η-Mesonenproduktion in der Reaktion $pd \rightarrow {}^{3}He\eta$ am Experiment COSY-11

von
Heinz - Hermann Adam

Diplomarbeit

in

Experimenteller Physik

angefertigt am

Institut für Kernphysik

der

Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

bei

Professor Dr. R. Santo

März 2000

η-Mesonenproduktion in der Reaktion $pd \rightarrow {}^{3}He\eta$ am Experiment COSY-11

von
Heinz - Hermann Adam

Diplomarbeit

in

Experimenteller Physik

angefertigt am

Institut für Kernphysik

der

Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

bei

Professor Dr. R. Santo

März 2000

Even logic must keep way to physics.
Spock in „Star Trek VI: The Undiscovered Country“

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung 1

2 Die Reaktion pd $\rightarrow$ ^{3}He η 3

2.1 Das η-Meson 3
2.2 Die η-Produktion 5
2.3 Die Reaktionsmodelle 7
2.3.1 Das Resonanzmodell 7
2.3.2 Das Zwei-Stufen-Modell 8

3 Das COSY-11-Experiment 11

3.1 Der Speicherring COSY 13
3.2 Das Clustertarget 13
3.2.1 Die Clusterquelle 14
3.2.2 Der Auffänger 16
3.3 Die Vakuumkammer 17
3.4 Das Detektorsystem 17
3.4.1 Die Driftkammern D1 und D2 17
3.4.2 Das Szintillatorhodoskop S1 19
3.4.3 Die Szintillatorwand S3 19
3.4.4 Der Monitorszintillator 20
3.4.5 Der Monitorpaddetektor (S5) 20
3.5 Das Datenaufnahmesystem 21

4 Datenanalyse 23

4.1 Trigger 23
4.1.1 Der ^{3}He-Trigger 25
4.1.2 Der Trigger für die elastische Streuung 26
4.1.3 Der Tritium-π^+-Trigger 26
4.1.4 Weitere Trigger 27
4.2 ^{3}He-Identifikation 27
4.3 *Missing mass*-Analyse 31
4.4 Winkelverteilung 32
4.5 Untergrundreaktionen 35
4.6 Elastische Proton-Deuteron-Streuung 37
4.7 Wirkungsquerschnitt 47
4.7.1 Ereignisselektion 47
4.7.2 Akzeptanz 48
4.7.3 Integrierte Luminosität 49

5 Ergebnisse 53

6 Zusammenfassung und Ausblick 59

Anhang 61

A.1 Kinematik 61
A1.1 Schwerpunktsimpuls 61
A1.2 Streuwinkel im Schwerpunktsystem 62
A1.3 Impulsübertrag 62
A1.4 Strahlimpuls und kinetische Energie 62
A1.5 Q-Wert 63
A1.6 Streuamplitude und absoluter Wirkungsquerschnitt 63
A.2 Fehlerrechnung und statistische Methoden 63
A2.1 Bestwertbestimmung 63
A2.2 Bestimmung der integrierten Luminosität 64
A2.3 Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnitts pd $\rightarrow {}^{3}$He η 64

Literaturverzeichnis 65

Tabellenverzeichnis 67

Abbildungsverzeichnis 69

1 Einleitung

Die schwellennahe Produktion von Mesonen in Nukleon-Nukleon-Stoßprozessen erlaubt die Untersuchung der Reaktionsmechanismen in einfachen, elementaren Zwei-Teilchen-Reaktionen im Gegensatz zu den komplizierten hochenergetischen Viel-Teilchen-Reaktionen bei Kern-Kern-Stößen.

Die Schwellennähe birgt außerdem den Vorteil geringer Relativimpulse der auslaufenden Teilchen und somit eine lange Wechselwirkungsdauer. Daher sind Endzustandswechselwirkungen (*final state interaction, FSI*) bei schwellennahen Prozessen von großer Bedeutung. Untersucht werden können dabei je nach Reaktion Meson-Meson-, Meson-Baryon-, oder Baryon-Baryon-Systeme.

Beim Übergang von den elementaren Stoßprozessen in z.B. pp-Reaktionen zu Viel-Teilchen-Reaktionen mit schweren Kernen, wie z.B. Blei, ist der „einfachste“ Fall das Deuteron mit zwei Nukleonen (p, n) als Target. Hierbei sind zwei Möglichkeiten denkbar: Zum einen: Es findet eine Reaktion mit nur einem der beiden Deuteronnukleonen statt, das zweite ist lediglich ein Beobachter (*spectator*) der Reaktion. Zum anderen ist ein Zwei-Stufen-Prozess möglich, in den beide Nukleonen des Deuterons involviert sind.

Nahe der Schwelle ändern sich die Akzeptanz und der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion dramatisch in einem sehr kleinen Energie-/Impulsintervall, so daß neben einer genauen Kenntnis der benutzten Beschleunigerenergie eine hohe Impulsschärfe notwendig ist, um den schwellennahen Bereich einer Reaktion genau vermessen zu können.

Ein stochastisch gekühlter Protonenstrahl aus einem Hochpräzisions-Beschleuniger, wie z.B. COSY[1] am Forschungszentrum Jülich, in Verbindung mit einem Wasserstoff- oder Deuteriumclusterstrahl als Target bietet hohe Luminosität bei einem minimierten Untergrund von Sekundärreaktionen mit Nicht-Targetteilchen und hoher Impulsschärfe, sowie genau bestimmter Strahlenergie.

1. COoler SYnchroton

In der vorliegenden Arbeit wird die Produktion des η-Mesons in der Reaktion $pd \rightarrow {}^3He\,\eta$ bei einem Q-Wert von 10.8 MeV ($p_{\eta\text{-Schwelle}}$ = 1.572 GeV/c, p_{Strahl} = 1.593 GeV/c) am COSY-11-Experiment untersucht. Diese Reaktion ist deshalb besonders interessant, weil mit ihr zwei konkurrierende Modelle zur η-Produktion getestet werden können. Dabei handelt es sich um das sogenannte Resonanzmodell [4], [1], beschrieben in Abschnitt 2.3.1, und das Zwei-Stufen-Modell [2], [3], beschrieben in Abschnitt 2.3.2.

Bisherige Messungen an COSY (GEM) [4], [1], CELSIUS (WASA-PROMICE) [5] und SATURNE (SPES2) [6] konnten noch keine eindeutige Aussage für oder wider eines der beiden Modelle machen. Bei COSY-GEM existiert bisher nur ein Datenpunkt bei $Q = 49.3\,\text{MeV}$, der mit dem Resonanzmodell in Einklang steht. Die Ergebnisse von WASA-PROMICE sind bisher nur vorläufig und können daher noch nicht eingeschätzt werden. Die Datenpunkte der SPES2-Kollaboration reichen nur bis zu einem Q-Wert von $7\,\text{MeV}$ und werden durch das Zwei-Stufen-Modell gut beschrieben. Weitere Messungen nahe der Schwelle sind also zur Klärung notwendig.

Die COSY-11-Kollaboration plant daher Messungen bei einem Q-Wert im Bereich von 0 bis 50 MeV. Der in dieser Arbeit ermittelte Wirkungsquerschnitt bei Q = 10.8 MeV ist hierbei ein erster Schritt, weitere Daten für Q = 40 MeV stehen zur Analyse bereit. Außerdem sind Messungen zur Reaktion $pd \rightarrow {}^3He\,\eta'$ vorgesehen bzw. bereits vorgenommen worden.

2 Die Reaktion pd $\rightarrow$ ^{3}He η

2.1 Das η-Meson

Mesonen sind Hadronen mit ganzzahligem Gesamtdrehimpuls im Unterschied zu den Baryonen mit halbzahligem Gesamtdrehimpuls. In einfachster Darstellung des Quarkbildes handelt es sich bei Mesonen anschaulich um Quark-Antiquark Paare ($q\bar{q}$), die man gemäß ihrer Quantenzahlen z.B. in pseudoskalare (J=0, Quark-Antiquark mit entgegengesetztem Spin) und Vektormesonen (J=1, Quark-Antiquark mit gleichgerichtetem Spin) einteilen kann.

	u	**d**	**s**
$\bar{\mathbf{u}}$	π^0, η, η'	π^-	K^-
$\bar{\mathbf{d}}$	π^+	π^0, η, η'	$\overline{K}^0$
$\bar{\mathbf{s}}$	K^+	K^0	η, η'

Tabelle 2.1 Quarkinhalt der pseudoskalaren Mesonen

Der Begriff *pseudo*skalar resultiert aus der negativen Eigenparität der Mesonen mit verschwindendem Spin. Neben η und η' gehören zu den pseudoskalaren Mesonen auch die Kaonen (K^+, K^-, K^0, $\overline{K}^0$) und die Pionen (π^+, π^-, π^0); sie werden in der SU(3)[1] in einem Oktett und einem Singulett angeordnet. Singulett und Oktett werden häufig gemeinsam als Nonett der pseudoskalaren Mesonen dargestellt (Abb. 2.1).

1. dreidimensionale Spezielle Unitäre Gruppe

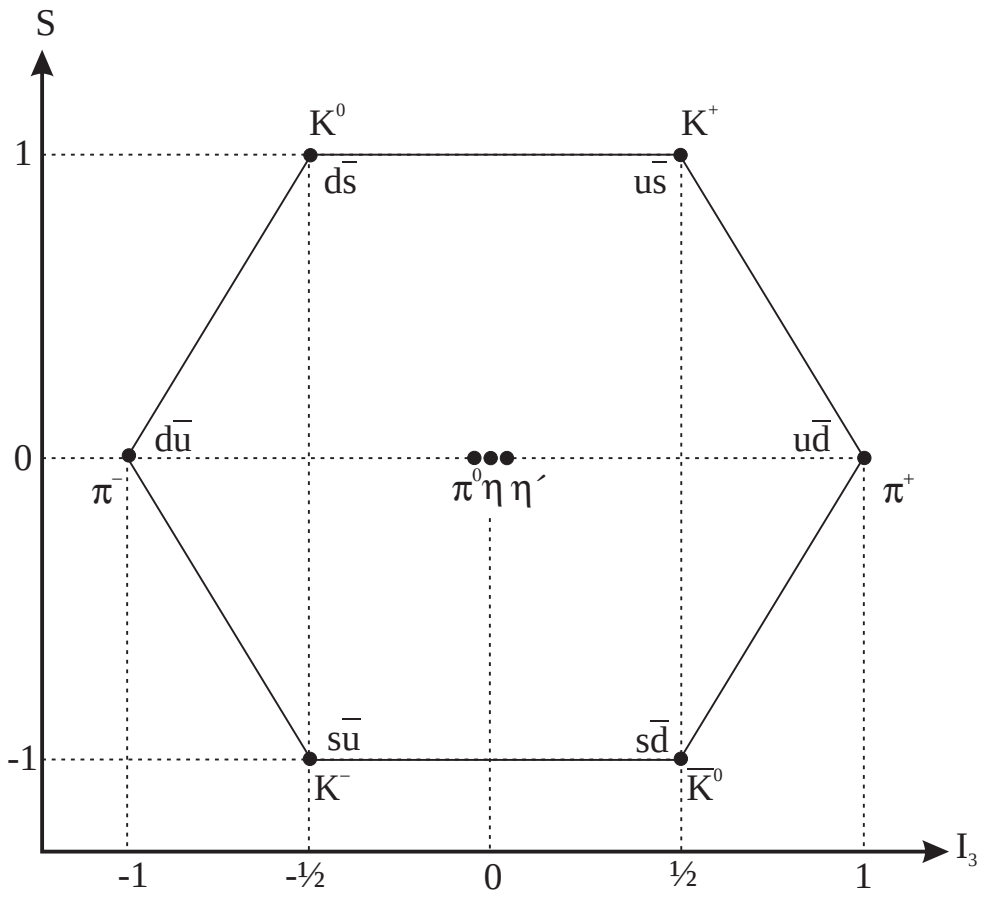

Abbildung 2.1 SU(3)-Nonett der pseudoskalaren Mesonen

	J^P	I	I_3	S	C	Masse [MeV/c^2]	Lebensdauer/Breite
π^0	0^-	1	0	0	+1	134.9766 ± 0.0006	$(8.4 \pm 0.6)\cdot 10^{-17}$ s
π^+	0^-	1	+1	0		139.57018 ± 0.00035	$(2.6033 \pm 0.0005)\cdot 10^{-8}$ s
π^-	0^-	1	−1	0		139.57018 ± 0.00035	$(2.6033 \pm 0.0005)\cdot 10^{-8}$ s
K^+	0^-	1/2	+1/2	+1		493.677 ± 0.013	$(1.2386 \pm 0.0024)\cdot 10^{-8}$ s
K^-	0^-	1/2	−1/2	−1		493.677 ± 0.013	$(1.2386 \pm 0.0024)\cdot 10^{-8}$ s
K^0_L	0^-	1/2	−1/2	+1		497.672 ± 0.031	$(5.17 \pm 0.04)\cdot 10^{-8}$ s
K^0_S	0^-	1/2	+1/2	−1		497.672 ± 0.031	$(0.8934 \pm 0.0008)\cdot 10^{-10}$ s
η	0^-	0	0	0	+1	547.3 ± 0.12	1.18 ± 0.11 keV/c^2
η′	0^-	0	0	0	+1	957.78 ± 0.14	0.0203 ± 0.016 MeV/c^2

Tabelle 2.2 Eigenschaften und Quantenzahlen der pseudoskalaren Mesonen. (J: Spin, P: Parität, I: Isospin, I_3: 3.-Komponente des Isospin, S: Strangeness, C: C-Parität) [7]

Die physikalischen Teilchen η und η′ werden als Mischung des SU(3)-Singulettzustandes η_1 und des SU(3)-Oktettzustandes η_8 beschrieben (Gl. 2.2), die aus den Wellenfunktionen der einfachen ($u\bar{u}$), ($d\bar{d}$) und ($s\bar{s}$) Quark-Antiquark-Kombinationen gebildet werden (Gl. 2.1).

$$\eta_1 = \frac{(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})}{\sqrt{3}} \qquad \eta_8 = \frac{(u\bar{u} + d\bar{d} + 2s\bar{s})}{\sqrt{6}} \tag{2.1}$$

$$\eta = \eta_8 \cos\Theta - \eta_1 \sin\Theta \qquad \eta' = \eta_8 \sin\Theta - \eta_1 \cos\Theta \tag{2.2}$$

Der Mischungswinkel Θ beträgt dabei (-15.5 ± 1.3)° [8].

Das η-Meson entspricht also im wesentlichen dem SU(3)-Oktett η_8, während das η´ im wesentlichen dem Singulett η_1 entspricht.

Zerfallskanal	Anteil
2γ	(39.21 ± 0.34) %
$3\pi^0$	(32.2 ± 0.4) %
$\pi^+\pi^-\pi^0$	(23.1 ± 0.5) %
$\pi^+\pi^-\gamma$	(4.77 ± 0.13) %

Tabelle 2.3 Zerfallskanäle des η-Mesons [7]

Das η-Meson zerfällt über verschiedene Kanäle in Pionen und γ-Quanten, die jedoch mit dem COSY-11-Detektorssystem im Falle der γ und π^0 gar nicht und bei den geladenen π-Mesonen , aufgrund der geringen geometrischen Akzeptanz, nur mit sehr geringer Effizienz nachgewiesen werden können. Durch den Nachweis des ^{3}He, dessen Viererimpulsvektor rekonstruierbar ist, kann aber das η bzw. dessen Masse in der Reaktion pd → ^{3}He η durch das *missing mass*-Verfahren (Abschnitt 4.3) aus dem Viererimpuls des fehlenden Teilchens bestimmt werden.

2.2 Die η-Produktion

Die η-Produktion wurde bereits in Proton-Proton-Reaktionen z.B. an den Beschleunigern CELSIUS [9], COSY [10] und SATURNE [11], [12], [13] untersucht. Die bei COSY-11 ermittelten Wirkungsquerschnitte reihen sich dabei sehr gut in die Daten anderer Experimente ein. Bei der Reaktion pp → pp η verläuft die Erzeugung des η-Mesons über Anregung und Zerfall der Nukleonresonanz N*(1535), auf die im Folgenden noch eingegangen wird.

