so bestimmten Cutgrenzen anschließend bei der Analyse der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ verwendet werden können.

1 Theoretische Grundlagen

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit soll die Reaktion $pd \rightarrow dn\pi^+$ insbesondere in Bezug auf die Identifikation des Deuteron-Endzustandes näher untersucht werden. Zum Verständnis der auftretenden Teilchen und der Reaktionskinematik wird in den folgenden Kapiteln zunächst eine kurze Einführung zu den theoretischen Grundlagen gegeben.

1.1 Das Standardmodell der Elementarteilchen

Mit der Entwicklung von Teilchenbeschleunigern konnten Physiker mit Hilfe von Streuexperimenten immer weiter in die innere Struktur der Atome vordringen, was ein neues Modell zur theoretischen Beschreibung der Grundbausteine der Materie nötig machte. Das Standardmodell der Elementarteilchen ist eine relativistische Quantenfeldtheorie der bekannten Teilchen und ihrer Interaktionen. Es beschreibt drei der vier fundamentalen Kräfte, die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Die Gravitation ist eine um mehrere Größenordnungen schwächere Kraft und damit für die Teilchenphysik in vielen Bereichen vernachlässigbar. Die Wechselwirkungen der Materienteilchen mit halbzahligem Spin (Fermionen) werden im Standardmodell durch Austauschteilchen mit ganzzahligem Spin (Eichbosonen) beschrieben. Dazu koppeln diese an eine Eigenschaft der Fermionen, die Ladung. Das Photon, das Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung, koppelt an die elektrische Ladung. W^\pm und Z^0 , die Austauschbosonen der schwachen Wechselwirkung, koppeln an die schwache Ladung und die starke Wechselwirkung wird durch den Austausch von Gluonen vermittelt, die an die Farbladung koppeln.

Abbildung 1.1 zeigt die Elementarteilchen des Standardmodells. Die Fermionen lassen sich weiter unterteilen in sechs Quarks und sechs Leptonen. Quarks tragen, im Gegensatz zu den Leptonen, eine Farbladung, sodass diese der starken Wechselwirkung unterliegen. Aus Symmetriegründen existiert zu jedem Elementarteilchen ein Antiteilchen mit umgedrehten Vorzeichen in allen additiven Quantenzahlen, wie zum Beispiel der elektrischen Ladung.

Insgesamt gibt es also 24 Elementarteilchen sowie zwölf Austauschteilchen, das Photon, das W^+ -, W^- - und Z^0 -Boson sowie acht Gluonen. Die Zahl der Gluonen ergibt sich aus den Kombinationsmöglichkeiten der drei Farb- und Antifarbladungen.

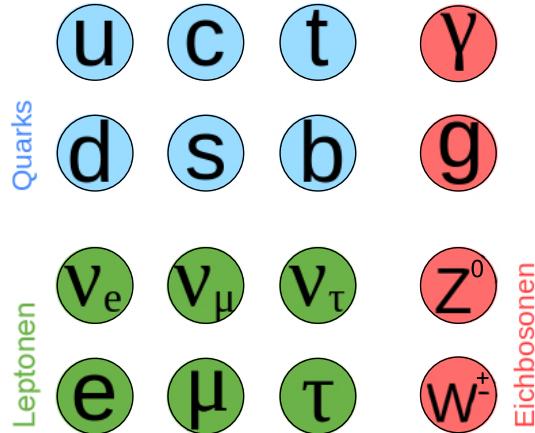


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung zum Standardmodell der Elementarteilchen.

1.2 Das statistische Quarkmodell

Hadronen sind aus Quarks und Antiquarks zusammengesetzte Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen. Anlehnd an die grundlegende Farbladung wird diese durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Quarks können eine der drei Farbladungen rot, grün und blau tragen, Antiquarks die entsprechenden Farbladungen antirot, antigrün und antiblau. Gluonen, die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, tragen eine Farb- und eine Antifarbladung. Ein Phänomen der Quantenchromodynamik stellt das sogenannte Confinement dar, nachdem nur farbneutrale Zustände möglich sind. Im Gegensatz zu anderen Wechselwirkungen steigt nämlich das Potential zwischen Quarks mit zunehmendem Abstand an, wodurch die spontane Paarbildung eines farbneutralen Quark-Antiquark-Paars ausgelöst wird. Quarks treten demnach nur in gebundenen Quarksystemen auf, wobei zwischen Zwei- und Drei-Quark-Zuständen unterschieden wird. Farbneutrale Drei-Quark-Zustände bestehen aus Quarks mit drei verschiedenen Farbladungen bzw. Antifarbladungen und werden als Baryonen bezeichnet. Hierzu zählen zum Beispiel das Proton und das Neutron.

Zwei-Quark-Zustände, aufgebaut aus einem Quark-Antiquark-Paar mit einer Farbe und der zugehörigen Antifarbe, werden als Mesonen bezeichnet. In Tabelle 1.1 sind die wichtigsten Quantenzahlen der drei leichtesten Quarks dargestellt, aus denen sich Mesonen bilden lassen.

Quark	I	I_3	S	B	Q
up (u)	1/2	+1/2	0	1/3	2/3
down (d)	1/2	-1/2	0	1/3	-1/3
strange (s)	0	0	-1	1/3	-1/3

Tabelle 1.1: Einige wichtige Quantenzahlen der drei leichtesten Quarks: Isospin I, dritte Komponente des Isospins I_3 , Strangeness S, Baryonenzahl B und die elektrische Ladung Q in Einheiten der Elementarladung e .

Mesonen besitzen somit einen ganzzahligen Spin und werden nach ihrem Gesamtdrehimpuls J und ihrer Parität P klassifiziert. Als pseudoskalare Mesonen werden jene mit $J = 0$ und $P = -1$ bezeichnet. Mesonen mit $J = 1$ und ebenfalls negativer Parität werden Vektormesonen genannt. Als kurzschriftweise wird $J^P = 0^-$ für pseudoskalare Mesonen und $J^P = 1^-$ für Vektormesonen verwendet. Zur graphischen Darstellung ist es zweckmäßig die Strangeness S gegen die dritte Komponente des Isospins, auch schwache Ladung genannt, wie in Abb. 1.2 für die pseudoskalaren Mesonen aufzutragen. Das π^+ -Meson ist lediglich aus dem leichten up- und antidown-Quark zusammengesetzt und zählt mit den beiden anderen Pionen zu den leichtesten Vertretern der Mesonen. Pseudoskalare Mesonen mit $S \neq 0$ werden als Kaonen bezeichnet. Diesen Teilchen können eindeutig die quantenmechanischen Zustände zugeordnet werden. Das η - und η' -Meson werden stattdessen als Mischzustände von η_0 und η_8 betrachtet, mit einem Mischungswinkel von 15° .

1.3 Relativistische Kinematik bei Streuprozessen

In diesem Kapitel sollen die allgemeinen kinematischen Bedingungen eines Streuprozesses dargestellt werden. Da sich die Teilchen bei Streuexperimenten in Teilchenbeschleunigern wie COSY mit nahezu Lichtgeschwindigkeit bewegen, ist eine relativistische Beschreibung der Reaktionskinematik unerlässlich. Die Verwendung von Vierervektoren ($E/c, p_x, p_y, p_z$) stellt

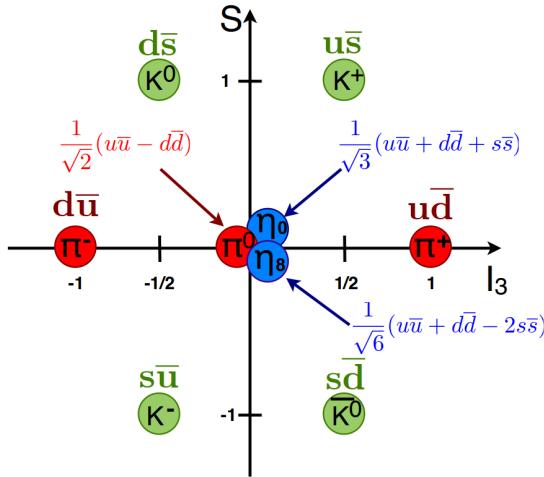


Abbildung 1.2: Das Nonett der pseudoskalaren Mesonen. Die Strangeness S ist gegen die dritte Komponente des Isospin I_3 aufgetragen [Pap08]. Neben den einzelnen quantenmechanischen Zuständen sind die entsprechenden Quarkinhalte dargestellt.

hierfür eine elegante Lösung dar. Im Folgenden wird die in der Teilchenphysik übliche Konvention $\hbar = c = 1$ verwendet.

In einem „Fixed-Target“-Experiment wird ein auf den Impuls $p_a > 0$ beschleunigtes Strahlteilchen A auf ein ruhendes Teilchen B mit $p_b = 0$ geschossen. Nach den physikalischen Gesetzen der Energie- und Impulserhaltung muss die Summe der Viererimpulse aller ein- und auslaufenden Teilchen gleich sein:

$$\mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b = \mathbb{P}_1 + \mathbb{P}_2 + \dots + \mathbb{P}_n. \quad (1.1)$$

Häufig ist es von Vorteil eine Reaktion im Schwerpunktsystem (englisch: „center of mass system“, CMS) zu betrachten. Die Summe aller Impulse sind in diesem Bezugssystem stets gleich Null:

$$\sum_{i=1}^n \vec{p}_i = 0. \quad (1.2)$$

Mit Ausnahme der später beschriebenen Spectatorkinematik (Kap. 1.3.3), erfolgt der Übergang vom Laborsystem ins Schwerpunktsystem über eine Lorentztransformation in Richtung der Strahlachse. Die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem bestimmt sich aus dem Betrag der Vierervektorsumme der Teilchen im Ein- oder Ausgangskanal:

$$\sqrt{s} = |\mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b| = |\mathbb{P}_1 + \mathbb{P}_2 + \dots + \mathbb{P}_n|. \quad (1.3)$$

Wird von dieser Gesamtschwerpunktsenergie die Masse aller Teilchen im Ausgangskanal subtrahiert, ergibt sich die sogenannte Überschussenergie Q :

$$Q = \sqrt{s} - \sum_{i=1}^n m_i. \quad (1.4)$$

Bei $Q = 0$ liegt die Produktionsschwelle. Ein Prozess kann nur für den Fall $Q \geq 0$ stattfinden, wobei Q als kinetische Energie auf die Teilchen im Ausgangskanal aufgeteilt wird.

1.3.1 Zwei-Teilchen-Kinematik

Bei einer Zwei-Teilchen-Reaktion mit jeweils zwei Teilchen im Ein- und Ausgangskanal bewegen sich beide Teilchen im Schwerpunktsystem zu jeder Zeit mit entgegengesetztem, gleich großem Impuls:

$$\vec{p}_a^{CMS} = -\vec{p}_b^{CMS} \quad \text{und} \quad \vec{p}_1^{CMS} = -\vec{p}_2^{CMS}. \quad (1.5)$$

Aufgrund von Energie- und Impulserhaltung ist dieser Impuls auch nach der Reaktion eindeutig festgelegt:

$$|\vec{p}_f^{CMS}| = |\vec{p}_1^{CMS}| = |\vec{p}_2^{CMS}|. \quad (1.6)$$

Er wird als Endzustandsimpuls bezeichnet und lässt sich zu:

$$|\vec{p}_f^{CMS}| = \frac{1}{2\sqrt{s}} \sqrt{[s - (m_1 + m_2)^2] \cdot [s - (m_1 - m_2)^2]} \quad (1.7)$$

berechnen. Im Impulsraum liegen demnach alle möglichen Impulse auf der Oberfläche einer Kugel mit Radius $|\vec{p}_f^{CMS}|$ (Abb. 1.3). Für eine Beschreibung der Impulse in Kugelkoordinaten ist es sinnvoll, den Winkel zwischen Impulsvektor und Strahlachse als Streuwinkel ϑ^{CMS} und den Azimutalwinkel φ als Rotationswinkel um die Strahlachse zu definieren. Aus der Streuwinkelverteilung lassen sich grundlegende Informationen zum Beispiel über auftretende Partialwellen gewinnen. Bei Messungen mit unpolarisierten Teilchen, wie in der zu untersuchenden Strahlzeit, ist eine Rotationssymmetrie in φ zu erwarten.

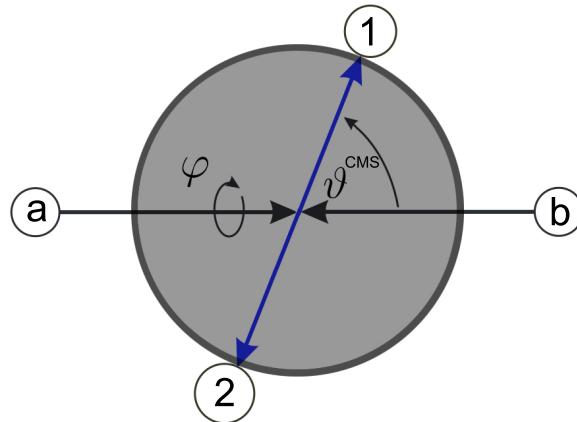


Abbildung 1.3: Zweidimensionaler Querschnitt des Impulsraumes eines Zwei-Teilchen-Endzustands im Schwerpunktsystem, mit ϑ^{CMS} als Streuwinkel und φ als Azimutalwinkel. Die Impulse der Teilchen 1 und 2 liegen auf der Oberfläche einer Kugel mit Radius $|\vec{p}_f^{CMS}|$.

1.3.2 Drei-Teilchen-Kinematik

Eine Reaktion mit drei oder mehr Teilchen im Endzustand, wie die Reaktion $pd \rightarrow dn\pi^+$, besitzt keinen eindeutigen Endzustandsimpuls. Vielmehr kann sich die Gesamtschwerpunktsenergie in unendlich vielen Kombinationen auf die verschiedenen Ejektile aufteilen, ohne die Bedingung (1.2) zu verletzen.

Bei der Beschreibung einer Drei-Teilchen-Kinematik bietet es sich an, die Reaktion $a + b \rightarrow 1 + 2 + 3$ in die Reaktionen $a + b \rightarrow 1 + X$ und $X \rightarrow 2 + 3$ zu unterteilen, um das Problem auf ein bereits gelöstes zu überführen (Abb. 1.4). X ist ein imaginäres Teilchen für das nach Gleichung (1.5) $\vec{p}_1^{CMS} = -\vec{p}_X^{CMS}$ gelten muss. Mit der invarianten Masse (Kap. 1.3.5) der beiden Teilchen 2 und 3 als effektive Masse von X und Gleichung (1.7) lässt sich der Schwerpunktsimpuls des Teilchen 1 berechnen:

$$|\vec{p}_1^{CMS}| = \frac{1}{2\sqrt{s}} \sqrt{[s - (m_1 + m_X)^2] \cdot [s - (m_1 - m_X)^2]}. \quad (1.8)$$

Der Impuls von Teilchen 1 wird demnach maximal, wenn sich 2 und 3 in die gleiche Richtung bewegen. Für den Fall, dass sie mit entgegengesetztem, gleich großem Impuls auseinander fliegen, ruht es im Schwerpunktsystem.

Der maximale Impuls hängt folglich von der Masse der Teilchen ab, wobei schwere Teilchen einen höheren Maximalimpuls erreichen. Die Impulskugeln im Schwerpunktsystem der Reaktion $pd \rightarrow dn\pi^+$ sind in Abb. 1.4 dargestellt.