Bei der Verwendung von Targets mit mehreren Nukleonen besteht die Möglichkeit, weitere Reaktionsprozesse zur η-Erzeugung zu untersuchen. Das einfachste Mehr-Nukleonen-Target stellt das Deuteron dar.

Die η-Produktion in der genannten Reaktion zeigt nahe der Schwelle einige Besonderheiten, die zunächst nicht in das bei der pp-Streuung benutzte Reaktionsmodell passen. Die Größe der Streuamplitude f (Gl. 2.3) ist in der pd-Reaktion nahe der Schwelle vergleichbar der bei der π^0-Produktion via pd→^{3}He π^0 nahe der entprechenden Schwelle, obwohl der Impulsübertrag wesentlich größer ist [14].

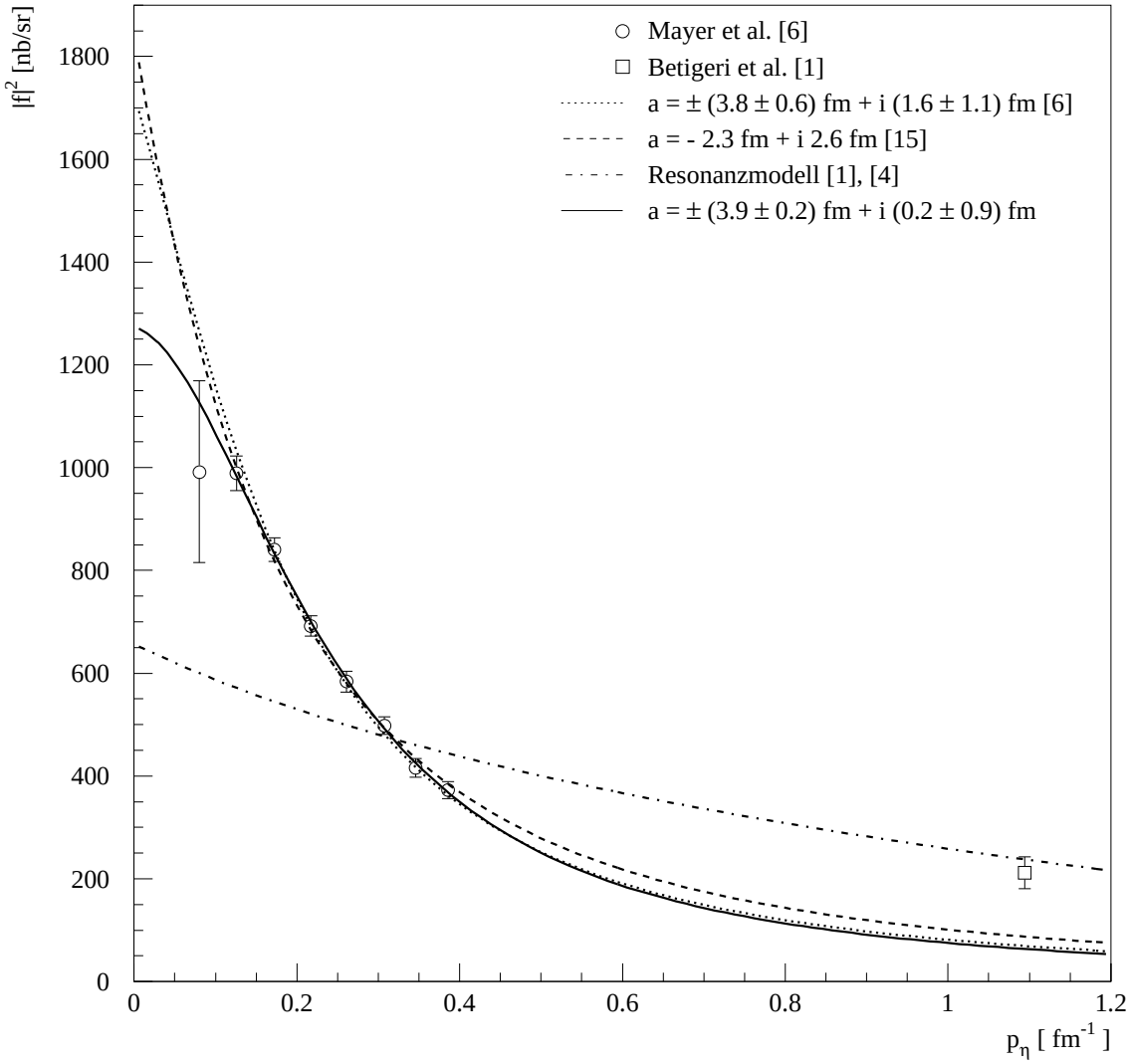

Abbildung 2.2 Betragsquadrat der Streuamplitude nahe der Reaktionsschwelle. Folgende Fits basieren auf dem Zwei-Stufen-Modell: Die gestrichelte Linie ist auf der Basis der Streulänge aus einem optischen Potential für ^{3}He η berechnet worden, die gepunktete Linie stellt einen Fit der Streulänge an die Daten dar, die durchgezogene ist ein neuer Fit[1] der Streulänge an die Daten. Der Verlauf laut Resonanzmodell ist strichpunktiert eingezeichnet.

Außerdem fällt das Betragsquadrat der Streuamplitude oberhalb der Schwelle ($\Delta p_\eta^* = 0.38\ \mathrm{fm}^{-1}$) um etwa einen Faktor drei ab (Abb. 2.2).

Nahe der Reaktionschwelle ist es wichtig, bei Berechnungen und Auswertung nur die Masse des ^{3}He-Kernes (2.808392 GeV/c) zu berücksichtigen. Benutzt man die Masse des ^{3}He-Atoms inklusive der beiden Hüllenelektronen, so führt der Fehler von ~ 1 MeV bei der starken Energieabhängigkeit in der schwellennahen Region bereits zu einem merklichen Fehler im Wirkungsquerschnitt.

2.3 Die Reaktionsmodelle

Derzeit stehen zwei Reaktionsmodelle zur Beschreibung der η-Produktion in Proton-Deuteron-Reaktionen zur Verfügung. Zum einen das bereits erwähnte Resonanzmodell, zum anderen ein Zwei-Stufen-Modell, bei dem ein Doppelstreumechanismus in Verbindung mit einer starken Endzustandswechselwirkung den experimentell gefundenen Verlauf von Wirkungsquerschnitt und Streuamplitude bei Q < 7 MeV beschreibt. Mayer et al. beobachteten hierbei am SATURNE eine isotrope Winkelverteilung [6], während Betigeri et al., die das Resonanzmodell favorisieren, an COSY-GEM von einer vorwärtsgerichteten Winkelverteilung berichten [1].

2.3.1 Das Resonanzmodell

Im Resonanzmodell wird das η-Meson durch den Zerfall der S_{11}-Resonanz gemäß $N^*(1535) \rightarrow N\ \eta$ erzeugt. Die Resonanz wird angeregt durch den Austausch eines virtuellen Pions zwischen Strahlproton und Targetnukleon. Das ^{3}He schließlich entsteht durch Fusion des Zerfallnukleons und der Targetnukleonen. Die beiden Möglichkeiten für diesen Prozeß sind in Abb. 2.3 dargestellt. Am Beispiel des π^--Austausches beschrieben sieht der Reaktionsablauf wie folgt aus: Das Neutron des Targetdeuterons tauscht, unter Bildung eines Protons und der N*-Resonanz, mit dem Strahlproton ein π^- aus, während das Targetproton lediglich ein Zuschauer bei der Anregung ist. Die N*-Resonanz zerfällt in das η und ein Neutron, das gemeinsam mit den beiden Protonen das ^{3}He bildet. Analog läuft die

1. Dazu wurde die Streuamplitude aus den Wirkungsquerschnitten von [6] unter Benutzung der ^{3}He-Masse aus Tabelle 4.1 berechnet. Dies führt zu deutlichen Abweichungen in $|f|^2$ nahe der Schwelle ($p_\eta < 0.1\ \mathrm{fm}^{-1}$). Für höhere p_η weicht der neue Fit nur geringfügig von dem in [6] bestimmten ab.

Reaktion über den Austausch eines π^0 zwischen Targetproton und Strahlproton ab (Abb. 2.3, rechts).

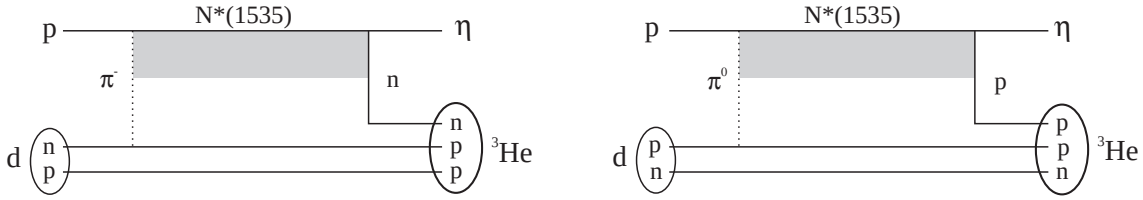

Abbildung 2.3 Beschreibung der Reaktion pd→^{3}He η durch das Resonanzmodell

Neben dem Zerfall in η und Nukleon (30-55%), zerfällt das $N^*(1535)$ auch in Nukleon und Pion (35-55%) und Nukleon und zwei Pionen (1-10%), die weiteren Zerfallskanäle sind vernachlässigbar [7]. Der auf dem Resonanzmodell basierend berechnete Verlauf des Wirkungsquerschnittes [1] für die Reaktion pd → ^{3}He η ist in Abb. 2.5 dargestellt.

2.3.2 Das Zwei-Stufen-Modell

Das Zwei-Stufen-Modell, vorgeschlagen von Kilian und Nann [2], beschreibt die η-Produktion durch einen zweistufigen Prozeß, bei dem zunächst das Strahlproton mit dem Proton des Targetdeuterons wechselwirkt und ein Pion erzeugt. Im zweiten Schritt wechselwirkt das Pion mit dem Neutron des Targetdeuterons und erzeugt das η.

1. Schritt:	p	+ p	→	d	+ π^+	
2. Schritt:	π^+	+ n	→	p	+ η	
Gesamt:	p	+ d	→	^{3}He	+ η	

Das ^{3}He entsteht durch Fusion des in Schritt 1 bzw. 2 entstandenen Deuteron und Proton.

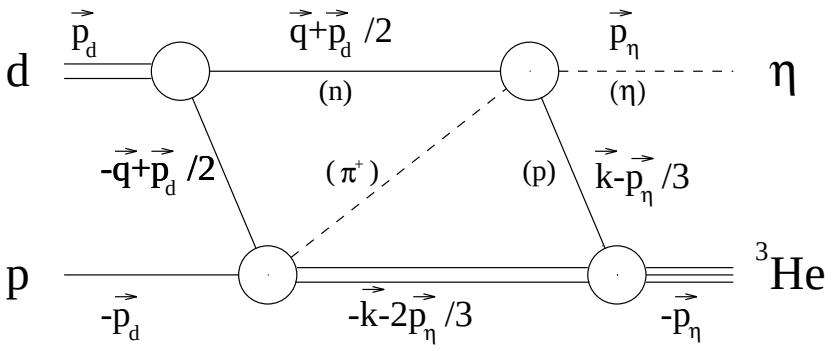

Abbildung 2.4 Doppelstreudiagramm für die Reaktion pd → ^{3}He η.

Der basierend auf diesem Modell von Fäldt und Wilkin [3] berechnete Verlauf des Wirkungsquerschnittes ist ebenfalls in Abb. 2.5 (Absolutwerte an die SATURNE-Daten angepaßt) dargestellt. Der Verlauf unterscheidet sich deutlich von dem laut Resonanzmodell vorhergesagten, so liegt das erwartete Maximum beim Zwei-Stufen-Modell wenige MeV über der Reaktionsschwelle, während beim Resonanzmodell das Maximum einige zehn MeV oberhalb der Schwelle liegt. Der Ansatz einer großen η-^{3}He-Streulänge [15], (Gl. 2.3) beschreibt die in den SATURNE-Daten gefundene Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts (Abb. 2.5), dabei bezeichnet a die Streulänge, p_η^* bzw. p_d^* den Impuls des η bzw. Deuterons im Schwerpunktsystem.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(pd \to {}^3He\eta) = \frac{p_\eta^*}{p_d^*}\left|f(pd \to {}^3He\eta)\right|^2 \qquad f = \frac{f_B}{1 - ip_\eta^* a} \tag{2.3}$$

Allerdings wird der Wert des Wirkungsquerschnitts um einen Faktor 2.5 unterschätzt [3].

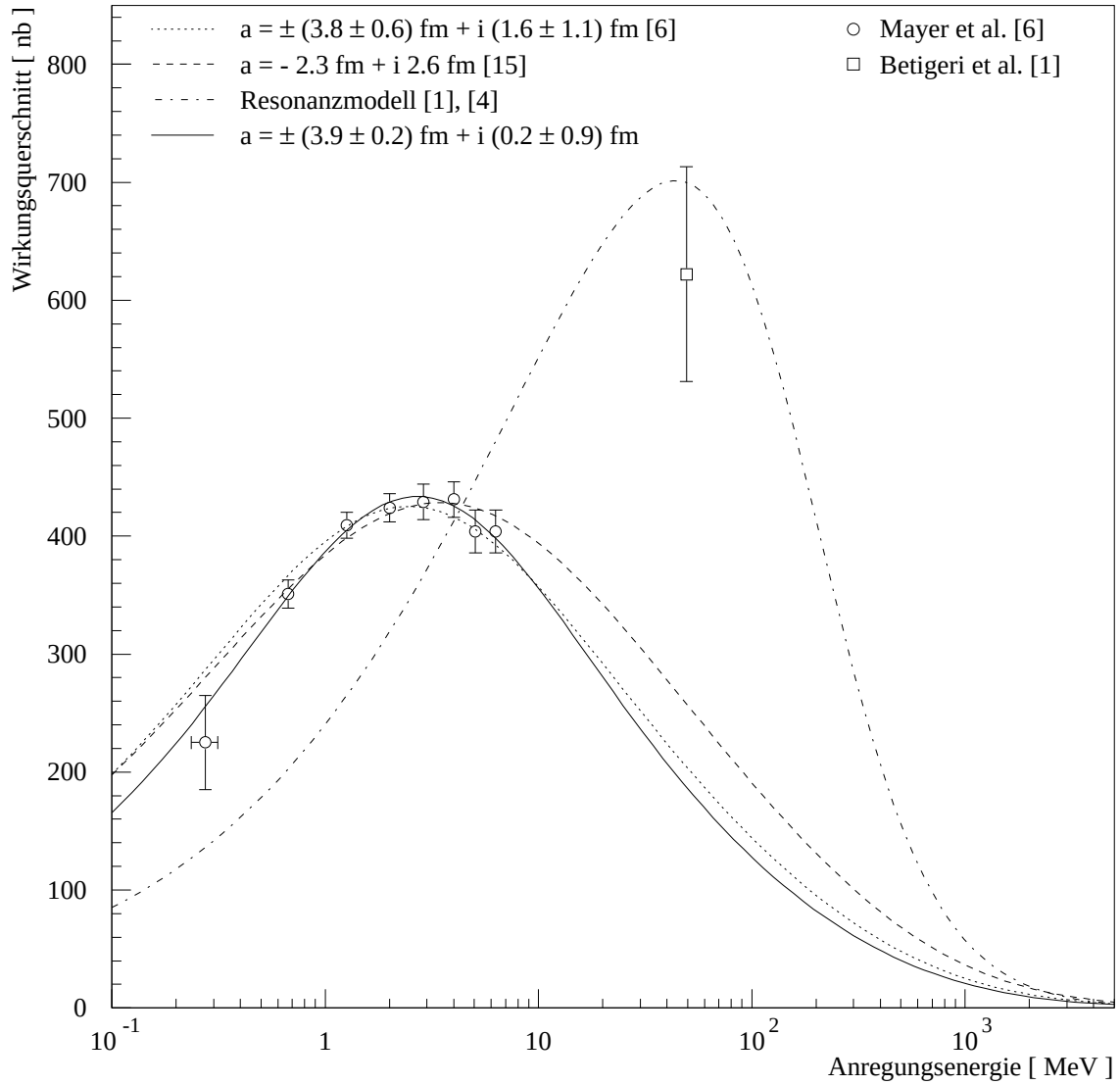

Abbildung 2.5 Existierende Datenpunkte zum Verlauf des Wirkungsquerschnittes nahe der η-Schwelle und Fits zu beiden Produktionsmodellen.

3 Das COSY-11-Experiment

COSY-11 [16], ein internes Experiment am Kühlersynchrotron COSY des Forschungszentrum Jülich, dient der Untersuchung der Mesonen- und Hyperonenproduktion nahe der Erzeugungschwelle in pp- und pd-Stoßreaktionen.

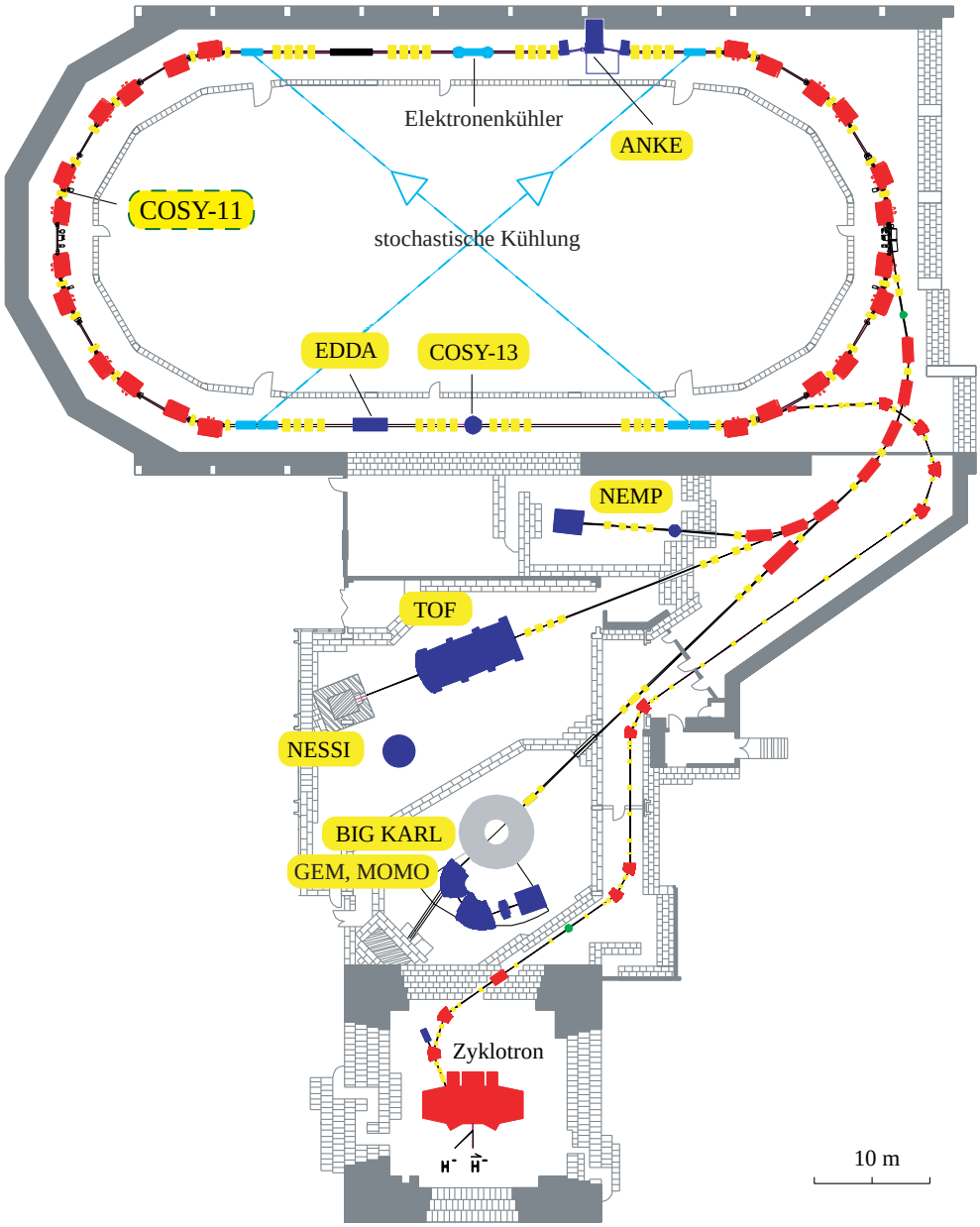

Abbildung 3.1 COoler SYnchrotron COSY (schematisch). Eingezeichnet sind die internen wie externen Experimentierplätze.

Installiert ist es am Targetplatz TP3 in einer Bogensektion des COSY-Ringes und nutzt einen Strahlführungsdipol als Spektrometermagneten. Die positive geladenen Teilchen aus der Reaktion der Strahlprotonen mit dem Clusterstrahl werden in das Ringinnere auf das Detektorsystem abgelenkt. Aufgrund der geringen Überschußenergie im schwellennahen Bereich weißt das vergleichsweise kompakte Detektorsystem bei den meisten Reaktionen eine hunderprozentige geometrische Akzeptanz für die postiv geladenen Ejektile auf.

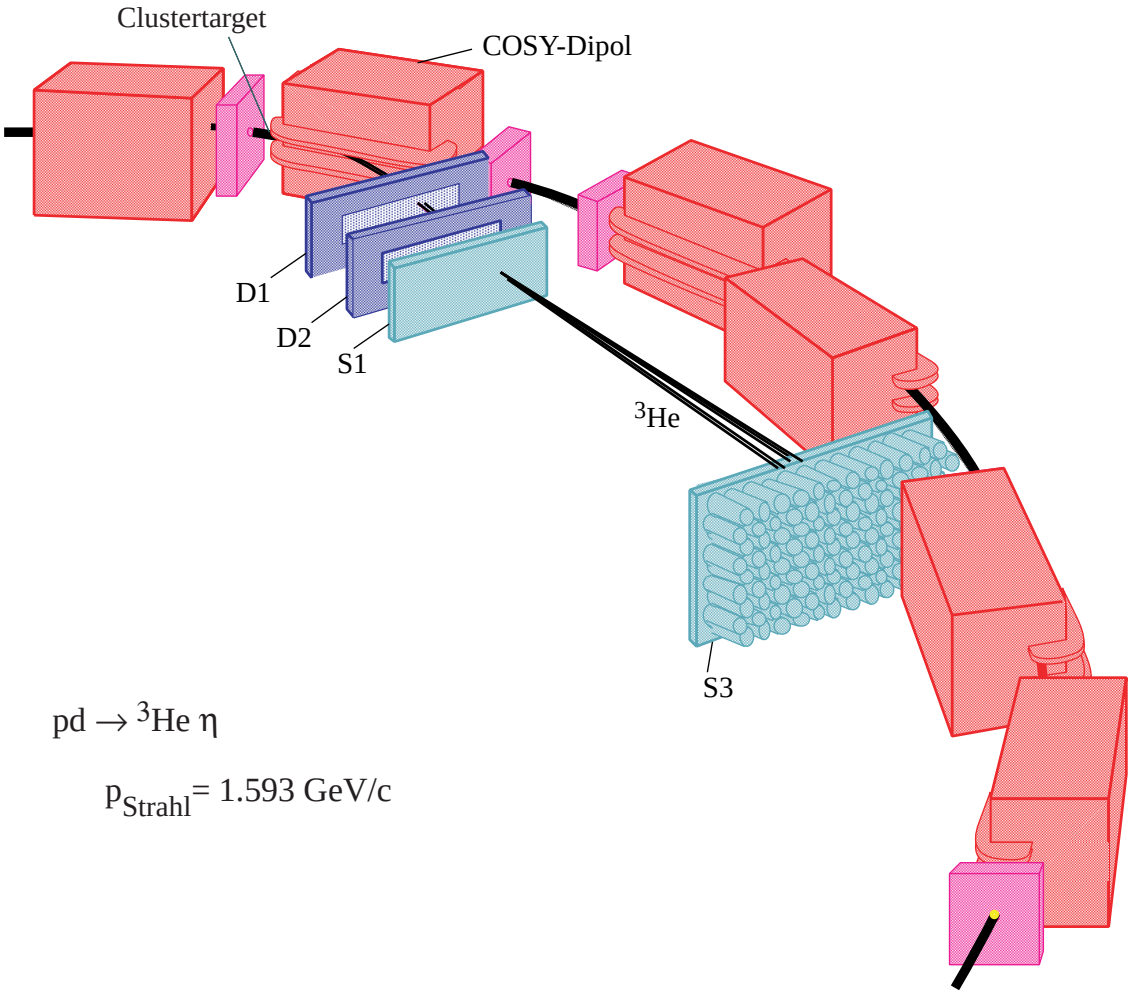

Abbildung 3.2 COSY-11-Detektorsystem (schematisch).

Die Teilchenspuren werden durch zwei Driftkammern (D1, D2) ermittelt und durch das bekannte Magnetfeld auf den Targetpunkt zurückprojiziert. Aus Magnetfeld und Wechselwirkungspunkt folgt dann der Teilchenimpuls. Zwei Szintillationsdetektoren (S1, S3) im Abstand von ~ 9 m dienen der Flugzeitmessung, so daß die Vierervektoren aller detektierten positiv geladenen Ejektile bestimmt werden können. Die übrigen Teilchen, bzw. deren

Masse, werden nach dem *missing mass*-Verfahren aus den bekannten Vierervektoren der Ein- und Ausgangsteilchen bestimmt.

Detaillierte Informationen finden sich z.B. in [28].

3.1 Der Speicherring COSY

COSY ist ein Kühlersynchrotron und Speicherring für Protonen mit einem Umfang von ~ 184 m . 1993 in Betrieb genommen gehört es zur jüngsten Generation von Beschleunigern mit Phasenraumkühlung. Er liefert polarisierte und unpolarisierte Protonen mit Impulsen zwischen 270 und 3500 MeV/c [17].

Aufgrund seiner hohen Präzision liefert COSY bereits im ungekühlten Betrieb eine Impulsauflösung $\delta p/p$ von 0,5 ‰ und eine Emittanz ε von 2π mm rad, mit Kühlung läßt sich $\delta p/p$ auf 0,1 ‰ und die Emittanz auf ~1π mm rad reduzieren. Der absolute Strahlimpuls ist bis auf ~1 ‰ bekannt [19].

Zur Strahlkühlung stehen zwei Methoden zur Verfügung:

1. Die Elektronenkühlung wird bis zu einem Strahlimpuls von etwa 650 MeV/c benutzt.
2. Die stochastische Kühlung, die ab 1500 MeV/c bis zum Endimpuls eingesetzt wird.

Als Vorbeschleuniger dient ein kontinuierlich betriebenes Zyklotron, dessen H^--Ionen mit etwa 45 MeV an einer 20 $\mu g/cm^2$ Kohlenstoffolie gestrippt werden, bevor sie in den Ring injiziert werden [18]. In COSY wird der Strahl auf die gewünschte Energie beschleunigt und gespeichert, so daß er entweder internen Experimenten wie z. B. COSY-11 unmittelbar zur Verfügung steht oder für externe Experimente aus dem Ring extrahiert werden kann.

3.2 Das Clustertarget

In Verbindung mit dem hochpräzisen Protonenstrahl des Speicherringes bietet sich ein fensterloses Target geringer Dichte (im Vergleich zu Festkörpertargets) an. Eine nicht zu große Dichte ist wichtig, damit sich der Beschleunigerstrahl bei der Wechselwirkung mit dem Target nicht aufheizt, d.h. durch Streuung Energie und somit seine notwendige Präzision verliert. Die Strahlkühlung kompensiert diese Aufheizung, jedoch nur bis zu einem gewissen Grad. Ein Clusterstrahl ist wegen seines definierten und scharf abgegrenzten Reaktions-

volumens, der homogenen Dichte und des minimalen Untergrundes durch Sekundärreaktionen als Target ideal [20]. Ein weiterer Vorteil ist, daß keine Strahlenschäden am Target entstehen können und kein unerwünschter Gasuntergrund in der Streukammer vorhanden ist, wie etwa bei Gasstrahltargets.

Das bei COSY-11 eingesetzte Münster-Clustertarget [20], [21] wird üblicherweise mit Wasserstoff- oder Deuteriumgas betrieben, welches mit einem Palladiummembranreiniger von Verunreinigung bis unterhalb der Nachweisgrenze befreit wird. Die Verwendung höchstreinen Gases für den Clusterprozess sorgt neben einem stabilen Betrieb des Targets auch für die Abwesendheit von unerwünschten Sekundärreaktionen.

Das Target besteht aus zwei Teilen, die unter- und oberhalb der in das COSY-Strahlrohr eingesetzten Streukammer montiert sind, der Clusterquelle und dem Auffänger. In der Clusterquelle wird der Clusterstrahl erzeugt und auf die gewünschte Form und Größe gebracht, bevor er senkrecht zum Protonenstrahl durch die Streukammer geschossen wird. Der Auffänger pumpt den Clusterstrahl nach dessen Durchtritt durch die Streukammer ab und verhindert so ein Aufstauen des Targetstrahls und damit eine Belastung des Vakuumsystems des Ringes.

3.2.1 Die Clusterquelle

Zur Erzeugung des Clusterstrahls wird das höchstreine Wasserstoff- oder Deuteriumgas aus dem Palladiummembranreiniger unter hohem Druck (12 - 18 bar) vorgekühlt und durch eine 20 - 30 K kalte konvergent-divergente Lavaldüse mit 16 μm Durchmesser geleitet. Durch adiabatische Expansion in der Lavaldüse wird das vorgekühlte Gas weiter abgekühlt. Mit zunehmender Abkühlung des Gases bei hohem Druck findet ein Übergang vom gasförmigen in den Bereich des flüssigen Zustandes jenseits der Dampfdurckkurve statt. Das Gas befindet sich nun im übersättigten Zustand und kondensiert zu feinen Mikrotröpfchen den sogenannten Clustern. Ein Cluster besteht typischerweise aus einigen Tausend bis Hunderttausend Atomen. An der Universität Münster sind ausführliche Untersuchungen zur Clusterproduktion [22], [23] und Clusterentstehung [24] durchgeführt worden.

Der Betrieb im übersättigten Modus, d.h. mit Gas im übersättigten Zustand, führt zu besonders hohen Clusterstrahldichten im Bereich ~10^{14} Atomen/cm^2.