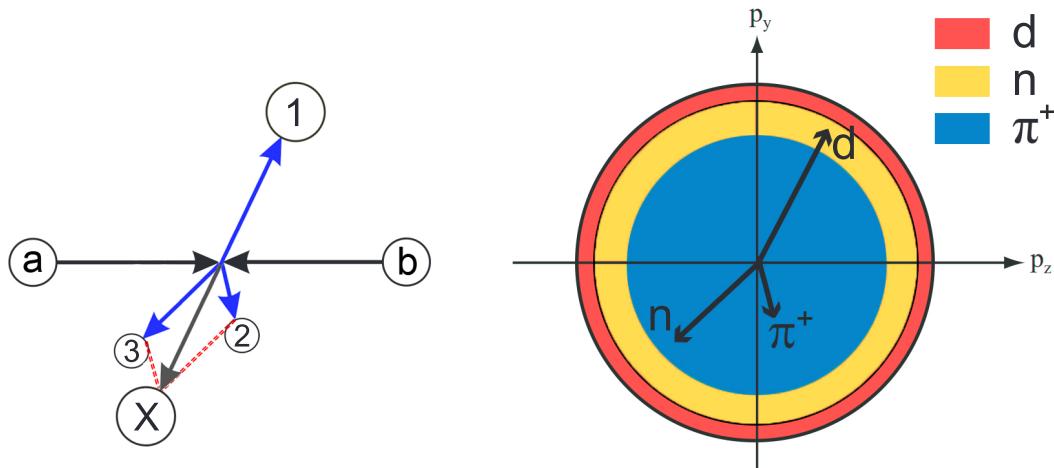


Abbildung 1.4: Links: Beispielhafte Kinematik eines Drei-Teilchen-Endzustands im Schwerpunktsystem, mit a und b als Teilchen im Eingangskanal. 1,2 und 3 sind die Teilchen im Ausgangskanal und X ein zur theoretischen Beschreibung verwendetes imaginäres Teilchen; Rechts: Zweidimensionaler Querschnitt der für die verschiedenen Teilchen unterschiedlich gefärbten Impulskugeln eines Drei-Teilchen-Endzustands im Schwerpunktsystem. Schwere Teilchen, wie das Deuteron, besitzen einen großen, leichten Teilchen, wie das Pion, eine kleinen Maximalimpuls. Im Gegensatz zu einem Zwei-Teilchen-Endzustand, liegen die Impulse beliebig innerhalb der jeweiligen Impulskugel.

1.3.3 Spectatorkinematik

Die Reaktion $pd \rightarrow dn\pi^+$ ist neben der oben beschriebenen Drei-Teilchen-Kinematik noch auf einem anderen Weg mit denselben Teilchen im Endzustand möglich. Die geringe Bindungsenergie des Deuterons von 2 MeV und der relativ große Durchmesser von 4 fm lassen Stöße an nur einem der beiden Nukleonen zu. Das Neutron nimmt in diesem Fall nur indirekt an der Reaktion teil und wird daher als Spectatorteilchen bezeichnet (Abb. 1.5).

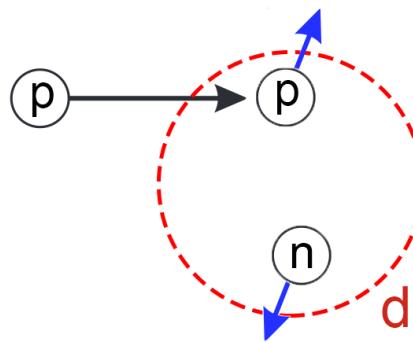


Abbildung 1.5: Vereinfachte Darstellung des Spectatormodells. Das Strahlproton stößt mit dem Proton im Targetdeuteron.

Aufgrund der Fermibewegung von Proton und Neutron im Deuteron besitzen diese auch im Laborsystem einen von Null verschiedenen, entgegengesetzten Impuls. Die Impulsverteilung, die sich aus dem Paris-Potential [Lac81] ergibt, ist in Abb 1.6 dargestellt. Bei $40 \text{ MeV}/c$ ist das Maximum der Verteilung mit einem darauffolgenden starken Abfall bei hohen Impulsen zu erkennen.

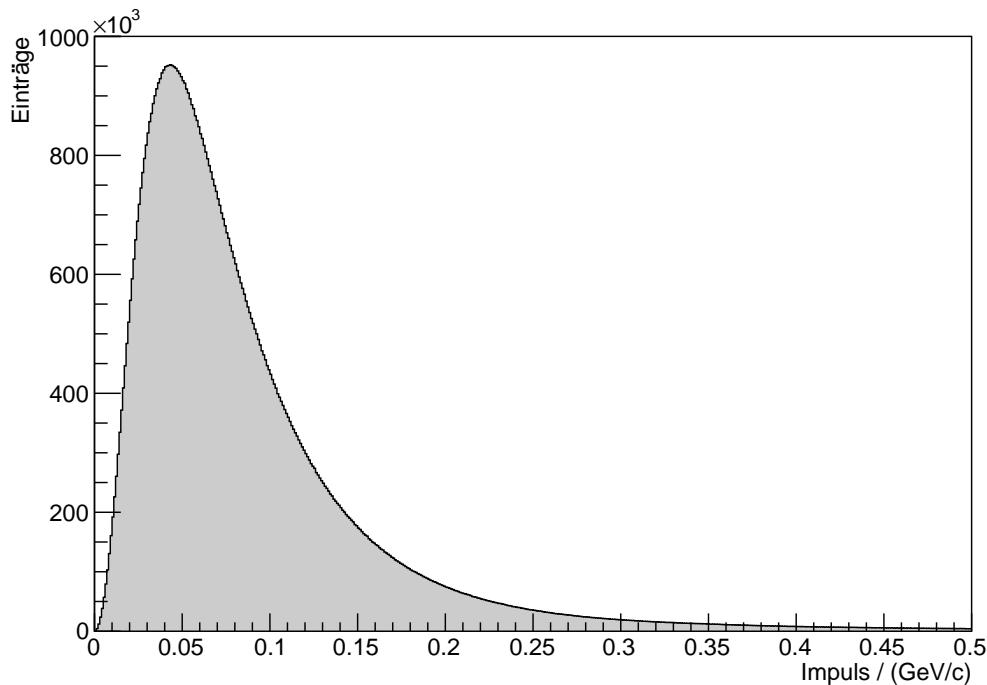


Abbildung 1.6: Aus dem Paris-Potential berechnete Impulsverteilung der beiden Nukleonen im Ruhesystem des Deuterons.

Effektiv wird also die Reaktion $pd \rightarrow dn_{sp}\pi^+$ untersucht. Das Strahlproton trifft in diesem Fall auf das Proton im Targetdeuteron, dessen Impuls nicht mehr vernachlässigt werden kann. Die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} ist somit nicht mehr nur vom Strahlimpuls, sondern auch vom Targetimpuls abhängig und muss für jedes Ereignis einzeln berechnet werden:

$$\sqrt{s} \approx |\mathbb{P}_p + \mathbb{P}_d - \mathbb{P}_{sp}|. \quad (1.9)$$

Bei der Berechnung der Überschussenergie müssen die Massen der restlichen Teilchen von der Schwerpunktsenergie subtrahiert werden:

$$Q = \sqrt{s} - (m_d + m_{\pi^+}) = |\mathbb{P}_p + \mathbb{P}_d - \mathbb{P}_{sp}| - (m_d + m_{\pi^+}). \quad (1.10)$$

Mit dem resultierenden Überschussenergiebereich sind Untersuchungen zu verschiedenen Überschussenergien ohne Änderung des Strahlimpulses möglich, was die systematischen Unsicherheiten der einzelnen Datenpunkte minimiert.

1.3.4 Das Missing-Mass-Verfahren

In vielen Experimenten ist es nicht möglich, alle an einer Reaktion beteiligten Teilchen nachzuweisen. An ANKE gehören dazu beispielsweise ungeladene Teilchen wie das Neutron. Solange nur ein Teilchen nicht detektiert wurde, kann dieses mit Hilfe der Energie- und Impulserhaltung rekonstruiert werden. Bei einer Reaktion mit drei Teilchen im Endzustand lässt sich der Viererimpuls des fehlenden Teilchens durch Umformung der Gleichung (1.1) berechnen:

$$\mathbb{P}_3 = \mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b - \mathbb{P}_1 - \mathbb{P}_2. \quad (1.11)$$

Der Betrag des Viererimpulses entspricht der Masse des jeweiligen Teilchens, woraus sich die sogenannte Missing-Mass ergibt:

$$MM = |\mathbb{P}_3| = |\mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b - \mathbb{P}_1 - \mathbb{P}_2|. \quad (1.12)$$

In der betrachteten Reaktion $pd \rightarrow dn\pi^+$, ist \mathbb{P}_a das Strahlproton, \mathbb{P}_b das Targetdeuteron, \mathbb{P}_1 und \mathbb{P}_2 das detektierte Deuteron bzw. Pion und \mathbb{P}_3 das Neutron. Bei der Teilchenidentifikation sind für die Missing-Mass Werte im Bereich der Neutronenmasse $m_n \approx 939,565 \text{ MeV}/c^2$ zu erwarten.

1.3.5 Invariante Masse

Die einem System aus N Teilchen zur Verfügung stehende Gesamtenergie wird auch als invariante Masse M bezeichnet und berechnet sich nach:

$$M^2 = \left(\sum_{i=1}^N \mathbb{P}_i \right)^2 = \left(\sum_{i=1}^N E_i \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^N \vec{p}_i \right)^2. \quad (1.13)$$

Die invariante Masse ist eine lorentzinvariante Größe und damit unabhängig vom gewählten Bezugssystem. Für ein einzelnes Teilchen geht diese in die Ruhemasse über. Bei größeren System spielt hingegen die relative Bewegung der Teilchen eine Rolle. Sie wird beispielsweise minimal, wenn sich alle Teilchen parallel zueinander bewegen.

Aus dem Verlauf der invarianten Masse lassen sich Informationen über den Reaktionsverlauf gewinnen. Während des Stoßprozesses können bestimmte Teilchen in einen kurzzeitig gebundenen Zustand übergehen und eine sogenannte Resonanz bilden. Dies macht sich durch einen erhöhten Wirkungsquerschnitt und einer Erhöhung in der Verteilung der invarianten Masse bei der Masse der Resonanz bemerkbar.

2 Experimenteller Aufbau

Die Messung der im Rahmen dieser Arbeit analysierten Daten wurde am ANKE-Experiment [Bar01] durchgeführt. Dieses befindet sich an einem der internen Experimentierplätze am Synchrotron COSY [Mai97] (Abb. 2.1) des Forschungszentrums Jülich. Im Folgenden soll zunächst der Beschleunigerring sowie der ANKE-Aufbau kurz erklärt werden.

2.1 Das Cooler Synchrotron - COSY

Die Kurzform COSY steht für „COoler SYnchrotron“ und ist auf die beiden Strahlkühlungsmechanismen zurückzuführen. Dies sind die Elektronenkühlung und die stochastische Kühlung, welche im späteren Verlauf noch näher beschrieben werden. Der Beschleunigerring besteht aus zwei 40 m langen Geraden und zwei 52 m langen Halbkreisen. Mit Hilfe von 24 Dipolmagneten wird der Strahl auf seiner Bahn gehalten. Weitere 56 Quadrupolmagnete werden zur Strahlfokussierung eingesetzt. Mit COSY lassen sich Protonen und Deuteronen auf Impulse im Bereich von 0,3 GeV/c bis 3,7 GeV/c beschleunigen und speichern. Hierzu werden die in einer Ionenquelle produzierten, negativ geladenen Wasserstoffionen mit dem Zyklotron JULIC auf eine Energie von 45 MeV/c für Protonen und 90 MeV/c für Deuteronen vorbeschleunigt. Die aus dem Zyklotron extrahierten Ionen werden dem COSY-Speicherring zugeführt. Bei der Injektion durchläuft der Strahl eine dünne Kohlenstofffolie, an der die Strahlteilchen ihre Elektronenhülle abstreifen. Durch das Verfahren der Ladungsänderung ist keine Umpolung des Feldes der Injektionsmagneten notwendig, um die Strahlteilchen anschließend im Synchrotron zu speichern und auf ihren endgültigen Impuls zu beschleunigen.

Um die relative Ausdehnung des Teilchenstrahls zu verringern, können zwei Kühlsysteme eingesetzt werden. Für Strahlimpulse bis 650 MeV/c kann eine Elektronenkühlung benutzt werden. Dazu wird ein Elektronenstrahl mit niedriger Strahltemperatur, d.h. geringe Relativimpulse, einige Meter parallel zum Beschleunigerstrahl durch das Strahlrohr geleitet. Aufgrund der Coulombwechselwirkung gleichen sich die Strahltemperaturen an.

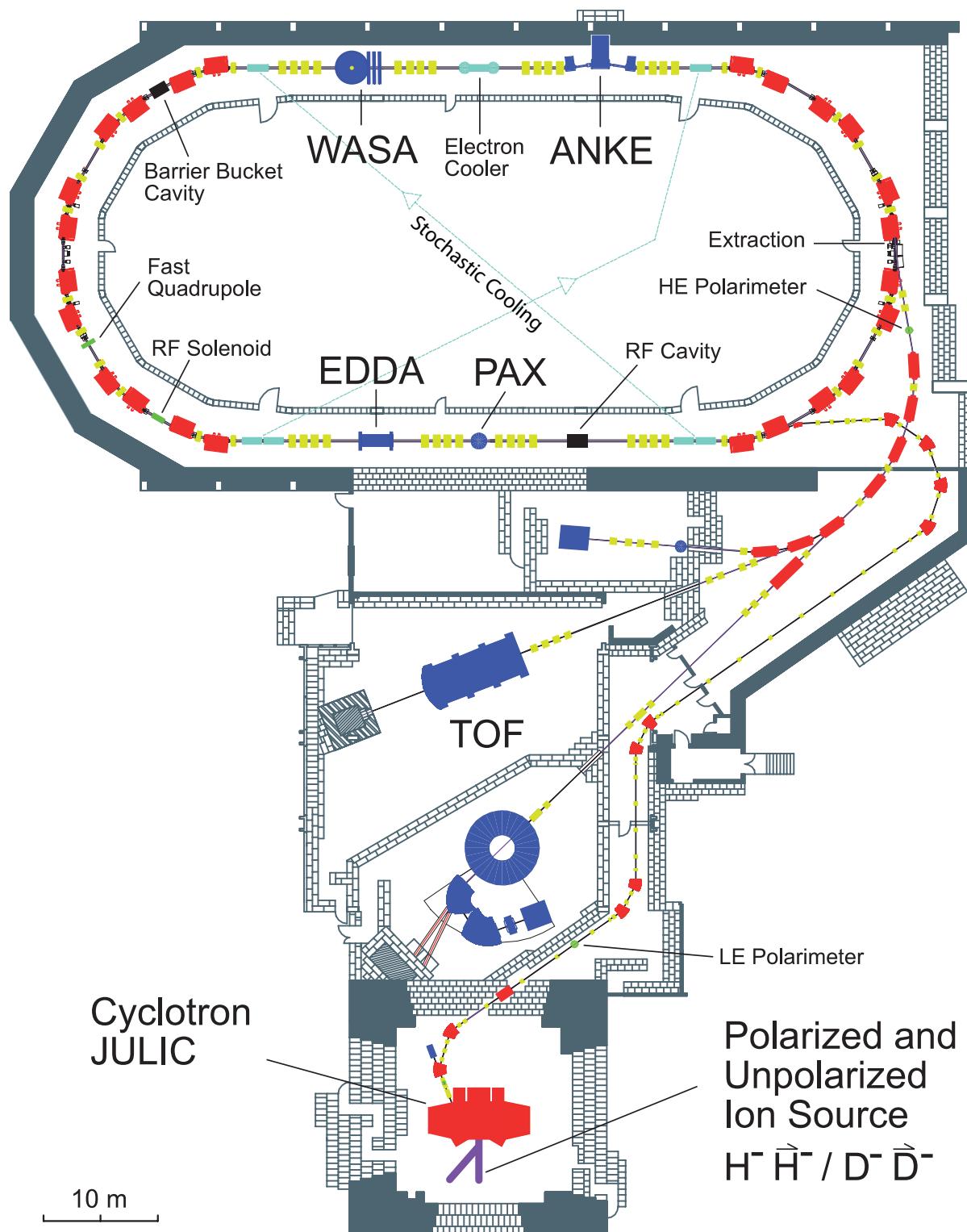


Abbildung 2.1: Übersicht des Beschleunigerkomplexes am Forschungszentrum Jülich. [Sch12]

Bei Strahlimpulsen von $1,5 \text{ GeV}/c$ bis $3,0 \text{ GeV}/c$ kann die stochastische Kühlung verwendet werden. Eine „Pick-Up“-Elektrode bestimmt die relative Abweichung des Teilchenstrahls vom Sollwert und sendet ein

Korrektursignal an eine im Beschleunigerring gegenüberliegende „Kicker“-Elektrode, die diese Abweichung über elektrische Felder korrigiert.

Der beschleunigte Strahl kann direkt für interne Experimente wie ANKE und WASA genutzt oder für externe Experimente wie TOF aus dem Speicherring extrahiert werden. In Kapitel 2.2 soll nun das ANKE-Experiment näher betrachtet werden.

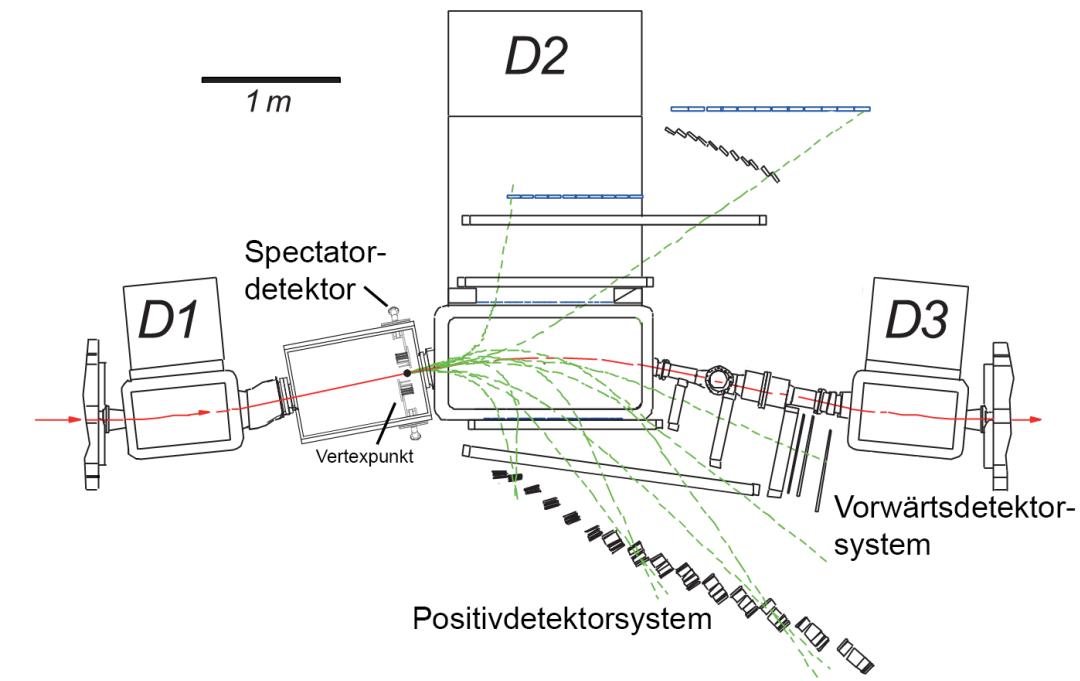


Abbildung 2.2: Aufbau des ANKE-Experiments. [Pap08]

2.2 Das ANKE-Magnetspektrometer

Das Magnetspektrometer ANKE („Apparatus for Studies of Nucleon and Kaon Ejectiles“; Abb. 2.2) befindet sich an einem internen Experimentierplatz am Teilchenbeschleuniger COSY. Durch den Einsatz eines Magnetspektrometers kann eine verbesserte Impulsauflösung durch die Rekonstruktion der gekrümmten Teilchenflugbahn erreicht werden. Ein weiterer großer Vorteil besteht darin, dass auch Teilchen, die im Schwerpunktssystem nach 0° emittiert werden, gemessen werden können. Daher wird ANKE auch als „Zero-degree-facility“ bezeichnet. Der von COSY bereitgestellte Teilchenstrahl wird mit dem Dipolmagnet D1 aus seinem Orbit abgelenkt und trifft auf das Cluster-Target (s. Kap. 2.2.4),

das von der Universität Münster gebaut wurde [Kho99]. Der nicht wechselwirkende Teil des Beschleunigerstrahls wird über die Magnete D2 und D3 wieder dem Speicherring zugeführt. D2 ist zugleich der spektrometrische Dipolmagnet mit einer Magnetfeldstärke von bis zu 1,57 T und einem maximalen Auslenkwinkel von 10,6°. Für die Untersuchungen der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ wurden Messungen bei den zwei Strahlimpulsen von $p_1 = 2,09 \text{ GeV}/c$ und $p_2 = 2,25 \text{ GeV}/c$, einer Magnetfeldstärke von 1,41 T bzw. 1,53 T sowie einem Auslenkwinkel von 8,9° durchgeführt. Die am Vertexpunkt entstandenen Teilchen werden, in Abhängigkeit von ihrer Ladung und ihrem Impuls, abgelenkt und können in verschiedenen Detektorsystemen nachgewiesen werden. So werden beispielsweise schwere Teilchen wie das Deuteron im Vorwärtsdetektorsystem, leichtere Teilchen wie das positiv geladene Pion im Positivdetektorsystem nachgewiesen.

Im Folgenden werden die vier zur Untersuchung der Reaktionen $pd \rightarrow dn\pi^+$ und $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ benötigten Komponenten vorgestellt - das Vorwärts- und Positivdetektorsystem, der Spectatordetektor sowie das Clustertarget.

2.2.1 Das Vorwärtsdetektorsystem

Das Vorwärtsdetektorsystem mit Bezeichnungen der wesentlichen Komponenten ist in Abb. 2.3 dargestellt. Schwere Teilchen mit hohem Logitudinalimpuls werden vom D2-Magnetfeld nur gering von ihrer Bahn abgelenkt und können nahe dem Strahlrohr im Vorwärtsdetektor nachgewiesen werden. Hierbei handelt es sich vor allem um Protonen, Deuteronen oder Heliumkerne, die im Laborsystem in einen Winkelbereich von 4° bis 11° zur Strahlrichtung gestreut wurden.

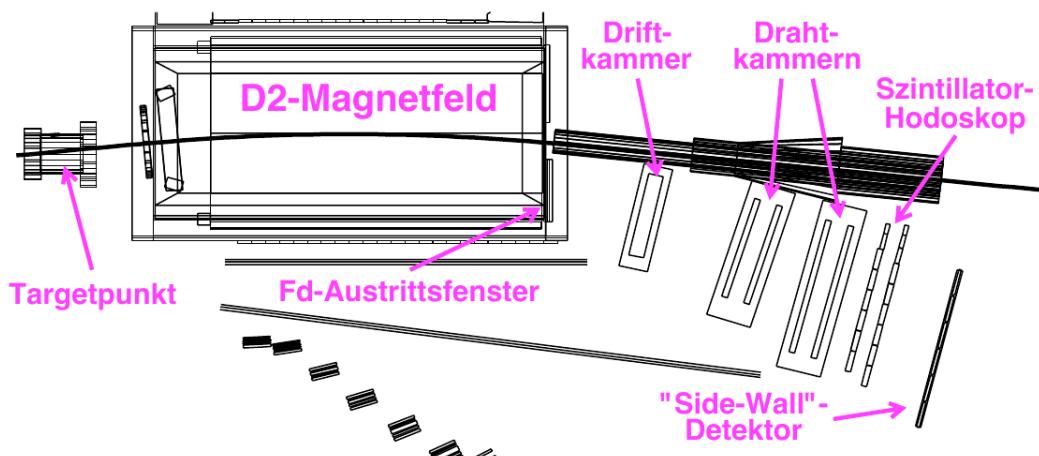


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Vorwärtsdetektors. [Pap08]

Das Detektorsystem besteht aus einer Driftkammer, zwei Vieldrahtproportionalkammern und zwei Szintillatorhodoskopen, wobei zur verbesserten Teilchenidentifikation für diese Strahlzeit noch eine weitere Szintillatorlage aus dem Positivsystem übernommen worden ist, die sogenannte „Sidewall“.

Die Driftkammer besitzt drei Lagen vertikal ausgerichteter Anoden- und Kathodendrähte. Jede dieser Ebenen besteht aus 33 Anoden- und 32 Kathodendrähten in abwechselnder Anordnung mit einem Drahtabstand von 5 mm und einem Ebenenabstand von 10 mm. Aufgrund der Lage des Magnetfeldes und der dadurch festgelegten Auslenkung der Teilchen, werden die Drähte vertikal ausgerichtet, um so die Auflösung der für den Gesamtimpuls entscheidenden z-Komponente zu erhöhen. In horizontaler xz-Ebene wird hiermit eine Ortsauflösung von 200 μm erreicht [Mer07].

Auf die Driftkammer folgen zwei Vieldrahtproportionalkammern (kurz MWPC: „multi-wire proportional chamber“), die sich lediglich in ihrer Größe unterscheiden. Sie setzen sich zusammen aus zwei horizontalen und zwei vertikalen Drahtebenen sowie zwei um 18° verkippten Kathodenstreifenebenen mit einem Drahtabstand von 2 mm. Hiermit wird eine Ortsauflösung von 1 mm erreicht. Insgesamt wird für den Impuls der Deuteronen eine Auflösung von 1 % erzielt.

Hochenergetische Teilchen fliegen durch die mit Gas gefüllten Drahtkammern, was eine Ionisation der Gasteilchen zur Folge hat. Durch das elektrische Feld innerhalb der Drahtkammern wird eine Ionisationslawine ausgelöst. Die zu den Drähten beschleunigten Elektronen erzeugen ein Spannungssignal, welches ausgelesen und zur Bestimmung der Trefferpositionen der Teilchen und damit zur Impulsrekonstruktion verwendet wird.

Die anschließenden Szintillationsdetektoren werden zur Teilchenidentifikation über Energieverlust- und Flugzeitmessungen verwendet. Die erste Hodoskoplage besteht dabei aus acht Kunststoffszintillatorlatten, den sogenannten Countern, die zweite Lage aus neun Latten, die gegenüber der ersten eine halbe Lattenbreite versetzt montiert ist. Die zusätzliche dritte Lage (auch „Sidewall“ genannt) ist aus sechs Countern aufgebaut. Aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung geben geladene Teilchen beim Durchgang durch das Szintillatormaterial Energie in Form von Photonen ab, deren Intensität proportional zur deponierten Energie ist. Die Photonen treffen auf einen Photomultiplier, wodurch ein Spannungssignal erzeugt und gemessen wird. Die verschiedenen Teilchen lassen sich über den Energieverlust mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel identifizieren:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n Z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right]. \quad (2.1)$$

Hierbei sind E die Energie des Teilchens, x die im Material zurückgelegte Wegstrecke, n die Elektronendichte des Materials, Z die Ladungszahl des Teilchens, m_e die Masse des Elektrons, β die relativistische Geschwindigkeit, e die Elementarladung und I das mittlere Anregungspotential des Materials.

2.2.2 Das Positivdetektorsystem

Positiv geladene Teilchen mit kleiner Masse und geringem Longitudinalimpuls, wie zum Beispiel Pionen, werden vom D2-Magnetfeld stärker abgelenkt und können im Positivsystem nachgewiesen werden. Für die Impulsrekonstruktion werden hier zwei Vieldrahtproportionalkammern eingesetzt. Zwei Szintillationsdetektoren, mit 23 Countern in der ersten und 22 Countern in der zweiten Lage, stehen für Energieverlust- und Flugzeitmessungen zur Verfügung. Zur Flugzeitbestimmung wird das Treffersignal in der ersten Lage als Start- und das in der zweiten als Stoppsignal verwendet, sodass die Differenz zur Teilchenidentifikation verwendet werden kann.

2.2.3 Der Spectatordetektor

Mit dem Spectatordetektor können beispielsweise das Spectatorproton der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ und Deuteronen aus der elastischen Streuung nachgewiesen werden. Er besteht aus zwei nahe dem Vertexpunkt montierten Halbleiterdetektorsystemen, den Silicon Tracking Telescopes („STT“) [Leh03, Mus07]. Die Detektoren bestehen aus drei Lagen im Abstand von 2,8 cm, 4,8 cm und 6,2 cm zum Target, wobei sich jeweils ein STT auf der ringäußerem und der ringinneren Seite befindet. Das D2-Magnetfeld kann in diesem Bereich vernachlässigt werden. Zur Impulsrekonstruktion wird die Flugrichtung aus den Trefferpositionen und die kinetische Energie eines Teilchens aus den Energieverlusten bestimmt.

2.2.4 Das Clustertarget

Da es sich bei ANKE um ein direkt im Beschleunigerring installiertes Experiment handelt, bestehen besondere Anforderungen an die Eigenchaften des verwendeten Targets. Einerseits darf die Targetdichte nicht zu groß sein, da ansonsten die Energieverluste des Beschleunigerstrahls nicht mehr kompensiert werden können. Andererseits muss die Targetdichte ausreichend groß sein, um hohe Ereignisraten zu erreichen. Zur genauen Bestimmung des Wechselwirkungspunktes ist ein Target mit möglichst geringer räumlicher Ausdehnung notwendig.

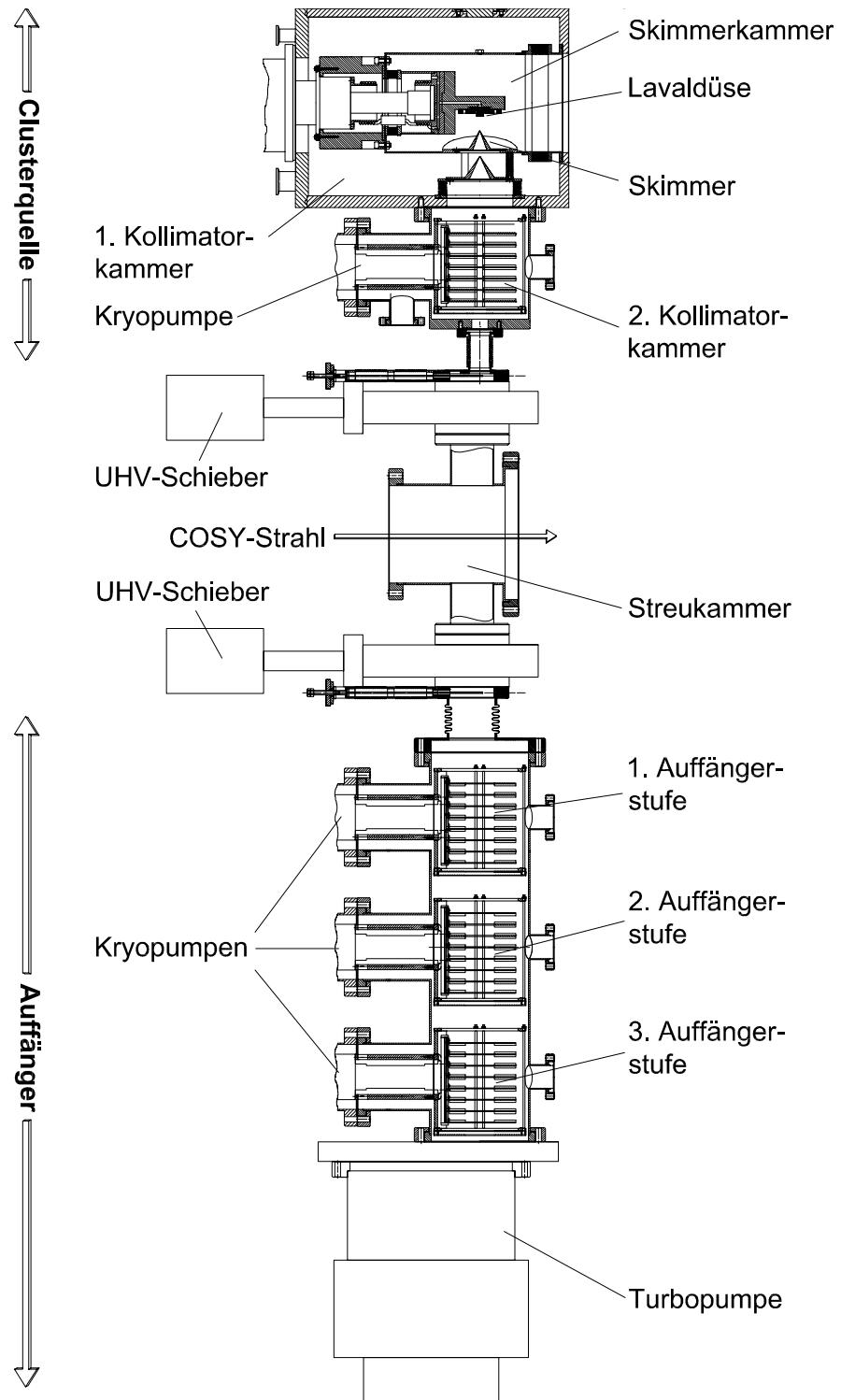


Abbildung 2.4: Schematischer Querschnitt des Clustertargets. [Sch12]

Das von der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster entwickelte Clusterjet-Target eignet sich daher besonders für den Einsatz im ANKE-Experiment. Abb. 2.4 zeigt einen schematischen Querschnitt des Cluster-targets, wie es in ANKE installiert ist. Der Aufbau des Targets lässt sich in zwei Bereiche unterteilen, die durch Ultrahochvakuum-Schieber von der Streukammer getrennt werden können. Der obere Teil wird als Clusterquelle bezeichnet. Mit einer Palladiummembran wird das Gas gereinigt und anschließend von einem Kaltkopf bis unter die Dampfdruckkurve auf Temperaturen im Bereich von 20 – 30 K heruntergekühlt. Das Gas liegt mit einem Druck von 15 – 20 bar an einer Lavaldüse an, in der die Clusterproduktion abläuft (Abb. 2.5).