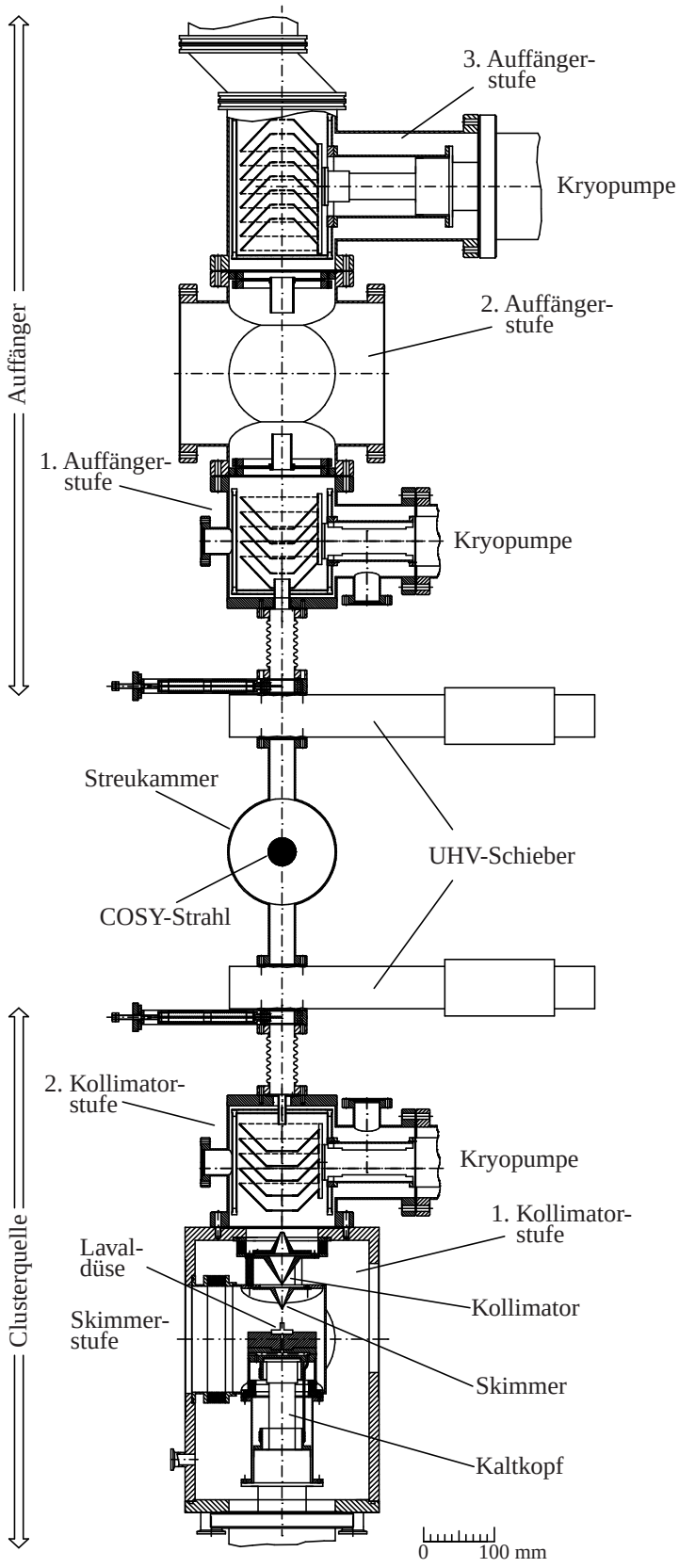

Abbildung 3.3 Aufbau des Münster-Clustertargets (schematisch).

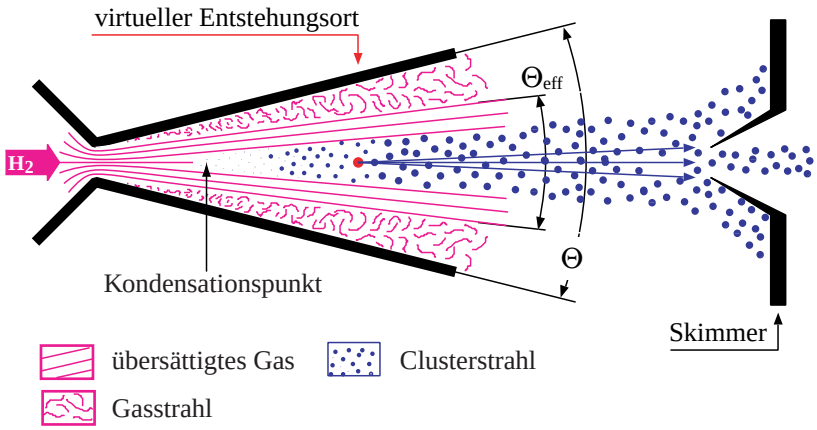

Abbildung 3.4 Clusterprozeß in einer Lavaldüse. Θ bezeichnet den Öffnungswinkel der Düse, Θ_{eff} den effektiven Öffnungswinkel des Clusterstrahls + gerichtetem Gasstrahl (wird am Skimmer abgeschält).

Nach der Erzeugung wird der Clusterstrahl durch ein Skimmer- und Kollimatorsystem auf die gewünschte Größe und Form abgeschält. Dieses System dient außerdem als differentielle Pumpstufen, die, in Verbindung mit eigens entwickelten Kryopumpen [21], Restgas zurückhalten und so außerhalb des eigentlichen Clusterstrahls UHV-Bedingungen gewährleistet.

Der so erzeugte monochromatische Clusterstrahl mit definierter Richtung und Teilchengeschwindigkeit breitet sich gemäß Strahlensatz aus und trifft in der Streukammer am Reaktionspunkt auf den Protonenstrahl. Der benutzte Clusterstrahl hat einen kreisförmigen Querschnitt mit einem Durchmesser von 9 mm in der Streukammer.

3.2.2 Der Auffänger

Nach dem Passieren der Streukammer trifft der Clusterstrahl in den Auffänger, wo er durch ein differentiell gepumptes dreistufiges System gestoppt und abgepumpt wird. Hierbei kommen ebenfalls, neben handelsüblichen Pumpen, die speziell konstruierten Kryopumpen zum Einsatz. Diese sind wie auch bei der Clusterquelle mit mehreren entlang der Strahlachse positionierten konischen Kaltblechen bestückt.

Ein in die zweite Auffängerstufe integriertes Monitorsystem erlaubt es, das Profil des Clusterstrahls zu vermessen.

3.3 Die Vakuumkammer

Die Vakuumkammer füllt den gesamten Polspalt des als Magnetspektrometer benutzten COSY-Dipols aus. Vier Fenster erlauben den Reaktionsprodukten aus der UHV-Umgebung in der Streukammer zu Atmosphärendruck in den Ring überzugehen, wo sich das Detektorsystem befindet.

An der Innenseite des Ringes ist die Kammer mit einem stützenfreien Fenster, bestehend aus einer Sandwichfolie mit zwei gekreuzten 150 µm dicken Kohlefasermatten und einer 30 µm Aluminiumschicht, die die Vakuumdichtigkeit gewährleistet, versehen. Diese spezielle Konstruktion sorgt für minimale Richtungsänderungen der Ejektile durch Vielfachstreuung im Folienmaterial in der Größenordnung der Detektorauflösung.

Die übrigen Fenster sind mit Edelstahlfolien versehen, da die Detektoren an diesen Fenstern unmittelbar an der Streukammer montiert sind und somit ein Winkelfehler durch Streuung im Folienmaterial nicht relevant ist.

3.4 Das Detektorsystem

3.4.1 Die Driftkammern D1 und D2

Die beiden Driftkammern D1 und D2 bestehen aus zwei Driftkammerpaketen [25], [26] mit sechs bzw. acht Ebenen, die in einem Abstand von 70 cm voneinander aufgestellt sind und eine aktive Fläche von 168.0 x 43.3 cm^2 haben. Sie dienen der Richtungsbestimmung positiv geladener Ejektile.

D1 besteht aus je zwei vertikalen, zwei um -31° gegenüber der Horizontalen geneigten und zwei um +31° geneigten Drahtebenen. Bei D2 folgen zwei weitere vertikale Drahtebenen (Abb. 3.5). Der Abstand zwischen den Ebenen beträgt 18 mm, Ebenen gleicher Orientierung sind um eine Halbzelle versetzt, um eine Rechts-Links-Doppeldeutigkeit auszuschließen. Dies erlaubt die Bestimmung der horizontalen und vertikalen Koordinaten auch bei Mehrfachtreffern und ergibt eine Effizienz von nahe 100 %.

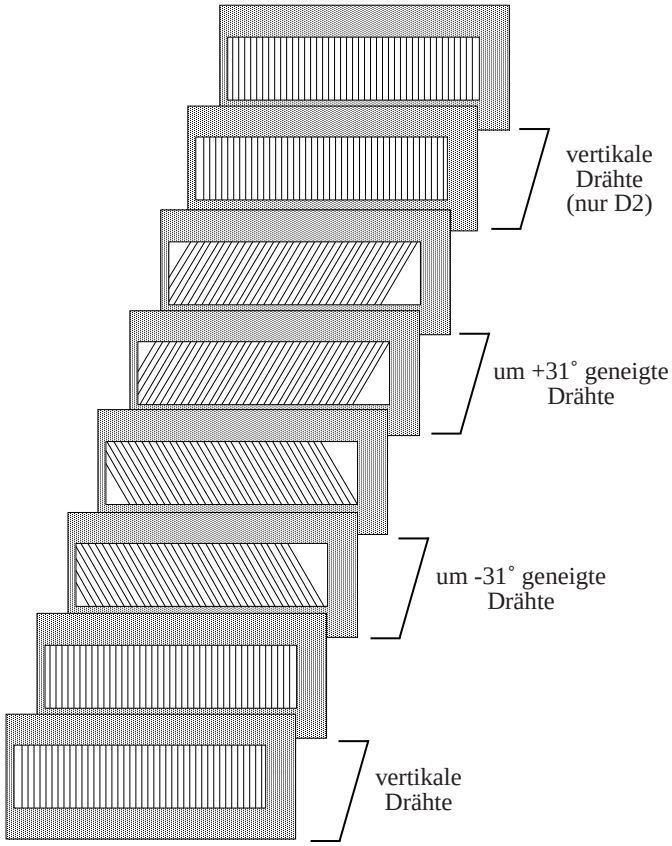

Abbildung 3.5 Aufbau der Driftkammern D1 und D2 durch Drahtebenen (schematisch).

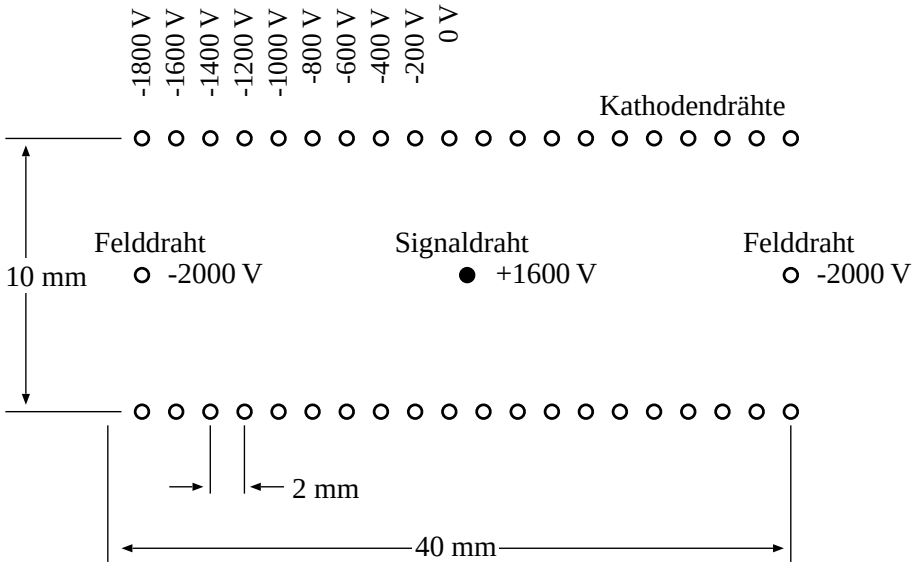

Abbildung 3.6 Aufbau der *Graded-Field*-Driftzellen (schematisch).

Die Driftzellen von Typ *Graded-Field* (Abb. 3.6) haben eine Breite von 40 mm, was einer maximalen Driftzeit (halbe Zellenbreite) von 400 ns entspricht.

Beide Kammern werden mit einer Gasmischung aus Argon und Ethan (1:1) unter Normaldruck betrieben [27]. Die Ortsauflösung jeder Kammerebene liegt bei 100 μm für 1 GeV/c Protonen [28].

3.4.2 Das Szintillatorhodoskop S1

Das Szintillatorhodoskop S1 besteht aus sechzehn 450 x 100 mm^2 großen, senkrecht nebeneinander angeordneten Szintillatorstreifen, die beidseitig mit Photomultipliern ausgelesen werden. Das Signal für den Energieverlust ist in guter Näherung vom Auftreffort des durchfliegenden Teilchens unabhängig [29], [30]. S1 dient als Startdetektor, in Verbindung mit S3 zur Flugzeitmessung, und ist Teil des Triggers. Die Zeitauflösung beträgt 160 - 220 ps.

3.4.3 Die Szintillatorwand S3

Die Szintillatorwand S3 ist nach dem Vorbild des AMADEUS-Detektors der Universität Bonn realisiert [31] und besteht aus einem monolithischen Szintillator der Größe 100 x 220 x 5 cm^3, der getrennt durch eine 4 cm dicke Luftschicht von 217 Photomultipliern ausgelesen wird. Durch Matrixauslese in Verbindung mit dem durch Totalreflexion an der Grenzfläche Szintillator/Luft beschränkten Bereich von Photomultipliern, die Szintillationslicht nur in der nächsten Umgebung detektieren, ergibt sich eine Ortsauflösung von 1 cm. Der S3 wird als Stopdetektor für die Flugzeitmessung zwischen S1 und S3 (~ 9 m) benutzt [32], die Zeitauflösung beträgt 195 - 265 ps.

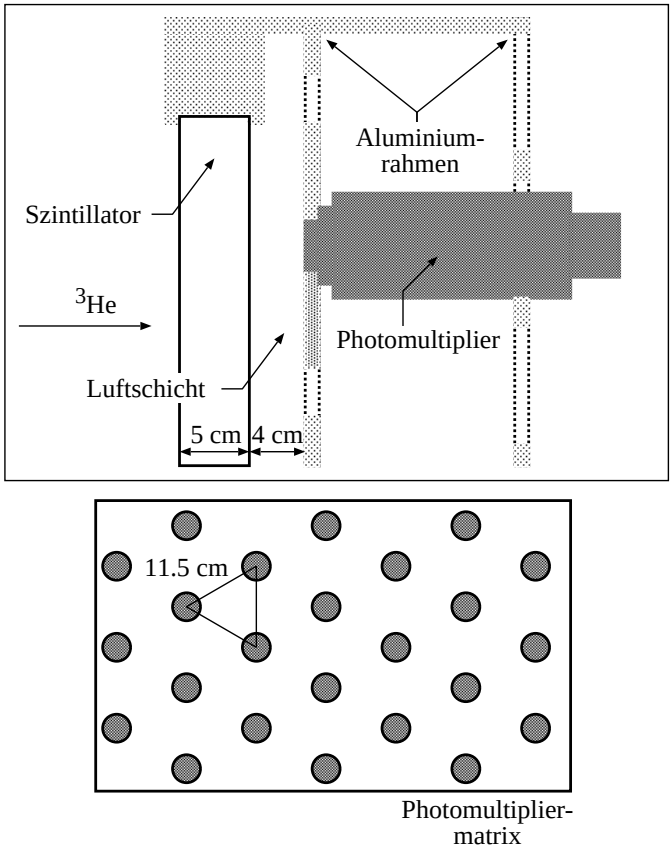

Abbildung 3.7 Aufbauprinzip des Szintillationsdetektors S3 und der Photomultipliermatrix mit gleichseitigen Dreiecken als Grundstruktur (schematisch).

3.4.4 Der Monitorszintillator

Der Monitorszintillator ist ein in Targetnähe angebrachter einseitig ausgelesener Szintillator der Größe 72 x 230 x 4 mm^3. Er dient, in Koinzidenz mit dem S1 ausgelesen, dem Nachweis rückwärts gestreuter Protonen und Deuteron.

3.4.5 Der Monitorpaddetektor (S5)

Zur ortsauflösenden Analyse der mit dem Monitorszintillator detektierten elastisch gestreuten Protonen im Targetbereich ist hinter dem Monitorszintillator ein Siliziumpaddetektor [33] installiert. Die aktive Fläche von 20.86 x 5.98 cm^2 ist mit 144 Siliziumpads (4.5 x 22.6 mm^2) bestückt. Zur Vermeidung von insensitiven Bereichen sind die Pads in drei sich überlappenden Reihen zu je 48 Pads angeordnet, je vier Pads sind zu einem Modul zusammengefaßt.

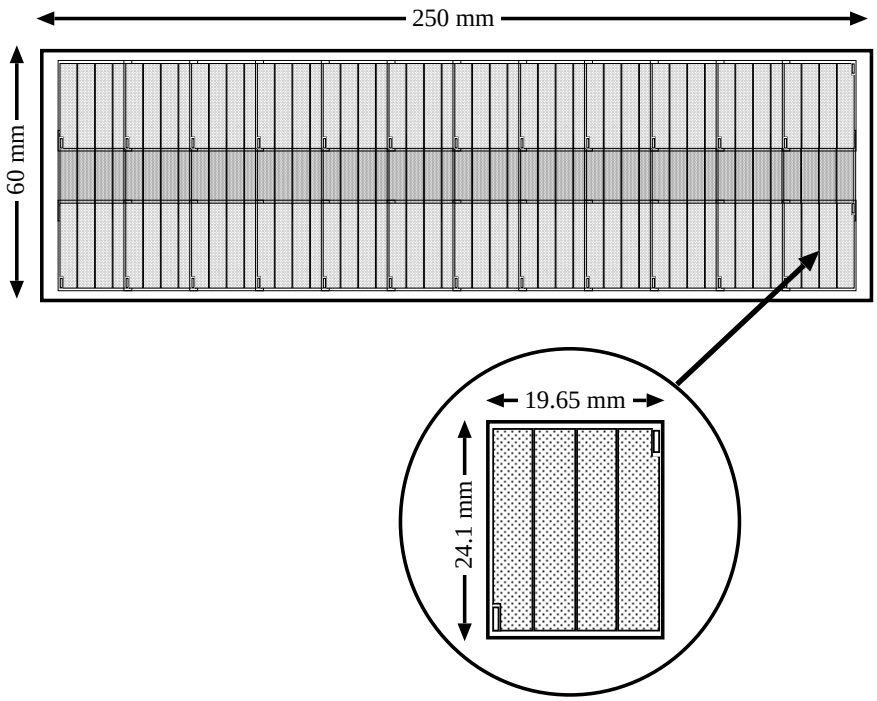

Abbildung 3.8 Aufbau eines Siliziumpaddetektors am Beispiel des Monitordetektors (S5). Die Module sind in einem Winkel von 3.6° gegenüber der Vertikalen montiert, der Überlapp beträgt 1 mm horizontal und 4 mm vertikal, die mittlere Reihe ist um 2 mm abgesenkt.

Die Auslese geschieht über AMPLEX-16 Chips [34] gemeinsam mit einem zweiten, größeren Paddetektor ($S4^{dipole}$, 720 Pads), der im Inneren des Dipoljochs für die Detektion negativ geladener Mesonen bestimmt ist.

3.5 Das Datenaufnahmesystem

Das COSY-11-Datenaufnahmesystem wurde am Zentrallabor für Elektronik (ZEL) des Forschungszentrum Jülich basierend auf Standards in Hard- und Software an COSY-Experimenten entwickelt [35]. Die Digitalisierung und Experimentsteuerung findet in CAMAC-, FASTBUS- und VME-Technik statt. Das gesamte System ist nach dem Client/Server-Konzept aufgebaut, bei dem die Generierung physikalischer Ereignisse aus den ausgelesenen Daten von intelligenten Controllern eines Multiprozessorsystems unter dem Echtzeitbetriebssystem OS-9 betrieben wird (Server). Auf der Clientseite dient eine DEC Alpha-Workstation unter Digital Unix, die mit den Serverprozessen via TCP/IP und Ethernet kommuniziert, zur Überwachung des Experimentes. Eine genaue Beschreibung findet sich in [36], [37] und [10].

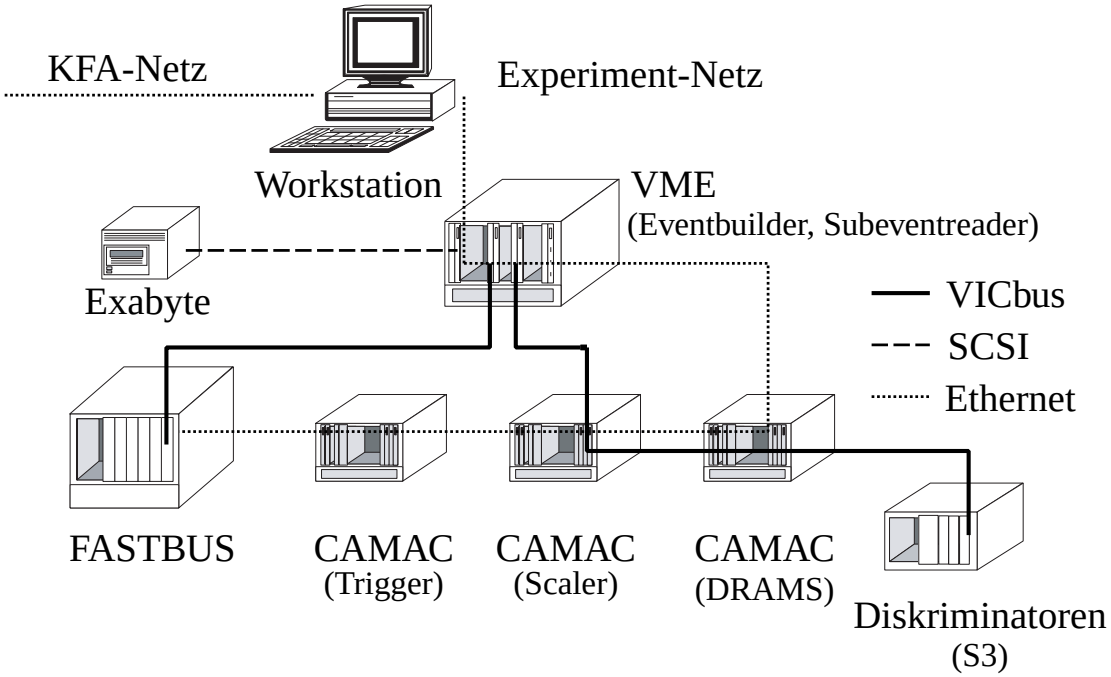

Abbildung 3.9 Das COSY-11-Datenaufnahmesystem (schematisch)

4 Datenanalyse

Bei Reaktionen des Typs pd $\rightarrow$ ^{3}He X kann der produzierte Helium-Kern im COSY-11-Detektorsystem nachgewiesen werden. Aus den bekannten Vierervektoren der einlaufenden Teilchen und des Heliums kann der Viererimpuls des fehlenden Teilchens und damit seine Masse (*missing mass*) bestimmt werden.

Zu allen untersuchten Reaktionen wurden ausführliche *Monte-Carlo*-Simulationen, basierend auf dem Code GEANT 3 [43], durchgeführt und die generierten Daten analog zu den experimentellen Daten analysiert. Zur Normierung der Daten wird die elastische pd-Streuung betrachtet. Eine Akzeptanzkorrektur kann anhand der *Monte-Carlo*-Daten bestimmt werden. Die in der Analyse verwendeten Werte für die Massen der beteiligten Teilchen finden sich in Tabelle 4.1.

Teilchen	**Masse [GeV/c^2]**
p	0.93827231
d	1.87561339
^{3}He	2.808392
η	0.5473
$\pi^{\pm}$	0.13956995

Tabelle 4.1 In der Analyse benutzte Werte für die Masse der Teilchen gemäß [41], Masse des ^{3}He-Kerns berechnet aus [42] und [41]

4.1 Trigger

Die große Menge der im Experiment anfallenden Daten muß, zur Senkung der Totzeit des Datenaufnahmesystems, bereits vor der Aufnahme reduziert werden. Dazu werden *Trigger*-Bedingungen festgelegt, bei deren Erfüllung das Detektorsystem ausgelesen wird. So werden nur die für die Untersuchung relevanten Ereignisse erfaßt und unerwünschter Datenbalast von vornherein verworfen.

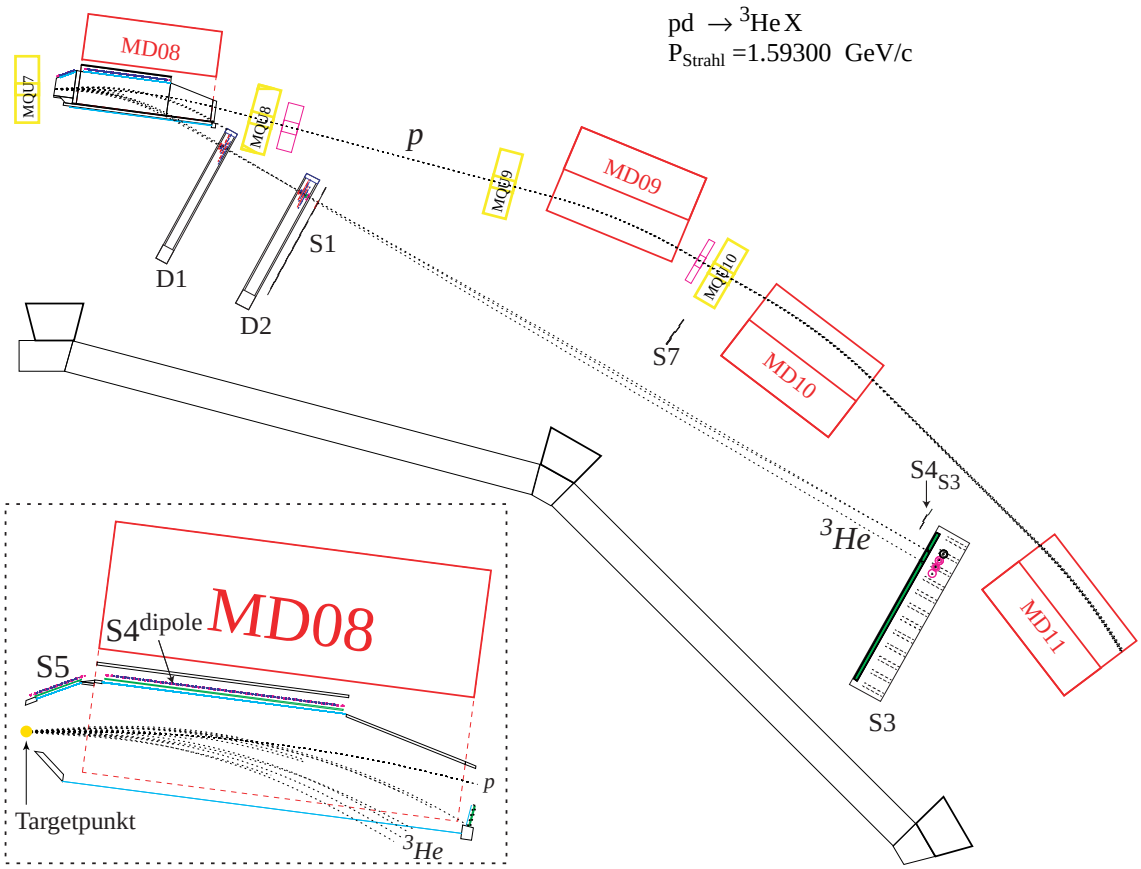

Abbildung 4.1 Die Reaktion pd → ^{3}He X im COSY-11-Detektorsystem (*Monte-Carlo*-generierte Ereignisse)

Der für die Reaktion pd → ^{3}He η benutzte Haupttrigger (T_9) sieht wie folgt aus:

$$T_9 = T_{^3He} \vee \frac{T_{pd_{mon}}}{2^5} \vee \frac{T_{t\pi^+}}{2^4} \vee \frac{T_{S1_{\mu=1}}}{2^{11}} \vee T_{Pulser} \qquad (4.1)$$

Er setzt sich aus fünf verschiedenen Triggerbedingungen zusammen (Gl. 4.1): Einem ^{3}He-Trigger ($T_{^3He}$) zur Heliumidentifikation, einem Trigger für die elastische Proton-Deuteron-Streuung ($T_{pd_{mon}}$), einem Trigger für Tritium-π^+-Ereignisse, einem Trigger für Einzeltreffer im Detektor S1 ($T_{S1_{\mu=1}}$) und einem sogenannten Pulser-Trigger (T_{Pulser}).

Die Position der einzelnen Detektoren im COSY-11-Detektorsystem ist in Abb. 4.1 mit einigen *Monte-Carlo*-generierten Ereignissen der Reaktion pd → ^{3}He η dargestellt.

Die einzelnen Trigger sind wie folgt zu verstehen:

4.1.1 Der ^{3}He-Trigger

$$T_{^3\mathrm{He}} = \{S1_{\mu \geq 2} \vee (S1^{1\ldots5}_{\mu = \text{ high}} \wedge S1_{\mu = 1})\} \wedge \{S3_{\mu_{PM} \geq 3} \vee S7_{\mu \geq 1} \vee S4_{S3}\} \tag{4.2}$$

Der ^{3}He-Trigger fordert Treffer im Detektor S1, der als Startdetektor für die Flugzeitmessung dient. richtung gestreutem Proton (oder Deuteron) und einem Rückwärtsrichtung gestreutem Deuteron (oder Proton).

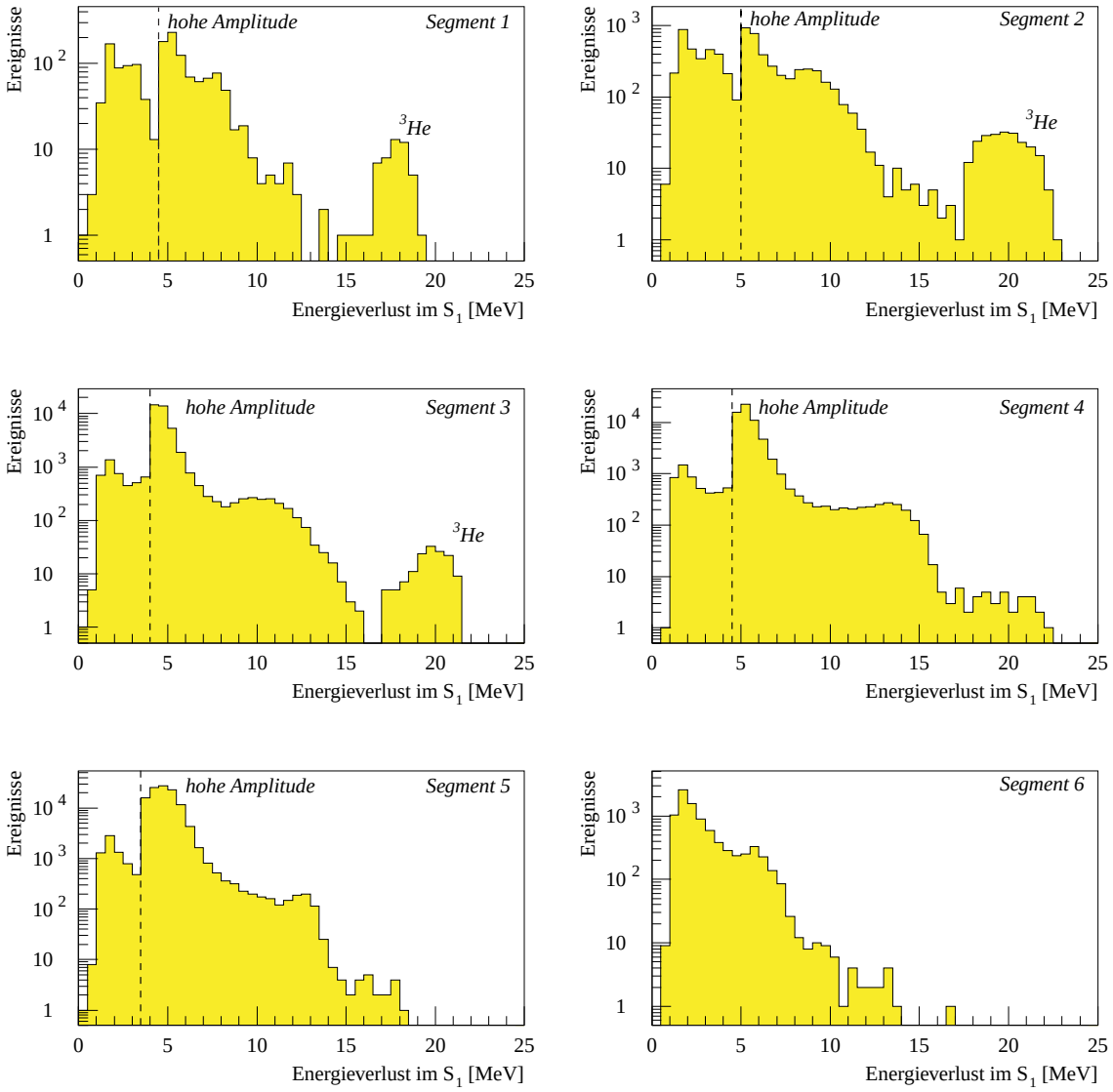

Abbildung 4.2 Die *hohe Amplitude* im S1 für die Segmente 1 bis 5, Segment 6 ist nicht mehr Teil des Triggers. Die gestrichelte Linie markiert die hohe Amplitude.