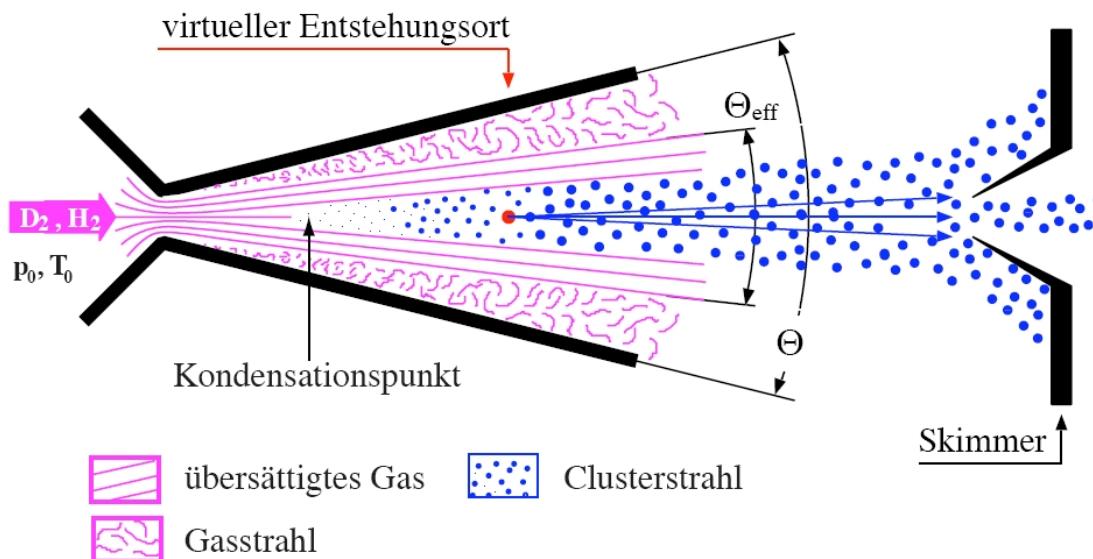


Abbildung 2.5: Clusterproduktion in einer Lavaldüse. [Sch12]

Durch adiabatische Expansion wird das Gas weiter gekühlt, sodass es kondensiert und sich Tröpfchen aus bis zu einigen 1000 Atomen bilden, die als Cluster bezeichnet werden [Que97]. Anschließend trifft der Clusterstrahl auf Skimmer und Kollimator, wodurch er vom Restgas getrennt wird und seine endgültige Form erhält. In der Auffängerstufe wird der Druck mit Hilfe von drei Kryopumpen und einer Turbomolekularpumpe auf $10^{-9} - 10^{-8}$ mbar gesenkt. Dadurch wird verhindert, dass Gas zurück in die Streukammer strömt. Das Clusterjet-Target ermöglicht es Flächendichten von $10^{14} - 10^{15}$ Teilchen/cm² zu erreichen.

2.3 Verwendete Trigger

Die Menge an Daten, die bei Streuexperimenten wie ANKE anfällt, übersteigt selbst die Speicher- und Rechenkapazitäten aktueller Daten erfassungssysteme. Um die Datenmenge zu reduzieren, wird eine erste Selektion von gewünschten Ereignissen direkt während der Datenaufnahme durchgeführt. Mit Hilfe eines Triggersystems wird ein Ereignis nur dann erfasst, wenn es bestimmte Kriterien erfüllt, wie zum Beispiel einen Treffer im Vorwärts- und Positivdetektorsystem. Im Folgenden werden die in dieser Strahlzeit verwendeten Trigger kurz erläutert.

FdOR And STT

Für die Analyse der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ soll das Deuteron im Vorwärtsdetektorsystem und das Spectatorproton im Spectatordetektor nachgewiesen werden. Der Trigger fordert hierzu einen Treffer in einer der ersten beiden Lagen des Vorwärtssystems, sowie einen Treffer in zwei Lagen eines STTs. Hiermit wurden zusätzlich Daten zur elastischen Streuung aufgenommen, die zur Normierung genutzt werden.

FdAND /50

Dieser Trigger wird beispielsweise zur Bestimmung von Detektoreffizienzen eingesetzt und wird ausgelöst, falls die ersten beiden Lagen des Vorwärtsdetektorsystems getroffen wurden. Da dies sehr häufig auftritt, ist er zusätzlich um einen Faktor 50 unteretzt, wodurch nur jedes fünfzigste Ereignis abgespeichert wird.

PdToF /100 Veto

Dieser Trigger nutzt die erhöhte Flugzeit schwerer Teilchen und schneidet damit auf die Reaktion $pd \rightarrow dK^+\Lambda$. Der Trigger ist zudem um den Faktor 100 unteretzt.

Pd&FdOR

Mit diesem Trigger konnten Daten zur verbesserten Identifikation der Deuteronen im Vorwärtsdetektor gewonnen werden. Dazu wird ein Treffer in beiden Lagen des Positivdetektorsystems gefordert. Hieraus wird die Flugzeit ermittelt, sodass positiv geladene Pionen selektiert werden können. Das Deuteron soll im Vorwärtsdetektor nachgewiesen werden, weshalb zusätzlich ein Treffer in einer der ersten beiden Lagen des Vorwärtsdetektorsystems gefordert wird. Eine Reaktion die diesen Trigger auslöst ist $pd \rightarrow dn\pi^+$.

2.4 Verwendete Software

Die zur Erstellung dieser Arbeit verwendete Software wurde auf Basis des am CERN entwickelten Programm pakets ROOT geschrieben [Bru97]. ROOT ist ein auf der Programmiersprache C++ basierendes Programm paket, welches funktionelle und strukturelle Möglichkeiten zur Bearbeitung großer Datenmengen bereitstellt. Hierzu zählen beispielsweise die Erstellung von Histogrammen sowie die Datenspeicherung und -verarbeitung mit dem ROOT-Dateiformat.

Zur Simulation von Reaktionen wird der Eventgenerator PLUTO [Kag00] benutzt. Auf der Basis von Monte-Carlo-Algorithmen liefert PLUTO die Impulse der Teilchen einer vordefinierten Reaktion, gleichverteilt im Phasenraum, also unabhängig von Wirkungsquerschnitten.

Auch Reaktionen mit der in Kapitel 1.3.3 beschriebenen Spectatorkinematik lassen sich simulieren. Zur Berechnung der Fermibewegung von Proton und Neutron im Targetdeuteron verwendet PLUTO das Paris-Potential.

Mit dem Programm ANKE-Geant4 [Mus04] wird die Detektorgeometrie des ANKE-Experimentaufbaus, sowie die Teilchenwechselwirkung mit den einzelnen Detektorkomponenten simuliert. Daraus ergeben sich beispielsweise Informationen über Trefferpositionen, Energieverluste und Flugzeiten, mit denen Akzeptanzbestimmungen möglich sind.

Die Analyse der experimentellen Daten und Simulationen wurde mit einem auf der Reconstruction [Pap13] basierenden Programm durchgeführt. Die Reconstruction ist ein in Münster entwickeltes Programm paket mit grundlegenden Methoden zur Verarbeitung aller Informationen der einzelnen Detektorsysteme von ANKE.

3 Identifikation des Deuteron bei Proton-Deuteron-Kollisionen

Ein erster wichtiger Schritt in der Analyse der während einer Strahlzeit gewonnenen Daten ist die eindeutige Identifikation der gewünschten Reaktionsprodukte, in diesem Fall der Deuteronen im Vorwärtsdetektor aus der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$. Mit dem Vorwärtsdetektorsystem von ANKE werden insbesondere schwere Teilchen mit hohem Longitudinalimpuls registriert. In Energieverlustdiagrammen liegen das Protonen- und das Deuteronenband sehr nahe beieinander, was eine klare Trennung im betrachteten Impulsbereich erschwert.

Aus diesem Grund wurde während der Strahlzeit der Pd&FdOR-Trigger genutzt. Dieser wird ausgelöst, falls ein Teilchen im Vorwärts- und ein Teilchen mit geringer Flugzeit, wie zum Beispiel ein Pion, im Positivdetektorsystem registriert wird. Mit Hilfe der Pionen kann die Flugzeitdifferenz zwischen Vorwärts- und Positivdetektor berechnet werden, worüber eine verbesserte Identifikation der Deuteronen in Energieverlustspektren erreicht werden soll. Die einfachste Reaktion bei Proton-Deuteron-Kollisionen mit einem Deuteron und einem zusätzlichen Pion im Endzustand ist die Reaktion $pd \rightarrow dn\pi^+$. Da Akzeptanz zu dieser Reaktion vorliegt, kann sie zur späteren Überprüfung der Selektion der Deuteronen genutzt werden. Die daraus ermittelten Cutgrenzen der Energieverluste können anschließend für die Analyse der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ verwendet werden. Im Folgenden werden die Ergebnisse der Untersuchungen vorgestellt, die anhand von Simulationen und echten Daten durchgeführt wurden.

3.1 Simulationen zur Messung der Reaktion $pd \rightarrow dn\pi^+$ an ANKE

Bedingt durch die endliche Größe der Detektoren können nicht alle stattfindenden Ereignisse auch tatsächlich registriert werden. Da die Hauptmotivation der beschriebenen Strahlzeit die Untersuchung der schwellennahen Produktion von η -Mesonen in der quasifreien Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ [Sch12] war, wurden Detektorpositionen, Strahlimpulse und der D2-Auslenkwinkel für diese Messung optimiert.

Grundlegend stellt sich nun die Frage, inwiefern auch für die Reaktion $pd \rightarrow dn\pi^+$ geometrische Akzeptanz vorliegt und ob zwischen den beiden zuvor beschriebenen Reaktionswegen differenziert werden kann. Um dies zu überprüfen, wurden phasenraumverteilte Ereignisse mit einem Strahlimpuls von $p_{beam} = 2,09 \text{ GeV}/c$ und einem D2-Auslenkwinkel von $8,9^\circ$ simuliert. Für die spätere Analyse können nur Ereignisse als akzeptiert betrachtet werden, bei denen ein Deuteron im Vorwärts- und ein positiv geladenes Pion im Positivdetektorsystem nachgewiesen wurden.

In Abb. 3.1 und 3.2 sind die Impulsverteilungen der generierten sowie der koinzident im Vorwärts- und Positivdetektor nachgewiesenen Deuteronen und Pionen dargestellt. Bei der Betrachtung der generierten Ereignisse ist im Fall der Spectatorkinematik eine Erhöhung bei hohen Deuteronenimpulsen zu beobachten. Dies lässt sich dadurch erklären, dass aus Strahl- und Targetproton beim Stoß das positiv geladene Pion sowie das Deuteron gebildet wird und dieses nun bevorzugt mit Strahlimpuls weiter fliegt. Für die Drei-Teilchen-Kinematik ist eine gaußähnliche Verteilung mit einem Maximum bei ungefähr halben Strahlimpuls zu erkennen.

Die deutlichen Unterschiede in den Impulsverteilungen der beiden Reaktionskanäle verschwinden jedoch durch die Detektorakzeptanz. So werden in beiden Fällen nur Deuteronen mit Impulsen im Bereich von $0,5 \text{ GeV}/c$ bis $2,3 \text{ GeV}/c$ registriert. Es ist lediglich eine geringe Überhöhung der Deuteronenimpulse der Spectatorkinematik im Vergleich zur Drei-Teilchen-Kinematik im Bereich von $1 \text{ GeV}/c$ zu sehen. Die generierten Pionenimpulse zeigen eine durch das Spectatorneutron leicht verschmierte, rechteckige Verteilung im Bereich von $0 \text{ GeV}/c$ bis $1,2 \text{ GeV}/c$. Für die generierten Ereignisse mit Drei-Teilchen-Kinematik ist ein annähernd linearer Anstieg für Impulse bis $0,4 \text{ GeV}/c$ und anschließender Abfall bis $1,2 \text{ GeV}/c$ zu beobachten. Auch die akzeptierten Pionenimpulse befinden sich in beiden Fällen im gleichen Bereich zwischen $0,1 \text{ GeV}/c$ und $1,2 \text{ GeV}/c$.

Aus dem Impuls des Deuterons und des Pions wird der Neutronenimpuls nach Gleichung 1.11 rekonstruiert und in Abb. 3.3. dargestellt. Stößt das Strahlproton effektiv mit dem Proton im Targetdeuteron, so behält das Neutron seinen Fermiimpuls (s. Kap. 1.3.3). Im Falle der Drei-Teilchen-Kinematik besitzt das Neutron eine breite, gaußähnliche Impulsverteilung im Bereich von $0 \text{ GeV}/c$ bis $2 \text{ GeV}/c$ mit Maximum bei ungefähr $0,8 \text{ GeV}/c$. Für die Phasenraumverteilungen ist ein klarer Unterschied der beiden Reaktionskanäle erkennbar. In der Umgebung des Maximums der Fermiverteilung bei ungefähr $40 \text{ MeV}/c$ befinden sich nur wenige Ereignisse aus der Drei-Teilchen-Kinematik. Auf der anderen Seite ist die Fermiverteilung bis zum Maximum der Drei-Teilchen-Kinematik praktisch auf null abgefallen. Durch die Detektorakzeptanz hingegen wird in beiden Verteilungen der gleiche Bereich von $0,1 \text{ GeV}/c$ bis $0,5 \text{ GeV}/c$ herausgeschnitten.

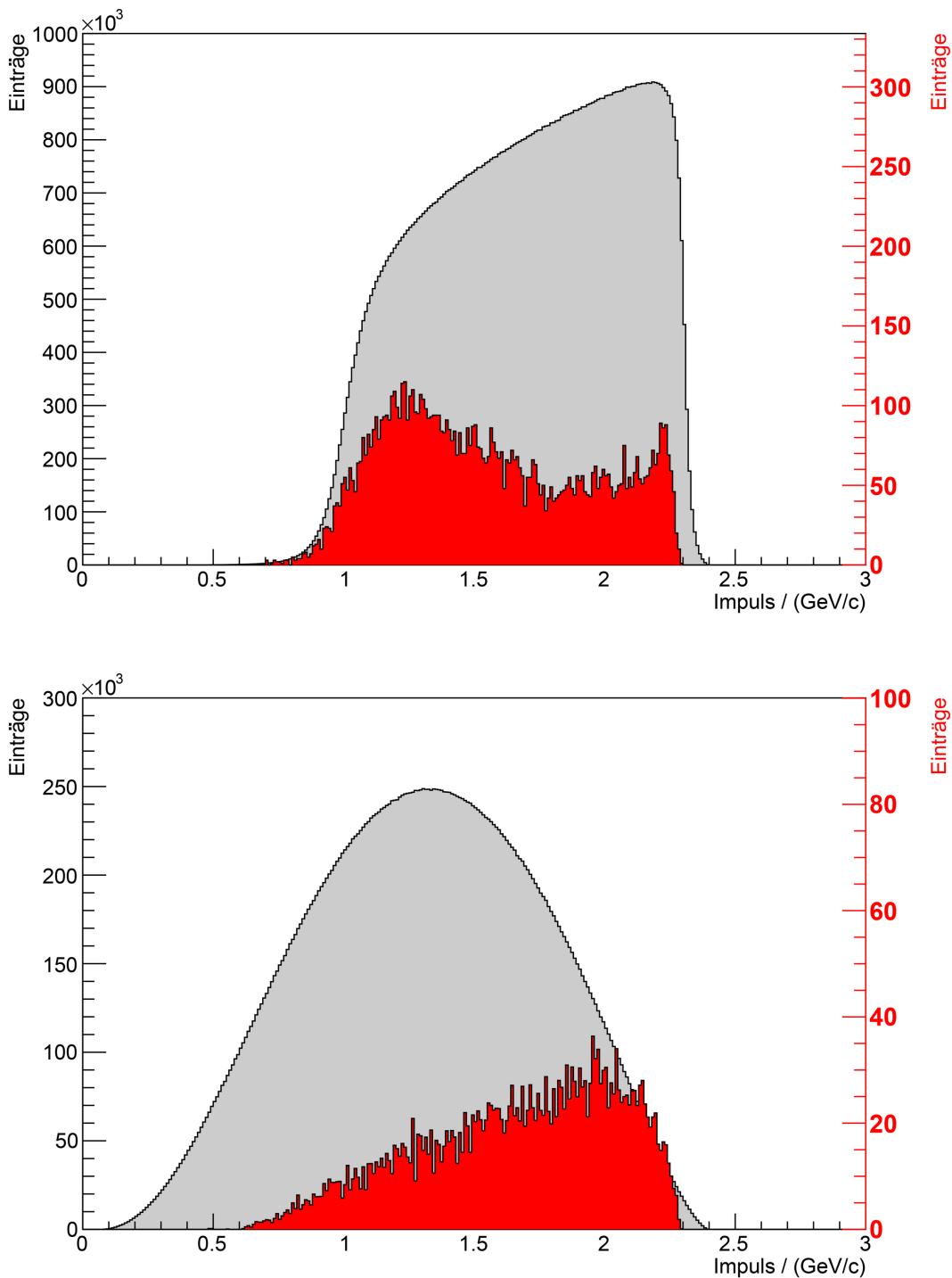


Abbildung 3.1: Phasenraumverteilungen der Deuteronenimpulse von generierten (grau) und akzeptierten Ereignissen (rot) der Simulationen zur Reaktion $pd \rightarrow dn\pi^+$ im Laborsystem für die Spectatorkinematik (oben) bzw. Drei-Teilchen-Kinematik (unten). Die Zahl der akzeptierten Ereignisse wurde zur besseren Sichtbarkeit unter Verwendung einer zweiten Skala (rechts) grafisch hochskaliert.