Dabei sind zwei Arten von Treffern möglich: Entweder mindestens zwei Treffer im S1 oder einen Treffer in den ersten fünf S1-Segmenten, wobei die sogenannte *hohe Amplitude* gefor-

dert wird. *Monte-Carlo*-Simulationen haben gezeigt, das ^{3}He-Treffer vorwiegend in den ersten Segmenten zu erwarten sind; in den experimentellen Daten wird ^{3}He vorwiegend in den Segmenten zwei und drei nachgewiesen, vereinzelt auch in Segment eins. Die *hohe Amplitude* bezeichnet eine Mindestenergie, die das Teilchens im Szintillator deponiert. Dieser Wert wurde während einer vorherigen Teststrahlzeit experimentell auf $S1_{\mu,\,high}\text{-threshold} = 145\,mV$ festgelegt und so konservativ gewählt, daß er deutlich unterhalb des Energieverlusts von ^{3}He-Kernen aus der beobachteten Reaktion liegt (Abb. 4.2).

Außerdem wird zusätzlich zu einer der beiden vorgenannten Bedingungen folgendes gefordert: Entweder ein Treffer in der Szintillatorwand S3, bei dem mindestens drei Photomultiplier angesprochen haben, oder mindestens ein Treffer in den Lattendetektoren S7 oder $S4_{S3}$. Dies stellt das Stopsignal für die Flugzeitmessung dar, bei der S3, S7 und $S4_{S3}$ als Stopdetektoren dienen. Bei S7 und $S4_{S3}$ handelt es sich um Szintillatorhodoskope, die analog zum S1 aufgebaut sind, allerdings mit reduzierter Segmentzahl. Sie können so positioniert werden, daß auch die Flugzeit von Teilchen außerhalb des Winkelbereiches zwischen S1 und S3 gemessen werden kann. In der weiteren Analyse werden die Daten dieser beiden Detektoren allerdings nicht benutzt, da die ^{3}He-Teilchenbahnen vollständig durch den S3 verlaufen.

4.1.2 Der Trigger für die elastische Streuung

$$T_{pd_{mon}} = S1_{\mu=1} \wedge S5_{mon} \tag{4.3}$$

Der Trigger $T_{pd_{mon}}$ für die elastische Proton-Deuteron-Streuung ist um einen Faktor 2^5 untersetzt und fordert einen Einzeltreffer im S1 in Koinzidenz mit einem Treffer im Monitordetektor S5. Dies ist, im Schwerpunktsystem, gleichbedeutend mit einem in Vorwärts

4.1.3 Der Tritium-π^+-Trigger

$$T_{t\pi^+} = S1_{\mu=1} \wedge S4^{dipole}_{43 \wedge 44} \wedge (S3_{\mu_{PM} \geq 3} \vee S7_{\mu>1} \vee S4^{Latten}_{S3}) \tag{4.4}$$

Der Tritium-π^+-Trigger fordert neben einem Einzeltreffer im S1 auch einen Treffer im Dipolszintillator $S4^{dipole}$. Dieser besteht analog zum Monitordetektor aus Siliziumpads und

ist im Inneren des Dipolgaps des COSY-Magneten MD08 (Abb. 4.1, Ausschnittvergrößerung) angebracht.

Zusätzlich wird eines der folgenden Ereignisse gefordert: Ein Treffer im S3 bei dem mindestens drei Photomultiplier angesprochen haben oder mindestens ein Treffer im S7 oder ein Treffer im $S4_{S3}$. Die Untersetzung dieses Triggers beträgt 2^4.

4.1.4 Weitere Trigger

Der Trigger auf Einzeltreffer im S1 ($T_{S1_{\mu=1}}$) ist um den Faktor 2^{11} untersetzt, der Pulser-Trigger (T_{Pulser}) dient lediglich dazu, eine Zeitinformation in den erfaßten Datenstrom zu schreiben.

4.2 ^{3}He-Identifikation

Das ^{3}He ist eindeutig über seinen Energieverlust im Detektor S1 identifizierbar. In den noch ungeschnittenen Einspurereignissen ist bereits ein deutlicher ^{3}He-Bereich erkennbar (Abb. 4.3, gestrichelte Ellipse).

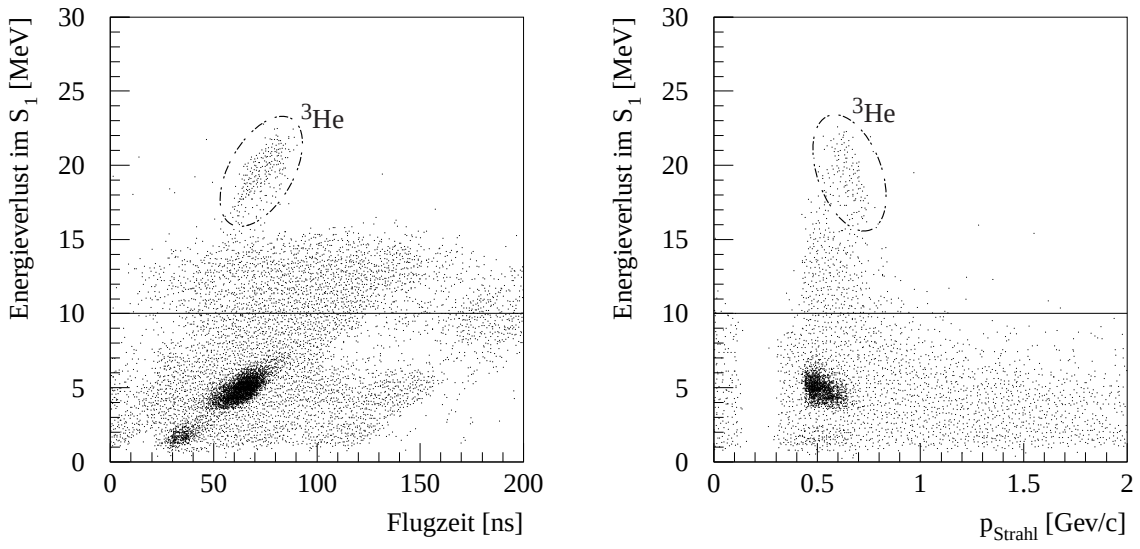

Abbildung 4.3 Einspurereignisse, der erste Schnitt auf einen Energieverlust $\Delta E_{S1} > 10$ MeV ist durch eine durchgezogene Linie angedeutet.

Zur Ereignisreduktion wurde eine Schwelle von 10 MeV für den Energieverlust im S1 gefordert (durchgezogene Linie in Abb. 4.3). Davon ausgehend wurden weitere Schnitte unternommen (siehe Abb. 4.4), um die ^{3}He-Ereignisse besser vom Pionen-, Protonen- und

Tritonenuntergrund zu trennen. Die Schnitte beziehen sich im wesentlichen auf den Energieverlust des nachgewiesenen Ejektils bzw. dessen Korrelation mit der Flugzeit (Abb. 4.4, links oben) und dem Strahlimpuls (Abb. 4.4, rechts oben). Außerdem wurden auch die zugelassenen Flugzeiten begrenzt (Abb. 4.4, links unten) und auf das Austrittsfenster geschnitten (Abb. 4.4, rechts unten). Dieser Schnitt wurde im Vergleich mit *Monte-Carlo*-Daten festgelegt (Abb. 4.5).

Das Resultat dieser Schnitte ist in Abb. 4.6 dargestellt, man erhält eine eindeutige Trennung der identifizierten ^{3}He-Ereignisse vom Untergrund.

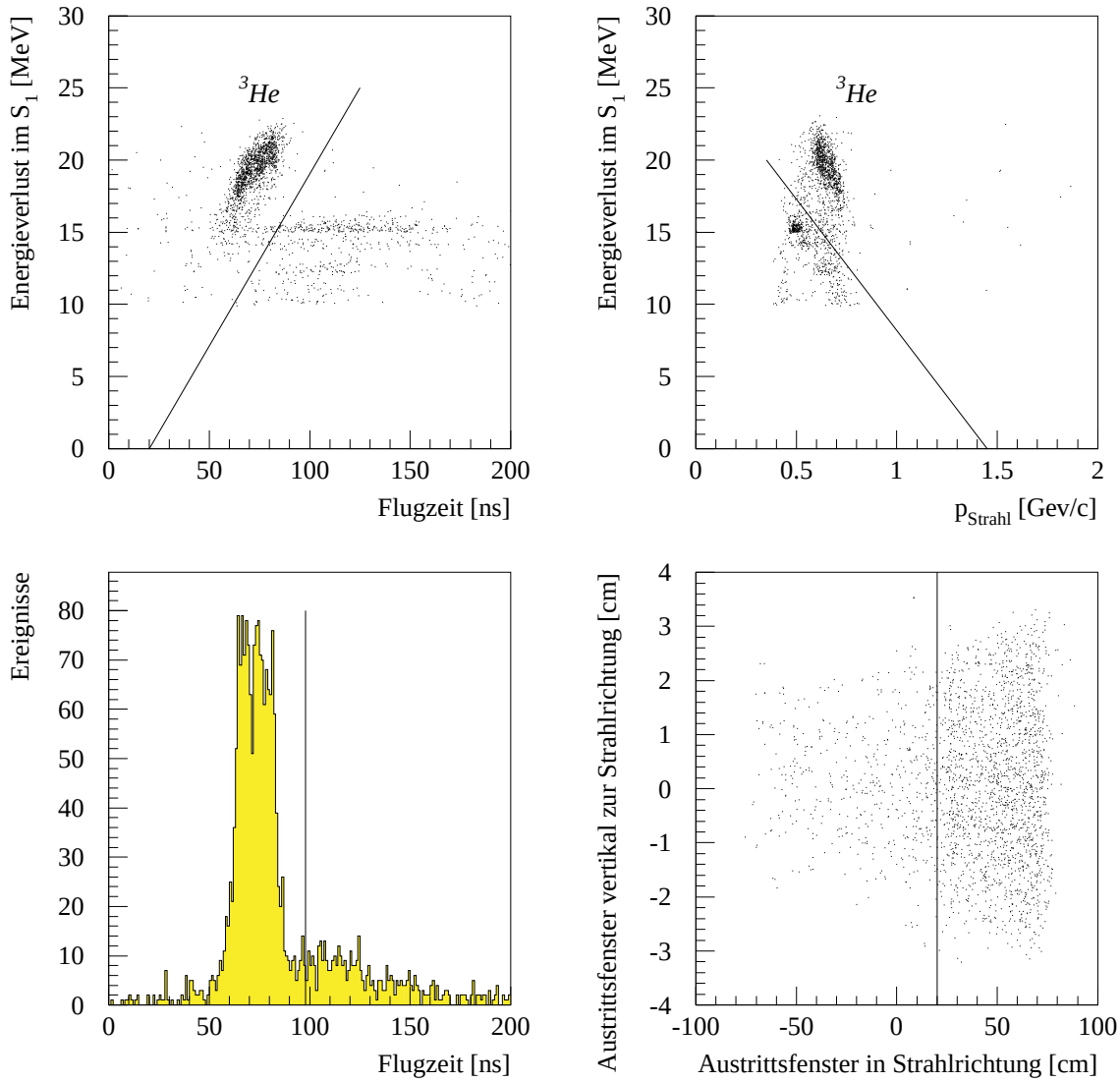

Abbildung 4.4 Schnitte auf die vorselektierten Einspurereignisse mit $\Delta E_{S1} > 10$ MeV

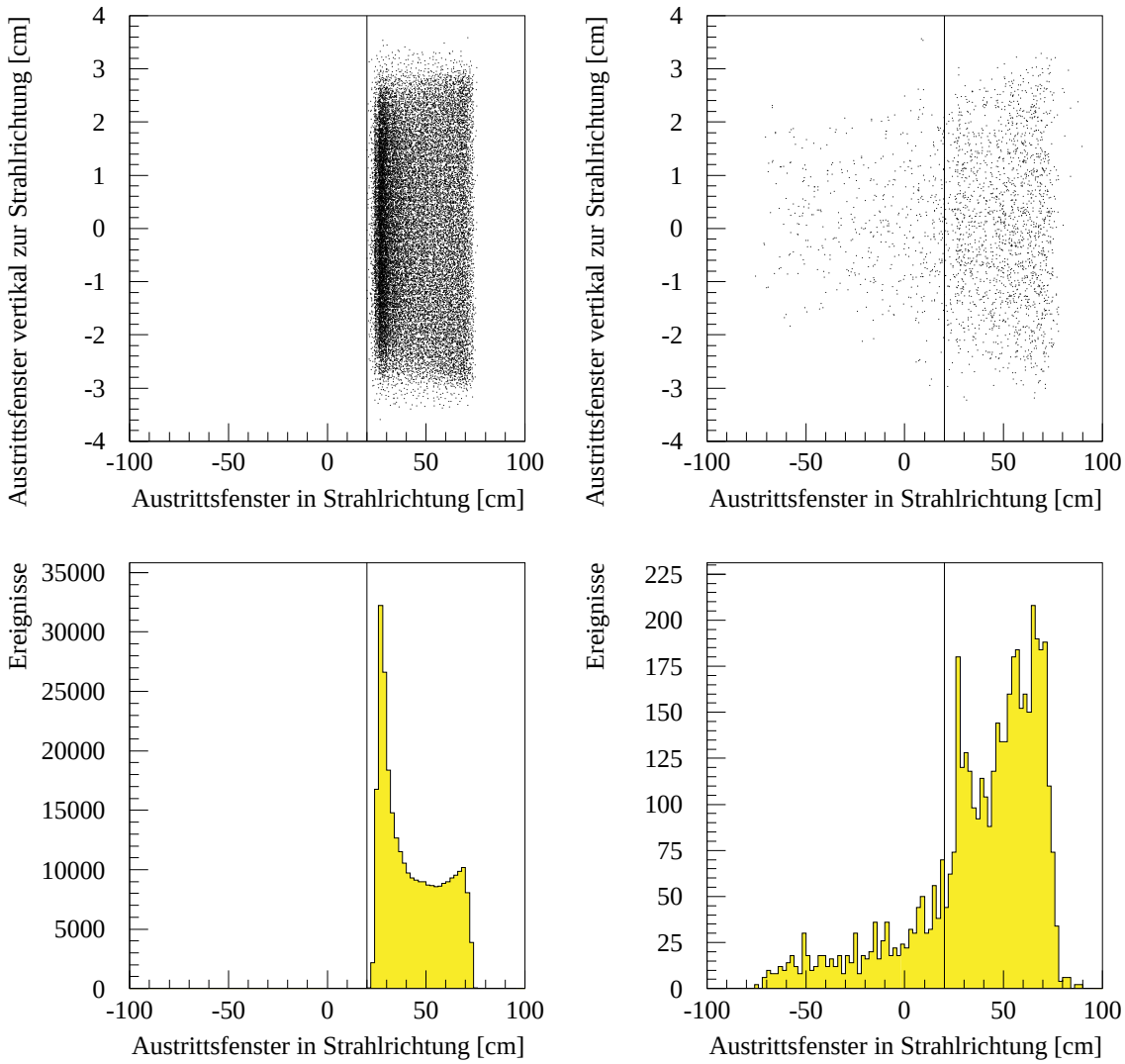

Abbildung 4.5 Schnitt auf das Austrittsfenster. Linke Spalte *Monte-Carlo*-Daten, rechte Spalte experimentelle Daten.