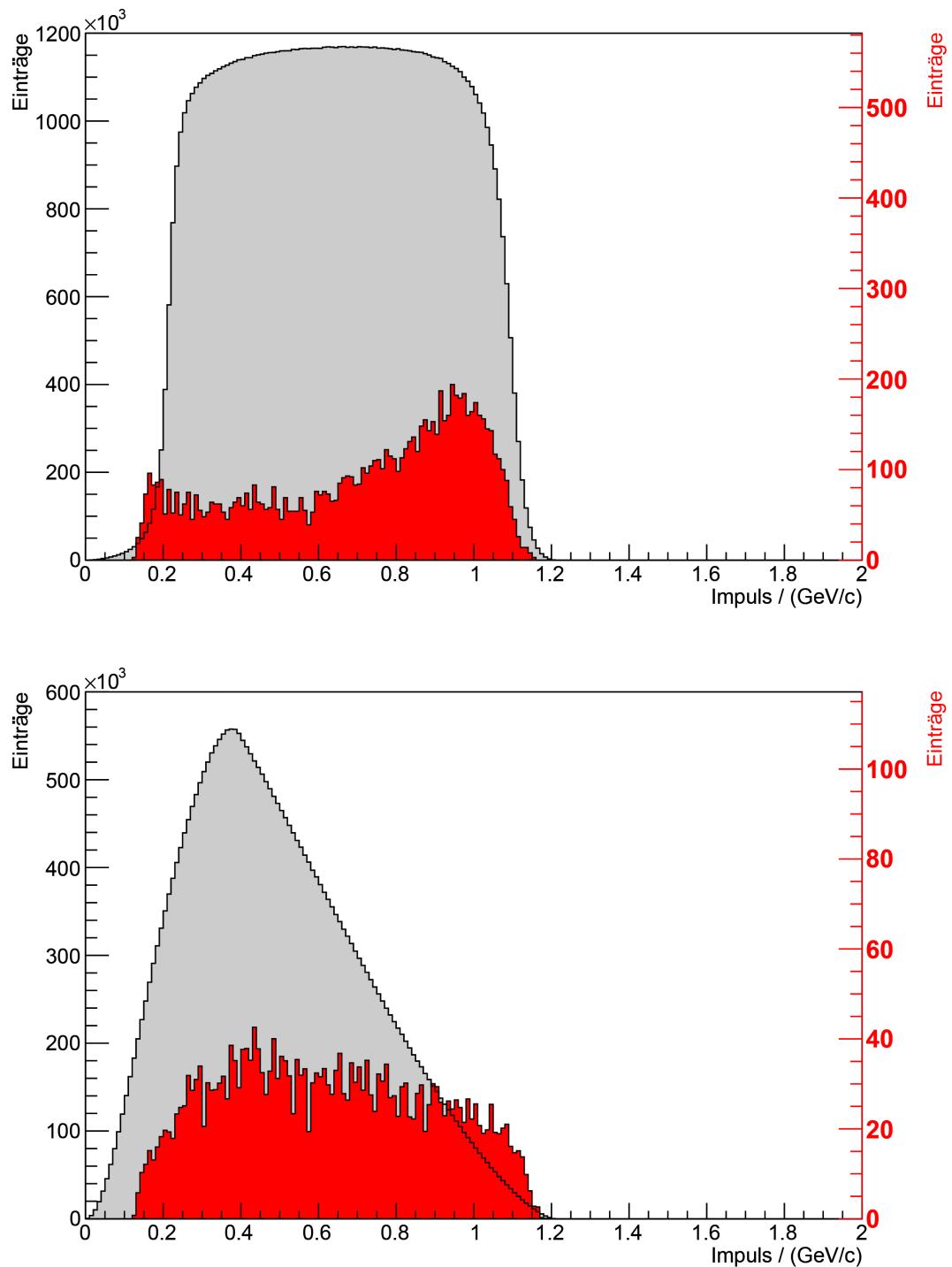


Abbildung 3.2: Phasenraumverteilungen der Pionenimpulse von generierten (grau) und akzeptierten Ereignissen (rot) der Simulationen zur Reaktion $pd \rightarrow dn\pi^+$ im Laborsystem für die Spectatorkinematik (oben) bzw. Drei-Teilchen-Kinematik (unten). Die Zahl der akzeptierten Ereignisse wurde zur besseren Sichtbarkeit unter Verwendung einer zweiten Skala (rechts) grafisch hochskaliert.

Einzig im Verlauf zeigen sich geringe Unterschiede. Für die Drei-Teilchen-Kinematik ist ein gaußähnlicher Verlauf zu sehen, die Neutronenimpulsverteilung bei Spectatorkinematik zeigt einen leichten Abfall zu größeren Impulsen, was sich durch den starken Abfall der Fermiverteilung erklären lässt.

Die Impulsspektren lassen somit keine Rückschlüsse auf den Reaktionsweg eines Ereignisses zu. Eine weitere Möglichkeit bietet die Relativbewegung zwischen den Ejektilen. Da das Neutron einmal direkt und einmal indirekt an der Reaktion beteiligt ist, erscheint hierbei vor allem der Einfluss der jeweiligen Kinematik auf die relative Bewegung zwischen Deuteron und Pion interessant zu sein.

Dazu sind in Abb. 3.4 die invarianten Massen des $d\pi^+$ -Systems aufgetragen. Die invariante Masse zweier Teilchen ist abhängig von ihrer relativen Bewegung zueinander. Bei der Drei-Teilchen-Kinematik liegen die Impulse von Deuteron und Pion, mit den in Kapitel 1.3.2 besprochenen kinematischen Bedingungen, beliebig innerhalb der jeweiligen Impulskugel. Für diesen Fall zeigt die Verteilung das erwartete Verhalten in einem Bereich von $2 \text{ GeV}/c^2$ bis $2,7 \text{ GeV}/c^2$ mit einer leichten Überhöhung hin zu größeren invarianten Massen. Diese Überhöhung ist ein rein kinematischer Effekt, hervorgerufen durch die höhere Masse des Neutrons im Vergleich zur Pionenmasse, wodurch ein größerer Öffnungswinkel zwischen Deuteron und Pion bevorzugt wird.

Im Gegensatz dazu würde die invariante Masse in der reinen Zwei-Teilchen-Kinematik, wie zum Beispiel $pp \rightarrow d\pi^+$, einen festen Wert annehmen. Das zusätzliche Spectatorneutron bewirkt nun eine Verschmierung der Verteilung. Nach der Berücksichtigung der Detektorakzeptanzen verteilen sich die akzeptierten Ereignisse in einem Bereich von $2 \text{ GeV}/c^2$ bis $2,6 \text{ GeV}/c^2$. Für die Spectatorkinematik ist zudem eine starke Erhöhung bei sehr geringen invarianten Massen zu erkennen, was jedoch lediglich bedingt durch die Detektorakzeptanz auftritt. Durch die Detektorpositionen besitzt ANKE im Vorrücksdetektor besonders hohe Akzeptanz für Teilchen mit geringem Transversalimpuls. Da das Pion durch die Position des Positivdetektor-systems zwingend nach vorne fliegen muss, bedeutet dies gleichzeitig einen kleinen Öffnungswinkel zwischen akzeptiertem Deuteron und Pion, was einer geringeren invarianten Masse entspricht.

Es ist offenbar nicht möglich, die beiden Reaktionen in einer Messung am ANKE-Experimentaufbau eindeutig voneinander zu unterscheiden. Aufgrund ihrer Ähnlichkeit unter Berücksichtigung der ANKE-Akzeptanz ist dies jedoch keine Einschränkung für die Deuteronenidentifikation.

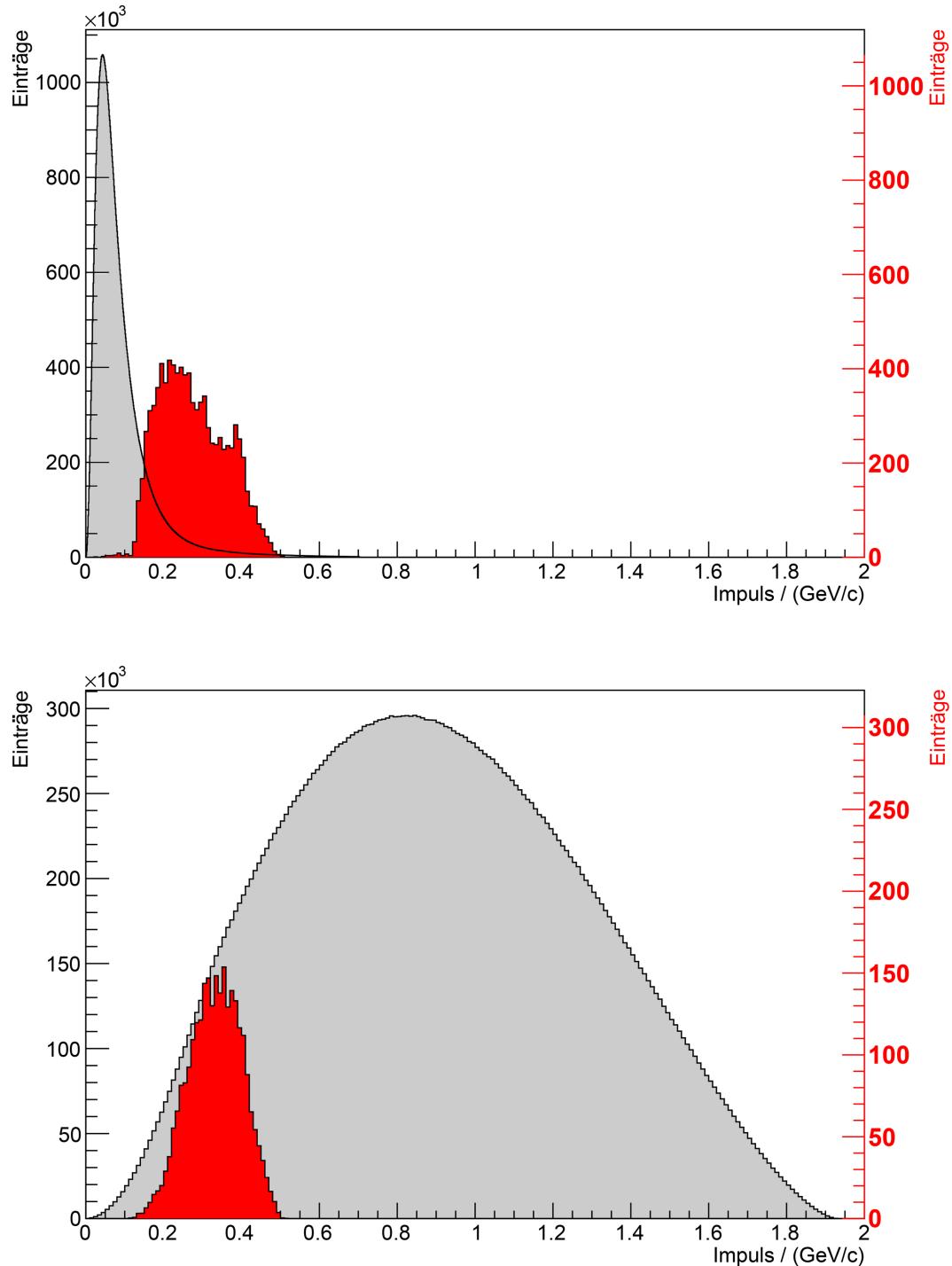


Abbildung 3.3: Vergleich von generierten (grau) und akzeptierten Ereignissen (rot) der Phasenraumsimulationen zur Reaktion $pd \rightarrow dn\pi^+$ aufgetragen gegen den rekonstruierten Neutronenimpuls im Laborsystem für die Spectatorkinematik (oben) bzw. Drei-Teilchen-Kinematik (unten). Die Zahl der akzeptierten Ereignisse wurde zur besseren Sichtbarkeit unter Verwendung einer zweiten Skala (rechts) grafisch hochskaliert.

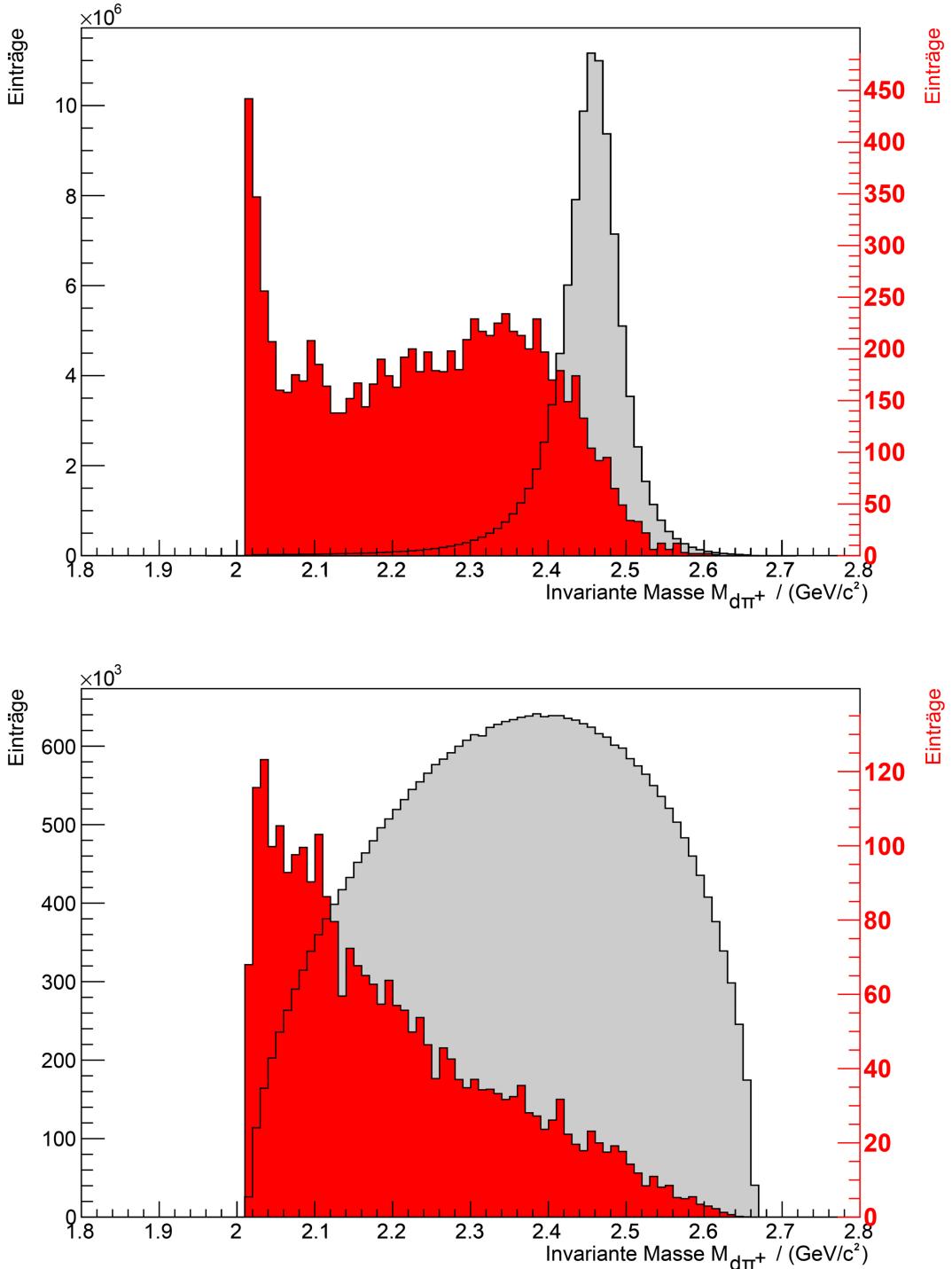


Abbildung 3.4: Phasenraumverteilungen der invarianten Massen des $d\pi^+$ -Systems für die Simulationen der Reaktion $pd \rightarrow dn\pi^+$ mit Spectatorkinematik (oben) bzw. Drei-Teilchen-Kinematik (unten). Zum Vergleich sind die generierten (grau) und akzeptierten Ereignisse (rot) dargestellt. Die Zahl der akzeptierten Ereignisse wurde zur besseren Sichtbarkeit unter Verwendung einer zweiten Skala (rechts) grafisch hochskaliert.