Der Energieverlust in der *Monte-Carlo*-Simulation ist fast um einen Faktor zwei größer als in den experimentellen Daten, dies liegt in der Kalibration des Detektors begründet, die für Protonen und daher bei niedrigen Energieverlusten durchgeführt wurde. Ein geringer Fehler bei niedrigem Energieverlust wirkt sich bei dem höheren Energieverlust des ^{3}He deutlich aus. Außerdem verhalten sich organische Szintilatoren in der Lichtausbeute für hochionisierende Teilchen nicht linear, so z.B. für mehrfach geladene (^{3}He) oder abgebremste Teilchen. Die Nichtlinearität von organischen Szintillatoren, verursacht durch *Quenching*, wurde in den *Monte-Carlo*-Simulationen allerdings bereits berücksichtigt.

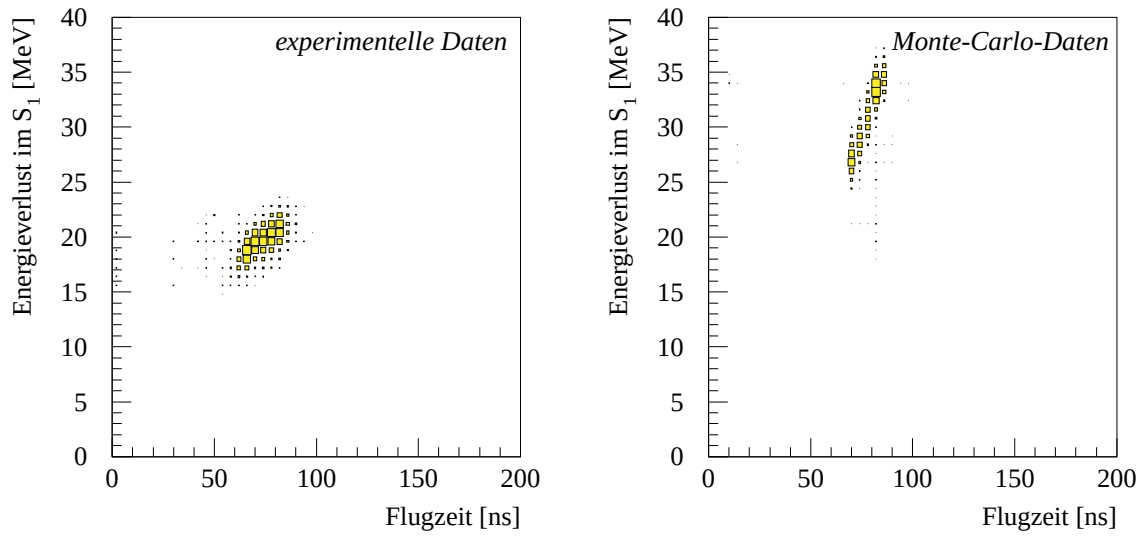

Abbildung 4.6 Identifizierte ^{3}He-Ereignisse für experimentelle und *Monte-Carlo*-Daten

Für die restliche Analyse fällt das Kalibrationsproblem aber nicht ins Gewicht, da der Energieverlust lediglich zur Separation der ^{3}He-Ereignisse benutzt wird.

Die invariante Masse m_0 des ^{3}He (Abb. 4.7) berechnet sich gemäß (Gl. 4.5) aus dem mit Driftkammerspuren und bekanntem Magnetfeld bestimmtem Impuls p des ^{3}He und dem aus der Flugzeitmessung zwischen S1 und S3 berechneten Produkt $\beta \cdot \gamma \cdot c$ der relativistischen Variablen.

$$m_0 = \frac{p}{\beta \cdot \gamma \cdot c} \tag{4.5}$$

Sie liegt im Bereich ihrer Halbwertsbreite in guter Übereinstimmung mit *Monte-Carlo*-Simulationen und Literaturdaten. Unsicherheiten können aufgrund von Fehlern in der Flugzeitbestimmung (Kalibration etc.) auftreten, diese sind aber unerheblich, da die ^{3}He-Identifikation eindeutig ist und der Impuls präzise bestimmt werden kann.

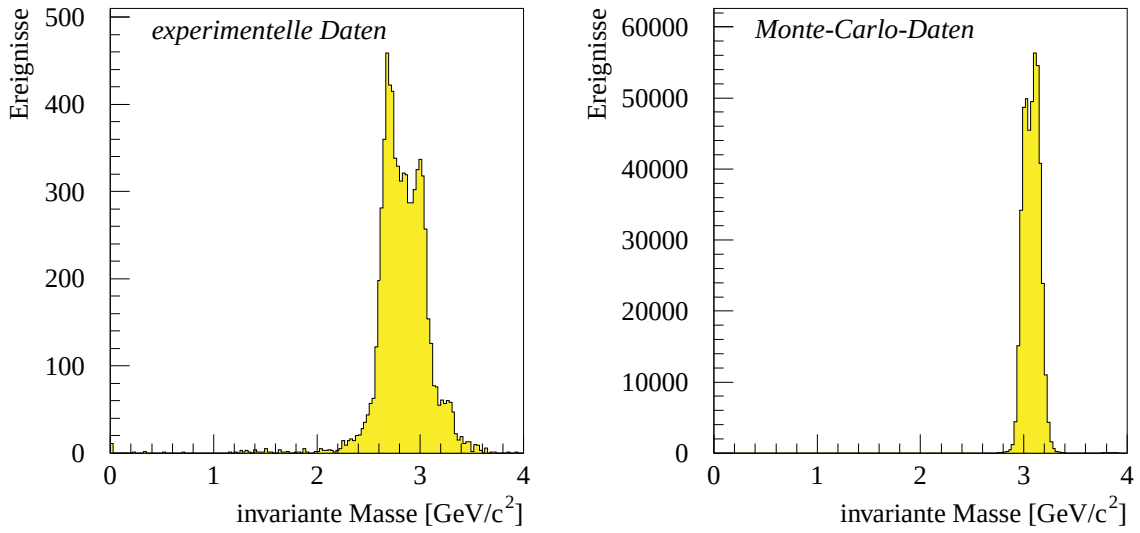

Abbildung 4.7 Invariante Masse des identifizierten ^{3}He für experimentelle und *Monte-Carlo*-Daten

4.3 *Missing mass*-Analyse

Die gute Identifikation und die genaue Dreierimpulsbestimmung des ^{3}He erlaubt eine sehr präzise Bestimmung der *missing mass* (m_{miss}). Diese berechnet sich aus den Viererimpulsen $\vec{P}_j$ der beteiligten Teilchen (Gl. 4.6) aus der Reaktion pd $\rightarrow$ ^{3}He X gemäß (Gl. 4.7) bzw. (Gl. 4.8):

$$\vec{P}_X = \left\{ \vec{P}_{\mathrm{Strahl}} + \vec{P}_{\mathrm{Target}} \right\} - \vec{P}_{^3\mathrm{He}} \tag{4.6}$$

$$m_{\mathrm{miss}} = \left| \vec{P}_X \right| \tag{4.7}$$

$$m_{\mathrm{miss}} = \left(\sqrt{p_0^2 + m_p^2} + m_d - \sqrt{p_{\mathrm{lab}}^2 + m_{^3\mathrm{He}}} \right)^2 - \left((-p_x)^2 + (-p_y)^2 + (-p_z + p_0)^2 \right) \tag{4.8}$$

Dabei bezeichnen p_x, p_y und p_z die Komponenten des ^{3}He-Impulsvektors, p_0 den Betrag des Strahlimpulses, m_p, m_d und $m_{^3\mathrm{He}}$ die Proton-, Deuteron- bzw. ^{3}He-Masse und p_{lab} den Impuls des ^{3}He im Laborsystem, wobei c = 1 gesetzt wird.

Der ansteigende Untergrund aus dem sich der η-Peak erhebt (Abb. 4.8) kann durch Untergrundreaktionen gut beschrieben werden (siehe Abschnitt 4.5).

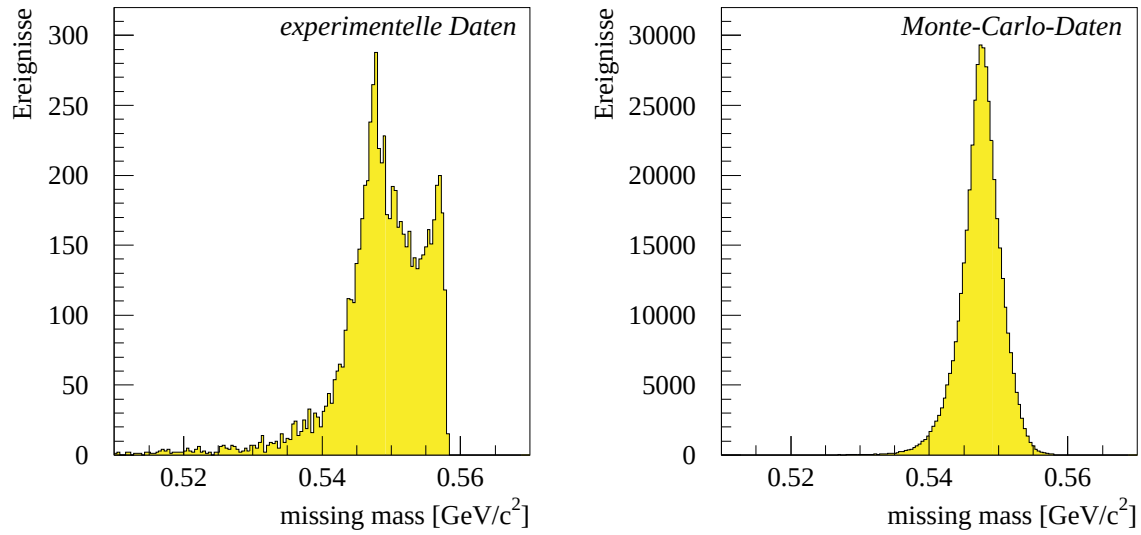

Abbildung 4.8 *Missing mass*-Verteilung für die identifizierten ^{3}He-Ereignisse (experimentelle und *Monte-Carlo*-Daten)

4.4 Winkelverteilung

Ein zentraler Punkt bei der Untersuchung ist zu überprüfen, ob die Reaktion pd $\rightarrow$ ^{3}He η eine isotrope Winkelverteilung zeigt, wie am SATURNE [6] beobachtet, oder eine vorwärtgerichtete, wie bei COSY-GEM [1] gefunden.

Liegt eine isotrope Winkelverteilung vor, so zeigt der Quotient der Winkelverteilungen in den experimentellen und *Monte-Carlo*-generierten Daten, bei deren Erzeugung eine solche isotrope Winkelverteilung angenommen wurde, ebenfalls eine glatte Verteilung.

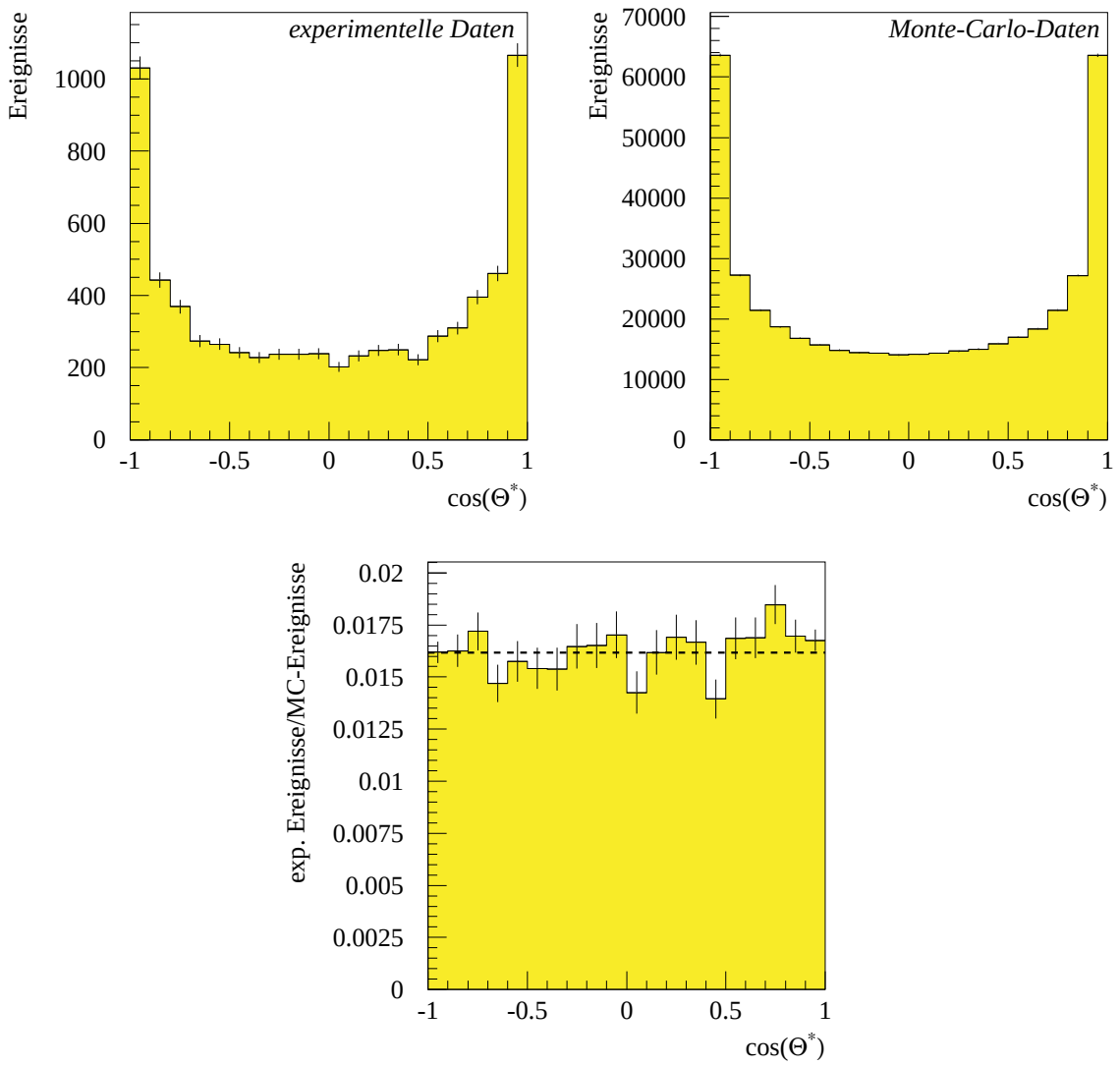

Abbildung 4.9 Winkelverteilung für experimentelle und *Monte-Carlo*-Daten. Im unteren Bild sind die experimentellen Daten durch die *Monte-Carlo*-Daten dividiert worden, die resultierende Verteilung ist angefittet worden (gestrichelte Linie).

Wie Abb. 4.9, unten zeigt, liegt eine glatte Verteilung vor, allerdings werden neben $pd \rightarrow {}^3He\ \eta$ weitere Reaktionen der Form $pd \rightarrow {}^3He\ X$ beobachtet, wie das *missing mass*-Spektrum andeutet. Denkbar ist hierbei vor allem die Mehr-Pionen-Produktion der Form $pd \rightarrow {}^3He\ \pi\pi$ oder $pd \rightarrow {}^3He\ \pi\pi\pi$. Daher wurde die Winkelverteilung zusätzlich gemäß Abb. 4.10 in verschiedene *missing mass*-Bereiche aufgeteilt und für diese getrennt analysiert.

Bereich *B* umfaßt den η-Peak, während die Ereignisse im Bereich *A*+*C* als aus der Reaktion $pd \rightarrow {}^3He\ \pi^+\pi^-$ stammend betrachtet wurden (siehe Abschnitt 4.5).