3.2 Flugzeitsimulationen zur Deuteronenidentifikation

Als Flugzeit (englisch: „Time-of-Flight“, ToF) wird die Zeitdauer bezeichnet, die ein Teilchen zum Zurücklegen einer bestimmten Wegstrecke benötigt. Leichte Teilchen, wie zum Beispiel Pionen, erreichen im Vergleich zu schweren Teilchen bei gleichem Impuls höhere Geschwindigkeiten und damit kürzere Flugzeiten. Wird im Positivdetektor ein Teilchen mit geringer Flugzeit, und koinzident ein Treffer im Vorwärtsdetektorsystem registriert, löst der Pd&FdOR-Trigger aus.

Zur Bestimmung der Cutgrenzen müssen die Ereignisse selektiert werden, bei denen es sich im Vorwärtsdetektor um ein Deuteron und im Positivdetektor um ein Pion handelt. Zur Überprüfung der Cuts wird die Dreiteilchen-Reaktion $pd \rightarrow dn\pi^+$ genutzt. Das nicht detektierte Neutron kann dazu über die Missing-Mass (Kap. 1.3.4) identifiziert werden.

In beiden Detektorsystemen wird der Untergrund größtenteils aus Protonen bestehen. Im Positivsystem wird der Protonenuntergrund bereits durch die Forderung des Triggers von kurzen Flugzeiten stark reduziert. Bei der Analyse der Daten wird zusätzlich ein Energieverlustcut eingesetzt (s. Kap. 3.3). Für eine erste Untergrundminderung im Vorwärtssystem wird eine Matrix der Trefferpositionen erstellt (Abb. 3.5).

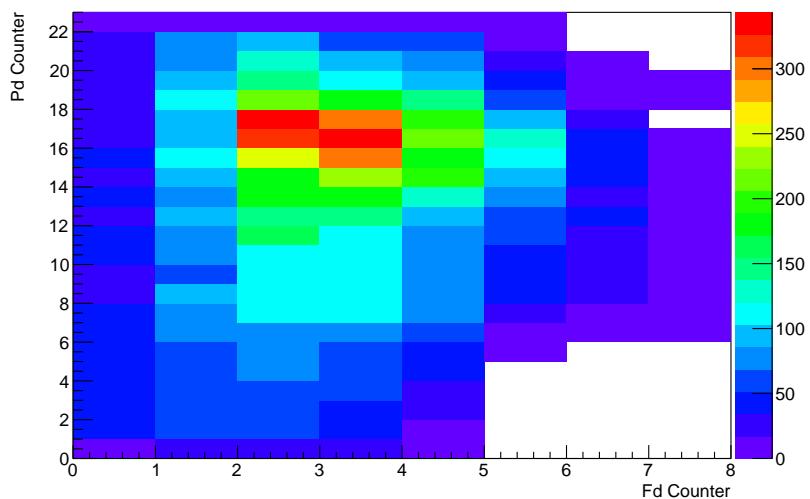


Abbildung 3.5: Matrixdarstellung der Trefferpositionen für simulierte Ereignisse der Reaktion $pd \rightarrow dn\pi^+$. Aufgetragen sind die Counternummern der jeweils ersten Lage des Vorwärts- (Fd) und Positivdetektors (Pd).

Die Abbildung zeigt die Kombinationen von Trefferpositionen der simulierten Ereignisse, bei denen das Deuteron im Vorwärts- und das Pion im Positivdetektor nachgewiesen wurde. Die meisten Ereignisse sind für Trefferkombinationen mit dem zweiten und dritten Counter des Vorwärtsdetektors zu erwarten. Für die Counter 6-7 werden nach Simulationen nur wenige, in einigen Bereichen sogar keine Treffer erwartet. Eine erste Verbesserung des Signal-zu-Untergrundverhältnis der späteren Analyse kann somit durch den Ausschluss der Counter 6-7 des Vorwärtsystems erreicht werden.

Eine Möglichkeit detektierte Deuteronen von Protonen zu unterscheiden bietet die ToF-Methode. Diese wird aus der gemessenen Flugzeit des Teilchens im Vorwärts- und des Teilchens im Positivdetektorsystem gebildet. Aufgrund der verschiedenen Massen von Proton und Deuteron besitzen die Teilchen bei gleichem Impuls unterschiedliche Geschwindigkeiten, was wiederum die Time-of-Flight beeinflusst.

Um zu überprüfen, wie gut mit dieser Methode zwischen den beiden Teilchen differenziert werden kann, werden Flugzeitsimulationen für die Reaktion $pd \rightarrow dn\pi^+$ sowie eine mögliche Vergleichsreaktion mit einem Proton und einem positiv geladenem Pion im Ausgangskanal durchgeführt. Als Vergleichsreaktion wird $pd \rightarrow pnn\pi^+$ genutzt, da das Proton einen ähnlichen Impulsbereich wie das Deuteron abdeckt.

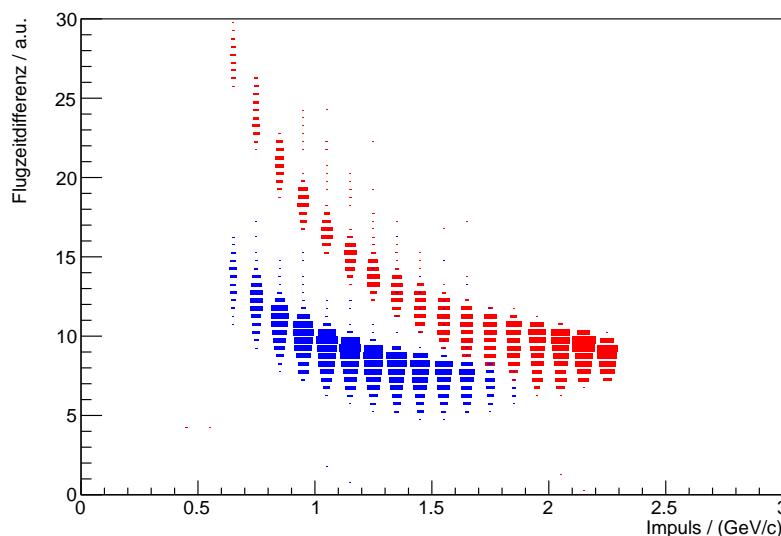


Abbildung 3.6: Flugzeitdifferenzen des Vorwärts- und Positivdetektors für Simulationen der Reaktionen $pd \rightarrow dn\pi^+$ (rot) und $pd \rightarrow pnn\pi^+$ (blau) aufgetragen gegen den Nukleonenimpuls.

In Abb. 3.6 ist die Differenz der Time-of-Flight im Vorwärts- und Positivdetektor gegen den Impuls des jeweiligen Nukleons aufgetragen. Die Darstellung zeigt zwei Bandstrukturen, die im Bereich kleiner Impulse klar voneinander getrennt werden können. Durch die Annäherung an die Lichtgeschwindigkeit sinkt die Flugzeitdifferenz mit steigendem Impuls und konvergiert erwartungsgemäß gegen einen festen Wert.

Aufgrund der zeitlichen Auflösung der Detektoren ist eine effektive Trennung der beiden Bänder bis zu einem Nukleonenimpuls von ungefähr $1,9 \text{ GeV}/c$ möglich. Die Deuteronen aus der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ werden in einem Impulsbereich von $1,3 \text{ GeV}/c$ bis $1,85 \text{ GeV}/c$ erwartet [Sch13]. Es sollte somit eine gute Trennung von Protonen und Deuteronen im interessanten Impulsbereich möglich sein.

3.3 Bestimmung der Cutgrenzen

Um aus den Energieverlustspektren Cutgrenzen für die Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ zu ermitteln, ist es notwendig das Deuteronenband von Ereignissen anderer Untergrundreaktionen mit Protonen zu bereinigen. In den vorigen Kapiteln wurde mit Hilfe von Simulationen gezeigt, dass für die Reaktionen $pd \rightarrow dn\pi^+$ und $pd \rightarrow pnn\pi^+$ eine gute Trennung zwischen Deuteronen und Protonen im Vorwärtsdetektor mittels der ToF-Methode mit Pionen im Positivsystem möglich ist.

In Abb. 3.7 ist der Energieverlust gegen den Impuls der mit dem Pd&FdOR-Trigger gewonnenen Daten der ersten Lage des Positivdetektorsystems dargestellt. Die Abbildung zeigt zwei sich mit steigendem Impuls annähernde Energieverlustbänder. Dabei handelt es sich um das abfallende Protonenband sowie das durch die kleine Masse geringere und leicht ansteigende Energieverlustband der positiv geladenen Pionen.

Außerdem ist ein Schnitt bei einem Impuls von ungefähr $0,5 \text{ GeV}/c$ zu erkennen, was ein Zeichen dafür ist, dass sich hier noch zusätzliche Ereignisse aus anderen Triggern befinden. Dies wird den vorhandenen Untergrund jedoch nur gering erhöhen.

Durch die Flugzeitforderung des Pd&FdOR-Triggers konnte der Protonenuntergrund im Positivsystem bereits verringert, jedoch nicht komplett ausgeschlossen werden. Um diesen weiter zu senken, wird ein Energieverlustcut verwendet. Dabei wird ausgenutzt, dass die leichten Pionen einen geringeren Energieverlust erzeugen. Der maximale Wert für den Energieverlust eines Teilchens im Positivdetektor wird so gelegt, dass möglichst viele Protonen und nur wenige Pionen verworfen werden.

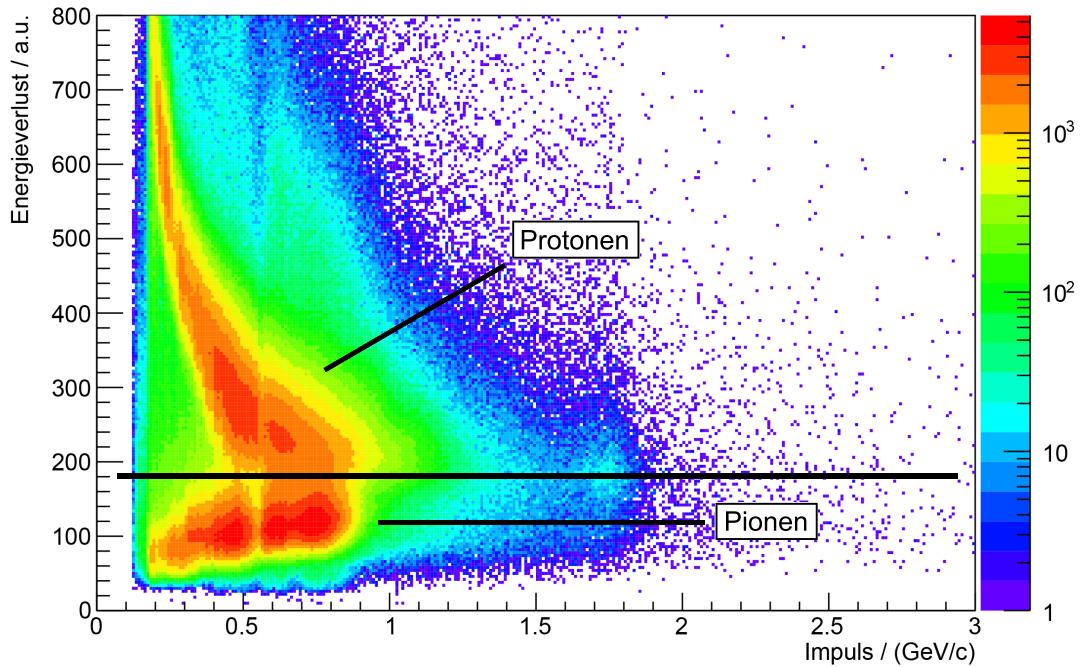


Abbildung 3.7: Energieverlust gegen Impuls der in der ersten Lage des Positivsystems gemessenen Teilchen. Zusätzlich ist der verwendete Pionencut mit einer schwarzen Linie eingezeichnet.

Nach Forderung eines Pions im Positivsystem wird ein Energieverlustdiagramm des Vorwärtsdetektorsystems erstellt (Abb. 3.8). Aufgrund der ermittelten Trefferpositionen (s. Kap. 3.2) der Reaktion $pd \rightarrow dn\pi^+$ wird die Prozedur zur Bestimmung der Cutgrenzen exemplarisch anhand des Counters 3 in der ersten Lage des Vorwärtsdetektors vorgestellt, da dort die höchste Zahl von gewünschten Ereignissen zu erwarten ist.

In Abbildung 3.8 ist bereits der typische, abfallende Verlauf des Deuteronbands über einem enormen Protonenuntergrund zu erkennen. Des Weiteren befinden sich eine Menge Ereignisse aus der pd -elastischen Streuung im Bereich des Strahlimpulses $p_{beam} = 2,09 \text{ GeV}/c$.

Die elastische Streuung kann durch eine Impulsgrenze unterdrückt werden. Dies stellt keine Einschränkung für die Analyse der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ dar, da sich der interessante Impulsbereich der Deuteronen von $1,3 \text{ GeV}/c$ bis $1,85 \text{ GeV}/c$ erstreckt. Zusätzlich werden zwei grobe Energieverlustcuts durchgeführt, die Ereignisse mit einem sehr niedrigen bzw. sehr großen Energieverlust ausschließen, um zum Beispiel den Pionenuntergrund zu verringern.

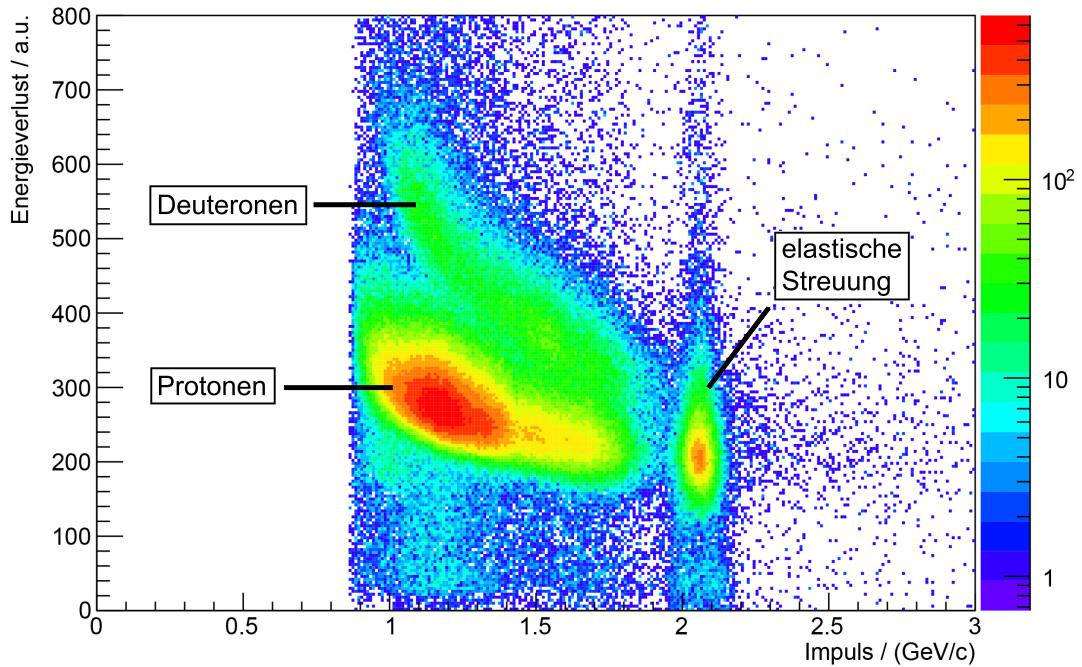


Abbildung 3.8: Energieverlust gegen Impuls der gemessenen Teilchen des Counters 3 der ersten Lage des Vorwärtssystems.

Abb. 3.9 zeigt das Energieverlustspektrum des Vorwärtssdetektors nach Verwendung eines oberen und unteren Energieverlustlimits und der Impulsgrenze. Auf den ersten Blick scheint es, als könnten an dieser Stelle Cutgrenzen zur Selektion der Deuteronen bestimmt werden.

Dazu wird üblicherweise nicht das ΔE - p -Spektrum genutzt, sondern das Produkt von Energieverlust ΔE und dem Quadrat der relativistischen Geschwindigkeit β^2 . Im betrachteten Impulsbereich ist der nach der Bethe-Bloch-Formel (2.1) berechnete Energieverlust proportional zu β^{-2} .

Unter der Annahme, dass es sich bei den Teilchen um Deuteronen handelt, ist das Produkt aus Energieverlust und β^2 demnach konstant (s. Abb. 3.10). In der Abbildung zeigt sich hingegen kein waagerechter Verlauf des Protonenbandes, was auf die falsche Berechnung der relativistischen Geschwindigkeit β mit der fälschlich angenommenen Deuteronenmasse zurückzuführen ist.

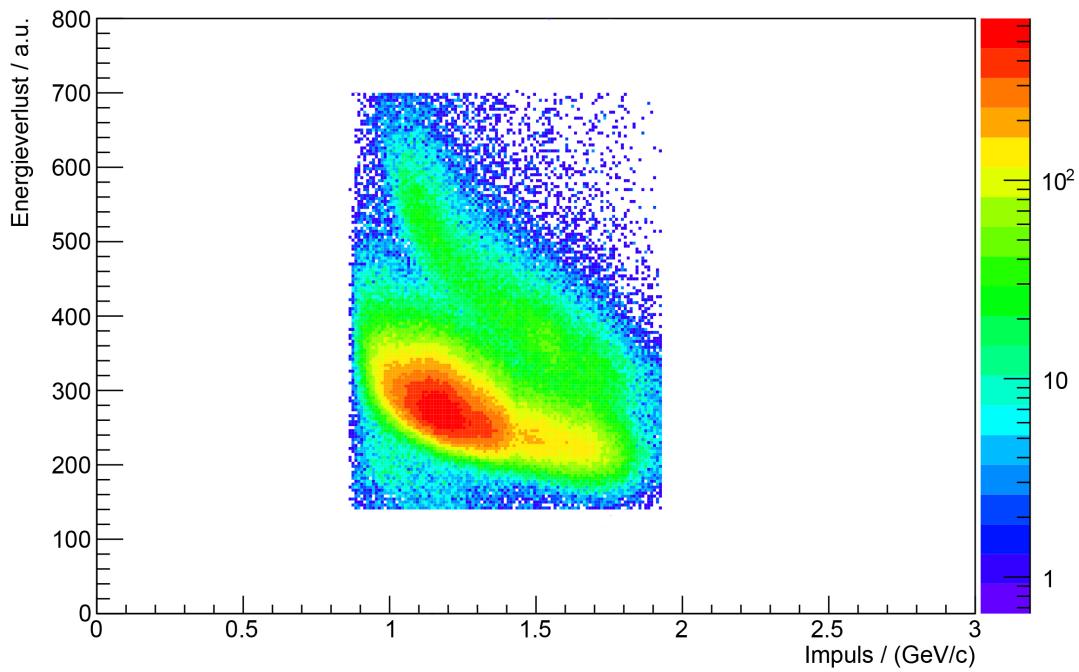


Abbildung 3.9: Energieverlust gegen Impuls der gemessenen Teilchen des Counters 3 der ersten Lage des Vorwärtssystems nach Anwendung der groben Energieverlustcuts sowie der Impulsgrenze.

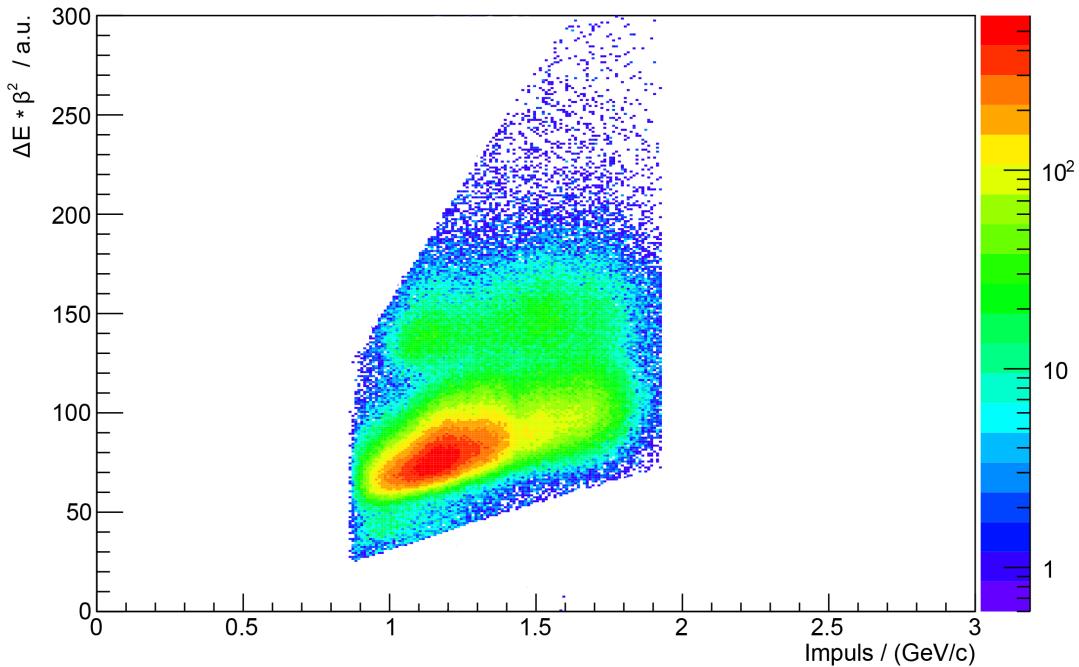


Abbildung 3.10: $\Delta E \cdot \beta^2$ der gemessenen Teilchen des Counters 3 der ersten Lage des Vorwärtssystems aufgetragen gegen den Nukleonenimpuls nach Anwendung der Energieverlustcuts und der Impulsgrenze.

Das $\Delta E \cdot \beta^2$ -Spektrum in Abb. 3.11 zeigt einen großen Protonenpeak mit einer kleinen Erhöhung bei höheren Werten durch die Deuteronen. Obwohl sich in Abb. 3.9 der Unterschied zwischen Deuteronen- und Protonenband für kleine Impuls erkennen lässt, ist noch keine eindeutige Eingrenzung des Deuteronenbands möglich. Eine Verbesserung lässt sich auch nicht durch die korrekte Bestimmung der Geschwindigkeit der Protonen und somit des β^2 erreichen. Durch die zu groß angenommene Protonenmasse wird eine geringere Geschwindigkeit berechnet. Für den Fall der richtigen Bestimmung des β^2 würde der Protonenpeak demnach stärker mit dem Deuteronenpeak überlagern. Es ist somit eine weitere Reduktion des Untergrunds notwendig, was mit Hilfe der ToF-Methode erreicht wird.

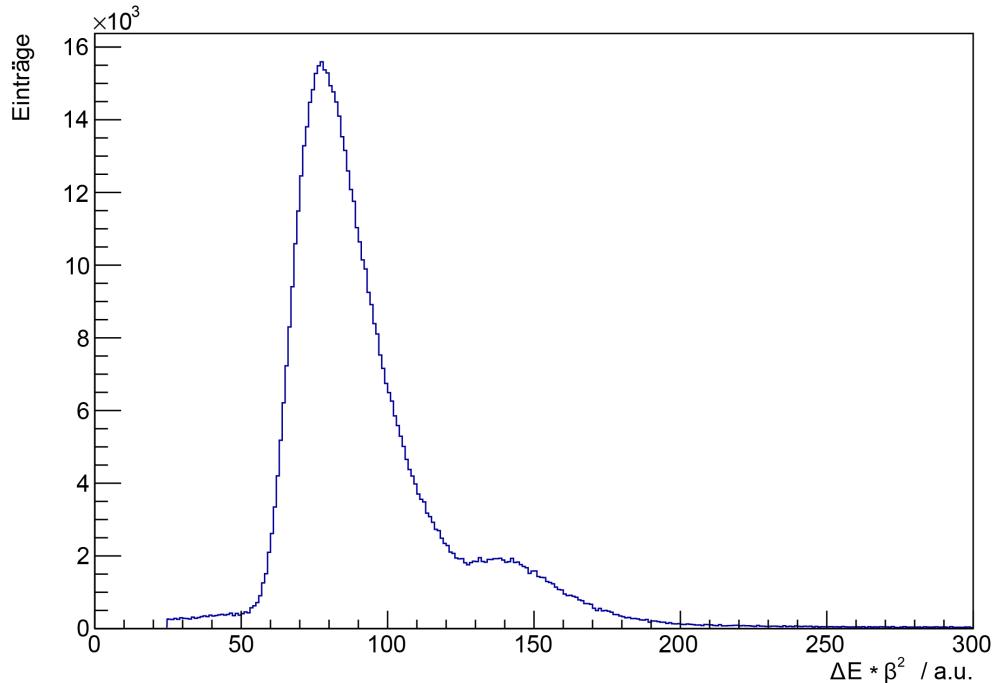


Abbildung 3.11: $\Delta E \cdot \beta^2$ -Spektrum der gemessenen Teilchen des Counters 3 der ersten Lage des Vorwärtssystems nach Anwendung der Energieverlustgrenzen und des Impulscuts.

In Abb. 3.12 ist die Flugzeitdifferenz der im Vorwärts- und Positivsystem gemessenen Teilchen gegen den Nukleonenimpuls aufgetragen. Bedingt durch die größere Masse besitzt das Deuteron im Vergleich zum Proton bei gleichem Impuls eine geringere Geschwindigkeit und damit eine höhere Time-of-Flight. In der Darstellung befindet sich das Deuteronenband demnach oberhalb der Protonen. Mit zwei linearen Cuts im Flugzeitpektrum als Ober- und Untergrenze wird der Protonenuntergrund stark unterdrückt.

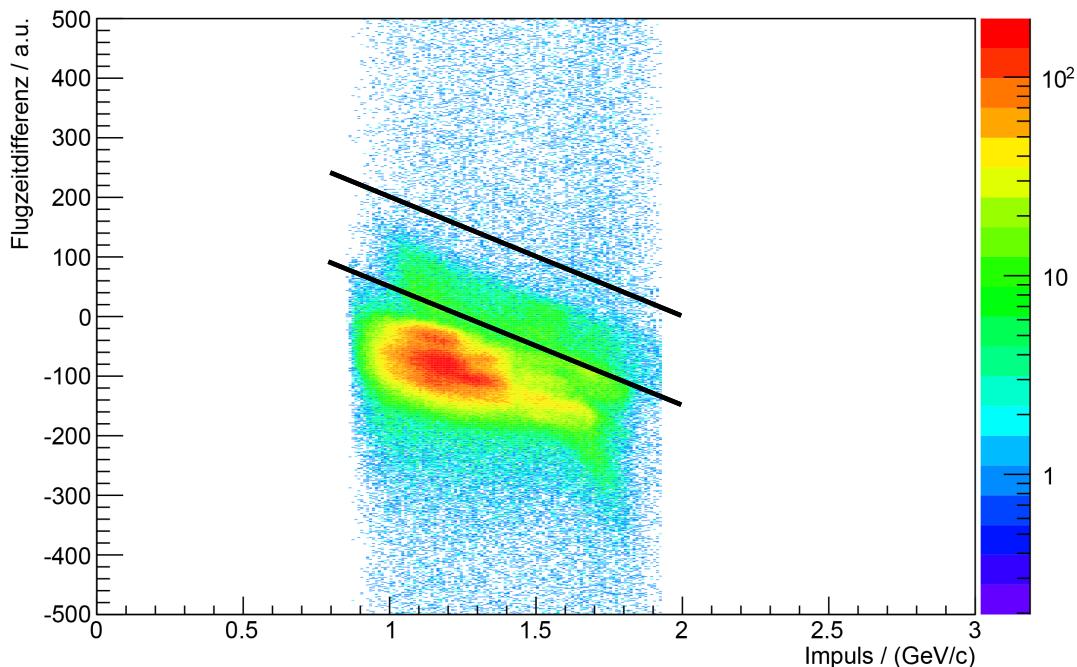


Abbildung 3.12: Flugzeitdifferenz der im Vorwärts- und Positivdetektor gemessenen Teilchen aufgetragen gegen den Nukleonenimpuls. Außerdem sind die zwei verwendeten Cutgeraden eingezeichnet.

Bei Betrachtung des Energieverlustdiagramms des Vorwärtsdetektors nach Anwendung der Selektionskriterien ist eine sehr gute Identifikation des Deuteronbandes möglich (s. Abb. 3.13). Hieraus lassen sich nun Cutgrenzen ermitteln, die zur Analyse der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ verwendet werden. Dazu wird das $\Delta E \cdot \beta^2$ -Spektrum der Teilchen im Vorwärtsdetektorsystem erstellt (Abb. 3.14).

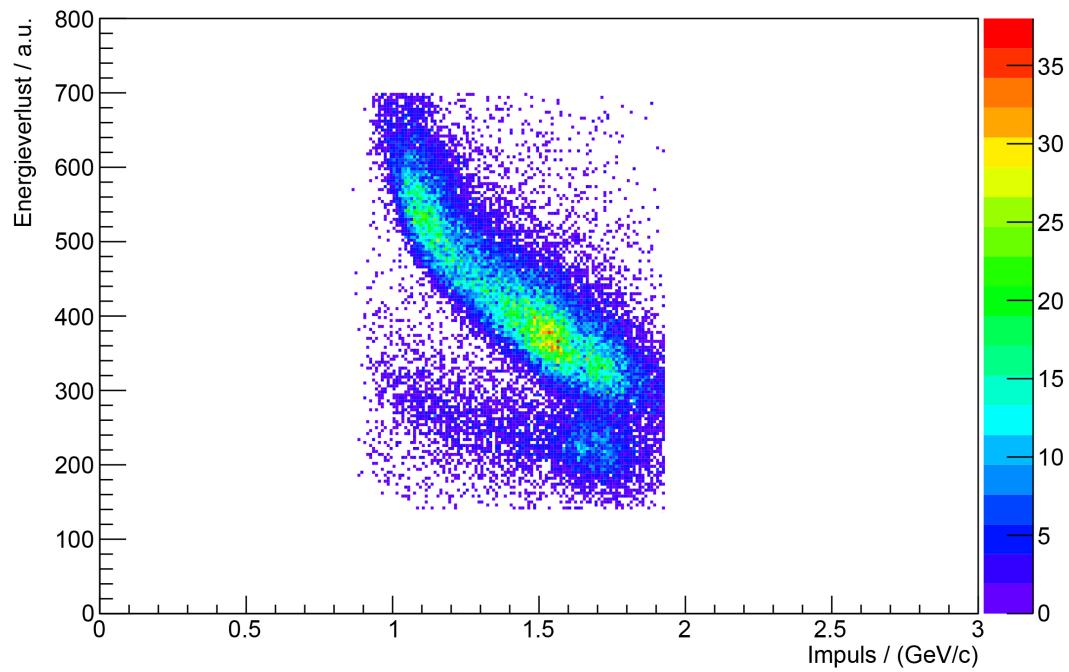


Abbildung 3.13: Energieverlustspektrum der gemessenen Daten des Counters 3 der ersten Lage des Vorwärtsdetektorsystems nach Anwendung der Flugzeitcuts.

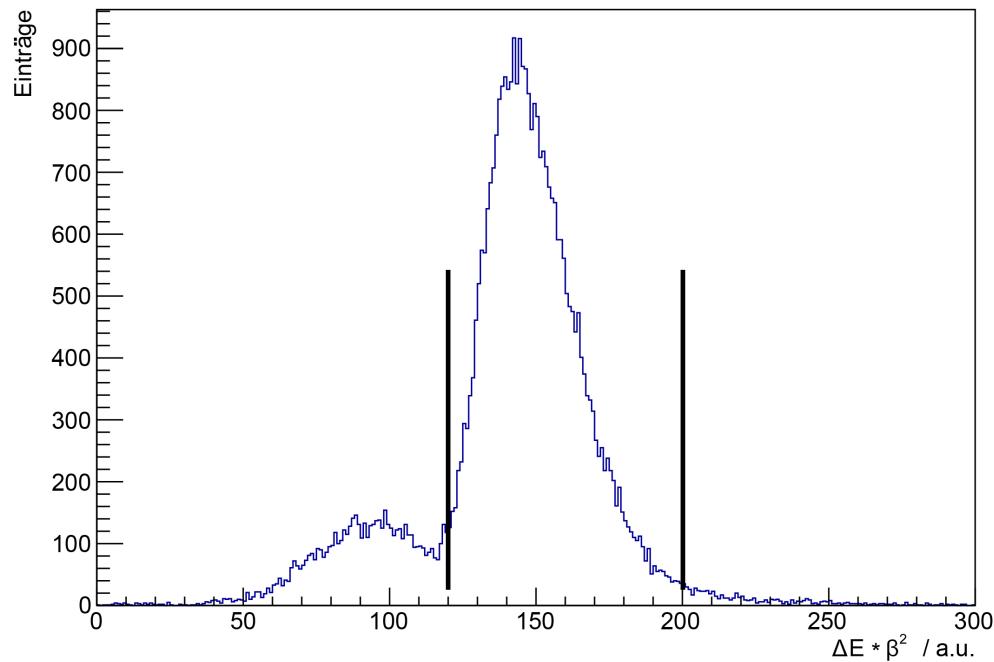


Abbildung 3.14: $\Delta E \cdot \beta^2$ -Spektrum der gemessenen Teilchen des Counters 3 der ersten Lage des Vorwärtsystems nach Anwendung der ToF-Methode. Zusätzlich sind die gewählten Cutgrenzen eingezeichnet.

Im Vergleich zu Abb. 3.11 zeigt sich ein stark ausgeprägter Deuteronenpeak neben einem äußerst geringen Protonenuntergrund. Zur Selektion der Deuteronen wird eine untere und obere Cutgrenze festgelegt. Für einen klaren Deuteronennachweis werden im Folgenden zunächst harte Cuts gewählt. Diese müssen später im Hinblick auf ein gutes Verhältnis zwischen Deuteronen und fehlidentifizierten Protonen verfeinert werden. In Abb. 3.15 ist das Energieverlustdiagramm nach Verwendung der ermittelten Cutgrenzen dargestellt. Innerhalb der Grenzen ist praktisch nur das Deuteronenband mit einem äußerst geringen Untergrund zu sehen. Die Missing-Mass-Verteilung (Abb. 3.16) zeigt einen abfallenden Verlauf im Bereich von $1,1 \text{ GeV}/c^2$ bis $1,6 \text{ GeV}/c^2$, wobei es sich größtenteils um Ereignisse aus anderen Reaktionen mit einem Deuteron im Endzustand handelt. Außerdem ist in der Missing-Mass-Verteilung ein Peak im Bereich der Neutronenmasse $m_n \approx 939,565 \text{ MeV}/c^2$ zu sehen. Dabei handelt es sich um Ereignisse der Reaktion $pd \rightarrow dn\pi^+$.

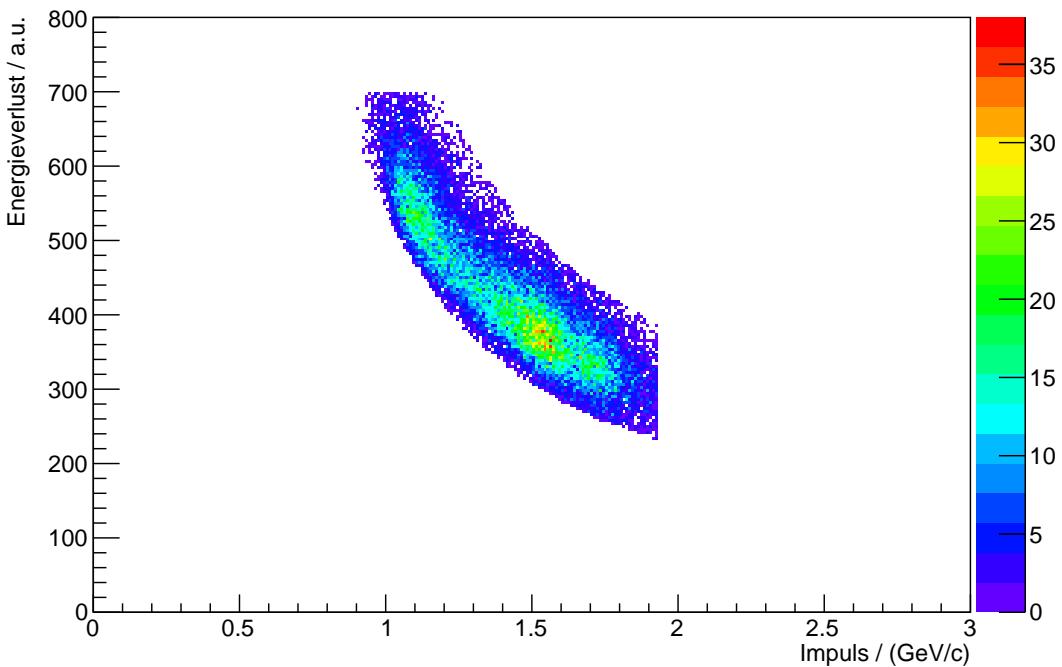


Abbildung 3.15: Energieverlust der gemessenen Teilchen des Counters 3 der ersten Lage des Vorwärtsdetektorsystems aufgetragen gegen den Nukleonenimpuls nach vollständiger Selektierung des Deuteronbandes.

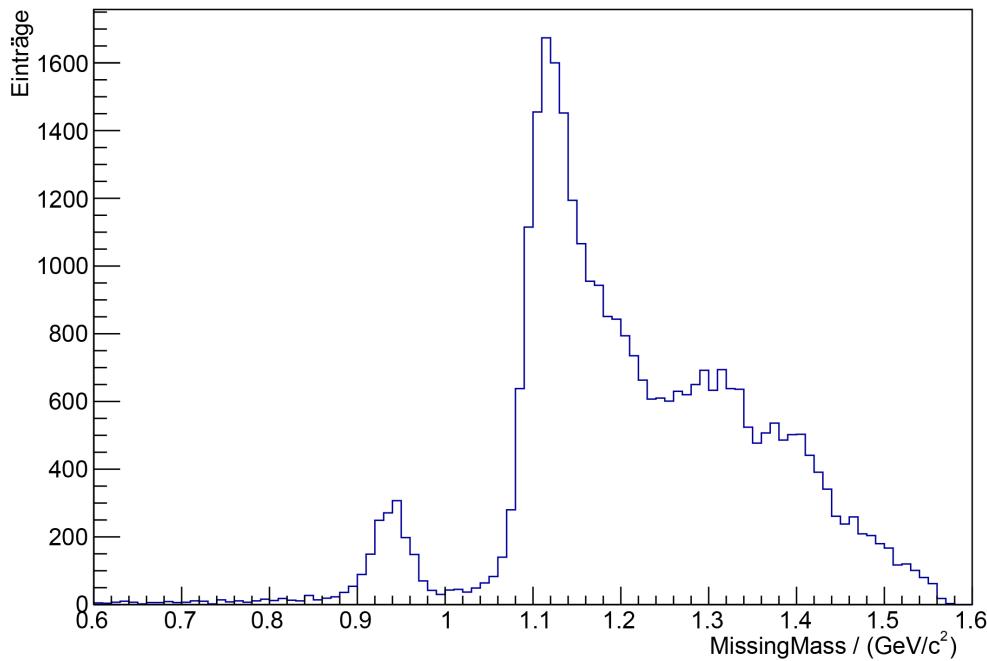


Abbildung 3.16: Missing-Mass-Verteilung nach Selektion des Pions im Positiv- und des Deuterons im Vorwärtsdetektorsystem.

Das Ziel einer korrekten Selektion sowohl von Pionen im Positiv- als auch Deuteronen im Vorwärtsdetektor, konnte exemplarisch für den Counter 3 der ersten Lage des Vorwärtssystems erreicht werden. Nach einer absoluten Kalibrierung der Counter ist damit die Lage des Deuteronenbandes auch in den anderen Countern bekannt. Die nachgewiesenen Deuteronen befinden sich in einem Impulsbereich von $0,9 \text{ GeV}/c$ bis $1,9 \text{ GeV}/c$ und überdecken somit den erwarteten Impulsbereich der Deuteronen aus der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ von $1,3 \text{ GeV}/c$ bis $1,85 \text{ GeV}/c$. Da der Energieverlust eines Teilchens im Detektormaterial lediglich von der Art des Teilchens und dessen Impuls bestimmt wird, können die ermittelten Cutgrenzen nun noch in Bezug auf das Verhältnis zwischen nachgewiesenen Deuteronen und fehlidentifizierten Protonen verbessert und anschließend bei der Analyse der Reaktion verwendet werden.

4 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit konnte eine verbesserte Deuteronenidentifikation in Proton-Deuteron-Kollisionen am ANKE-Experiment für die Analyse der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ durchgeführt werden. Zur Verminderung des Protonenuntergrunds und Selektion des Deuteronenbandes in Energieverlustdiagrammen wurden Cutgrenzen aus den mit dem Pd&FdOR-Trigger aufgenommenen Daten bestimmt.

Wie in Kap. 2.3 beschrieben wurde, fordert der Trigger einen Treffer im Vorwärtsdetektorsystem und ein Teilchen mit geringer Flugzeit im Positivdetektorsystem. Mit einem zusätzlichen Energieverlustcut wurde auf positiv geladene Pionen im Positivdetektor selektiert und die Flugzeitdifferenz zwischen diesen und dem Teilchen im Vorwärtsdetektor bestimmt. Schwere Deuteronen erreichen bei gleichem Impuls kleinere Geschwindigkeiten und somit höhere Flugzeiten im Vergleich zu den leichteren Protonen. Anhand von Simulationen wurde gezeigt, dass eine gute Trennung der beiden Teilchen mittels Flugzeitcut möglich ist.

Im Vorwärtsdetektorsystem konnte damit der größte Teil des Protonenuntergrundes unterdrückt werden. Die Energieverlustdiagramme im Vorwärtssystem zeigten anschließend ein klar zu erkennendes Deuteronenband auf einem minimalen Untergrund, sodass Cutgrenzen bestimmt werden konnten, innerhalb derer sich praktisch keine Protonen mehr befanden. Die korrekte Identifikation von Deuteron und Pion zeigte sich durch einen Peak im Missing-Mass-Spektrum im Bereich der Neutronenmasse von $m_n \approx 939,565 \text{ MeV}/c^2$, was einer Selektion der Reaktion $pd \rightarrow d\eta\pi^+$ entspricht. Die ToF-Methode erlaubt somit eine äußerst effektive Selektion der Deuteronen von anderen Teilchen.

Das Deuteronenband erstreckt sich dabei über einen Impulsbereich von $0,9 \text{ GeV}/c$ bis $1,9 \text{ GeV}/c$ und überdeckt den gesamten, interessanten Impulsbereich der Deuteronen aus der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ von $1,3 \text{ GeV}/c$ bis $1,85 \text{ GeV}/c$. Da der Energieverlust eines Teilchens im Detektormaterial unabhängig vom Reaktionsweg ist, konnten mit den vorgestellten Untersuchungen dieser Arbeit universelle Cutgrenzen zur Selektion der Deuteronen im Vorwärtsdetektorsystem für die vorliegende Strahlzeit ermittelt werden. Diese können nun auch bei der Analyse der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ verwendet werden.

Literaturverzeichnis

- [Bar01] S. BARSOV et al., Nucl. Instr. Metr. A 462, 364 (2001).
- [Bru97] R. BRUN et al., ROOT - An object oriented data analysis framework. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 389(1):81 (1997).
- [Kag00] M. A. KAGARLIS, Pluto++ A Monte Carlo simulation tool for hadronic physics. GSI Report (2000).
- [Kho99] A. KHOUKAZ et al., Eur. Phys. J. D 5, 275 (1999).
- [Kho12] A. KHOUKAZ et al., Measurement of the quasi-free $pn \rightarrow d\eta$ cross section at ANKE (2012), http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/anke/proposal/Proposal_211_pndeta.pdf (29.08.2013).
- [Lac81] M. LACOMBE et al., Physics Letters 101B, 139 (1981).
- [Leh03] I. LEHMANN, ω Meson Production in the $pn \rightarrow d\omega$ at ANKE, Dissertation, Universität Köln (2003).
- [Mai97] R. MAIER et al., Nucl. Phys. A 626, 395c (1997).
- [Mer07] T. MERSMANN, Untersuchung der Wechselwirkung zwischen η -Mesonen und ^3He -Kernen am Experimentaufbau ANKE, Dissertation, Universität Münster (2007).
- [Mus04] A. MUSSGILLER, A New Geant4 based Simulation Framework for ANKE (2004), http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/anke/annual/annual_reports/04/IKP2_AR_mussgill_Anke_Simulation_V0.pdf (08.08.2013).
- [Mus07] A. MUSSGILLER, Identification and Tracking of Low Energie Spectator Protons, Dissertation, Universität Köln (2007).
- [Pap08] M. PAPENBROCK, Luminositätsbestimmung und Untersuchung des $^3\text{He}\pi^0$ -Reaktionskanals bei d-p-Streuexperimenten am Experimentaufbau ANKE, Diplomarbeit, Universität Münster (2008).
- [Pap13] M. PAPENBROCK, Private Kommunikation (2013).

- [Que97] C. A. QUENTMEIER, Aufbau eines Clustertargets und systematische Untersuchungen zur Clusterproduktion, Diplomarbeit, Universität Münster (1997).
- [Sch12] D. SCHRÖER, Strahlzeitvorbereitungen zur Untersuchung der schwellennahen Produktion von η -Mesonen in der quasifreien Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ bei ANKE, Diplomarbeit, Universität Münster (2012).
- [Sch13] D. SCHRÖER, Private Kommunikation (2013).

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Bachelorarbeit beigetragen haben.

Als erstes möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. A. Khoukaz bedanken, der es mir ermöglichte dieses sehr interessante Thema in dieser Arbeit zu behandeln. Besonders bedanke ich mich für die Unterstützung bei allen offenen Fragen und den durchgehend freundlichen Umgang.

Meinem Betreuer, Herr D. Schröer, für die stets positive, motivierende Einstellung und den vielen weiterführenden Ideen bei allen von mir erzeugten Problemen. Vielen Dank für die unendliche Geduld vor allem bei den gegen Ende gehäuften Fragen sowie den enormen Zeitaufwand, den nicht zuletzt auch das Korrekturlesen meiner Arbeit mitbrachte.

Weiterer Dank gilt der gesamten Arbeitsgruppe für die freundliche Aufnahme und die angenehme Arbeitsatmosphäre. Dazu zählen F. Bergmann, K. Demmich, C. Fritzsch, S. Grieser, A.-K. Hergemöller, N. Hüsken, E. Köhler, M. Mielke, M. Papenbrock und A. Täschner. Danke auch für die kurze und trotzdem spannende Zeit am Forschungszentrum Jülich.

Vielen herzlichen Dank auch an meine Familie, die mich trotz eigener Probleme während des gesamten Studiums unterstützt hat.

Meiner Freundin Ramona möchte ich dafür danken, dass sie in den vergangen Monaten immer zu mir gehalten hat und es geschafft hat mich selbst in Momenten größter Frustration wieder aufzubauen.

Eidesstattliche Erklärung

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

Münster, Oktober 2013

.....
(Marcel Rump)