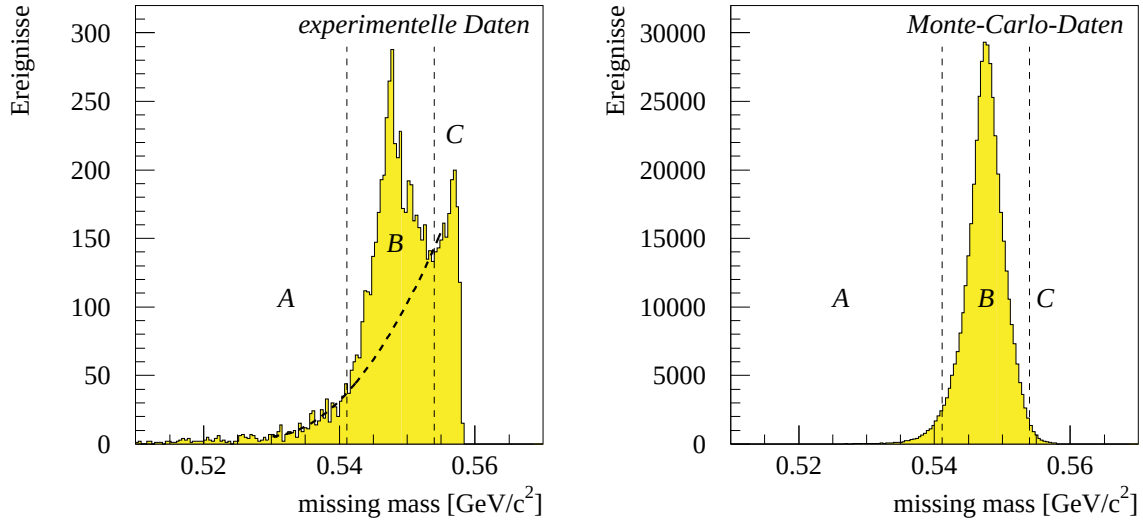

Abbildung 4.10 Unterteilung des *missing mass*-Spektrums zur separaten Untersuchung der Winkelverteilung verschiedener Reaktionen der Form pd → ^{3}He X.

Dividiert man die experimentellen Winkelverteilungen für diese beiden Bereiche (Abb. 4.12, linke Spalte) durch die für die Reaktion pd → ^{3}He η *Monte-Carlo*-generierte (Abb. 4.12, rechte Spalte), so zeigt sich für den Bereich B, wie für die Gesamtwinkelverteilung eine flache Verteilung (Abb. 4.11 rechts). Für den Bereich A+C zeigt sich im Rahmen der Statistik ebenfalls eine flache Verteilung (Abb. 4.11 links). Daraus läßt sich schließen, daß die Überlagerung von Reaktionen im η-Peak nicht durch die Überlagerung von zwei geeignet anisotropen Winkelverteilungen eine isotrope Winkelverteilung erzeugt.

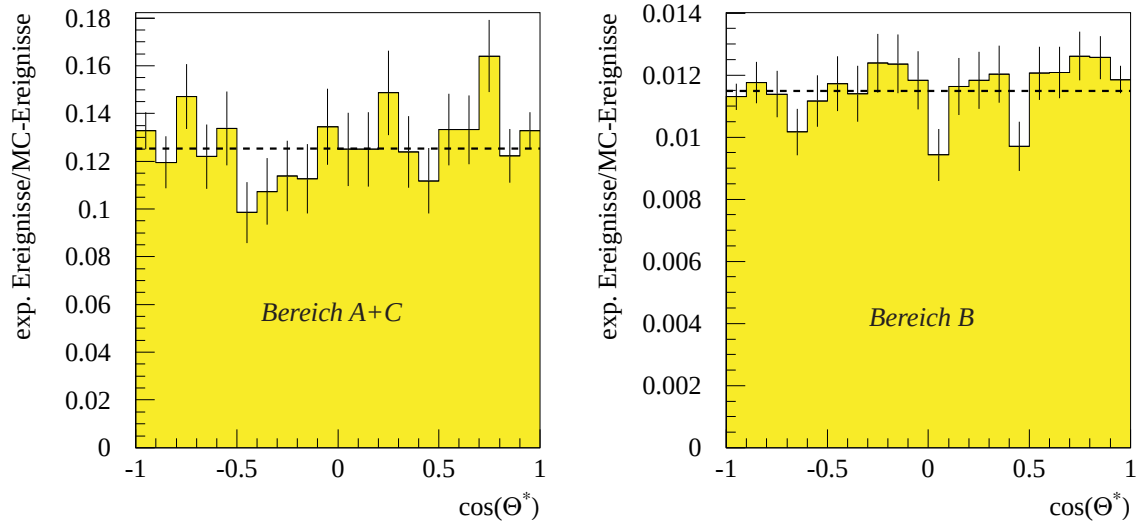

Abbildung 4.11 Normierte Winkelverteilung für die verschiedenen *missing mass*-Bereiche. Links Bereich *A+C*, rechts Bereich *B*

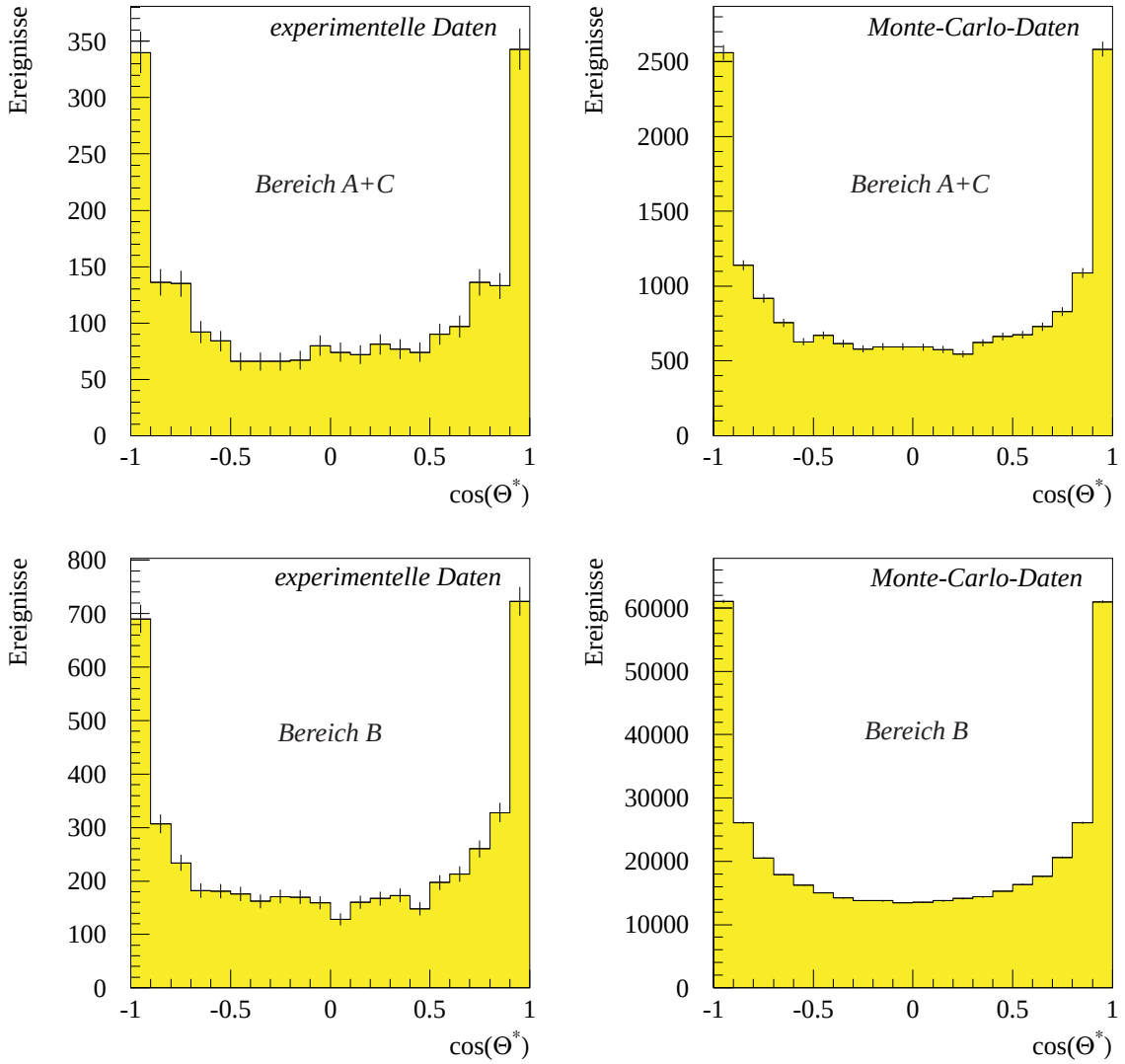

Abbildung 4.12 Winkelverteilung für die verschiedenen *missing mass*-Bereiche. Oben Bereich *A+C*, unten Bereich *B*

4.5 Untergrundreaktionen

Die Trennung der ^{3}He-Ereignisse vom Pionen-, Protonen- und Tritonenuntergrund konnte wie in Abschnitt 4.2 beschrieben sehr gut durchgeführt werden. Wie dem *missing mass*-Spektrum in Abb. 4.8 zu entnehmen ist, verbleiben dennoch weitere Untergrundereignisse in den analysierten Daten. Diese sind aber nicht auf eine unsaubere ^{3}He-Selektion als vielmehr auf andere mögliche Reaktionskanäle der Reaktion pd $\rightarrow$ ^{3}He X zurückzuführen, bei denen kein η-Meson produziert wird.

Der wahrscheinlichste Kandidat für ^{3}He-Untergrundreaktionen ist die Mehr-Pionenproduktion, z.B. in den Reaktionen:

$$pd \rightarrow {}^3He\ \pi^+\pi^- \qquad pd \rightarrow {}^3He\ \pi^0\pi^0$$

$$pd \rightarrow {}^3He\ \pi^+\pi^-\pi^0 \qquad pd \rightarrow {}^3He\ \pi^0\pi^0\pi^0$$

Es wurden daher für die η- und $\pi^+\pi^-$-Produktion *Monte-Carlo*-Simulationen durchgeführt und die generierten Daten analog zu den experimentellen Daten analysiert. Die so erhaltenen *missing mass*-Spektren (Abb. 4.13) geeignet skaliert und aufaddiert beschreiben die experimentellen Daten in guter Näherung.

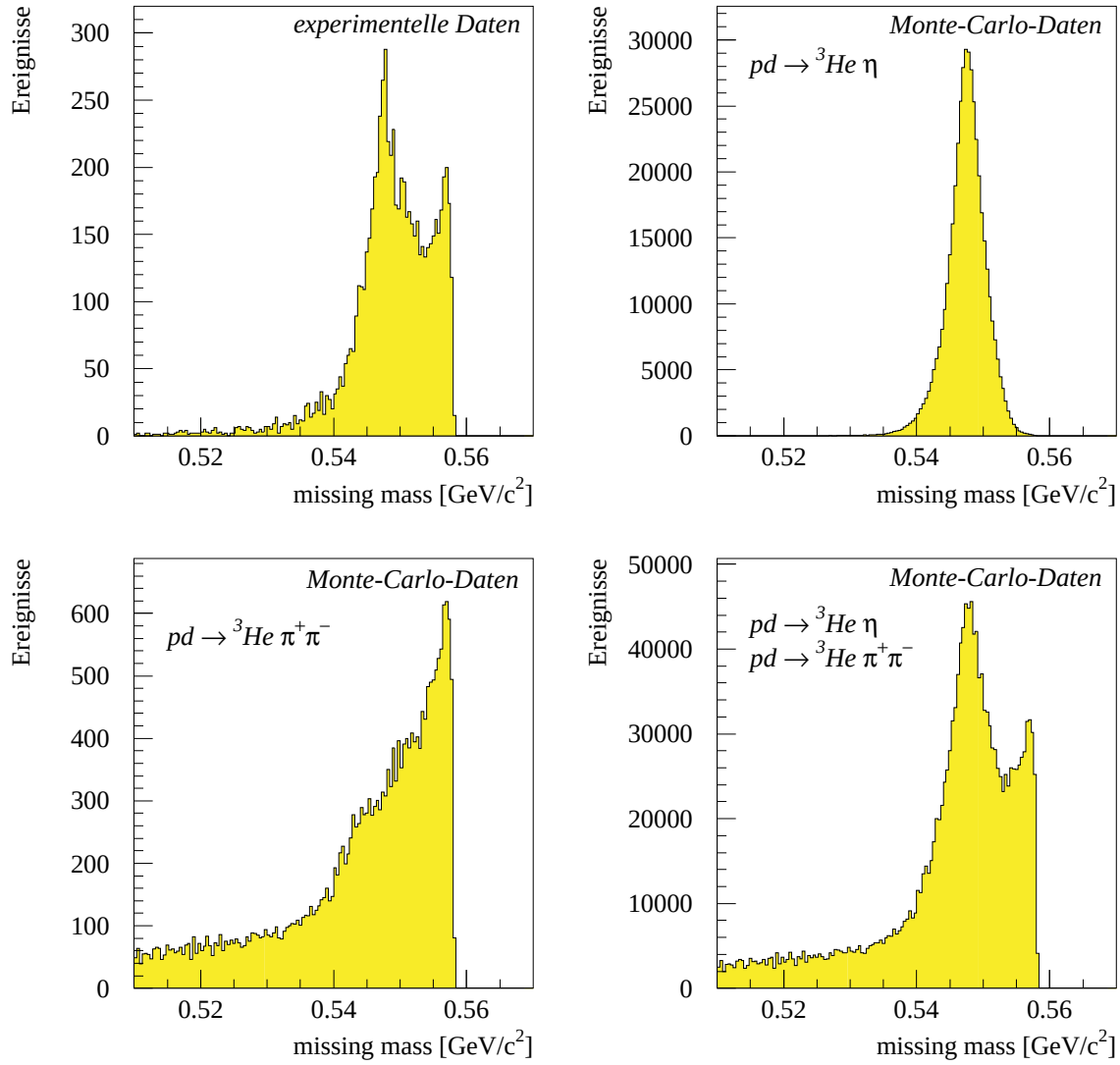

Abbildung 4.13 *Missing mass* Spektren zur Beschreibung des Untergrundes in den experimentellen Daten. Das gemessene ^{3}He-*missing mass* Spektrum (oben links) kann durch geeignete Addition (unten rechts) der *monte-carlo*-simulierten Spektren zu den Reaktionen pd $\rightarrow$ ^{3}He η (oben rechts) und pd $\rightarrow$ ^{3}He $\pi^+\pi^-$ (unten links) gut beschrieben werden.

4.6 Elastische Proton-Deuteron-Streuung

Zur Bestimmung eines absoluten Wirkungsquerschnittes für die Reaktion pd $\rightarrow {}^3$He η ist es notwendig, neben der Anzahl der zu dieser Reaktion gehörigen Ereignisse, auch die Luminosität bzw. integrierte Luminosität für die Meßdauer zu kennen. Die integrierte Luminosität kann am einfachsten dann bestimmt werden, wenn die Anzahl der Teilchen im Strahl, die Dichte des Targets, sowie das Reaktionsvolumen genau bekannt sind. Da bei einem Clustertarget zwar eine homogene jedoch nicht konstante Dichte vorliegt, muß ein anderer Weg beschritten werden, um die integrierte Luminosität zu bestimmen. Dazu wird eine Referenzreaktion betrachtet, für die der Wirkungsquerschnitt aus anderen Experimenten bekannt ist, die elastische Proton-Deuteron-Streuung.

Zur Betrachtung der elastischen Streuung wurden alle Einspurereignisse unter Forderung des Triggers $T_{pd_{mon}}$ (Abschnitt 4.1.2) analysiert. Zum Vergleich wurden außerdem *Monte-Carlo*-Ereignisse der Reaktion pd $\rightarrow$ pd erzeugt und mit dem gleichen Programm analysiert.

Für diese Zwei-Teilchen-Reaktion werden die beiden Ejektile ortsaufgelöst in den Detektoren S1 und S5 (Monitordetektor) nachgewiesen. Die Auftrefforte in diesen beiden Detektoren sind über die Zwei-Teilchen-Kinematik korelliert. Dies ist sowohl in den *Monte-Carlo*-Daten (Abb. 4.14, rechte Spalte) als auch in den experimentellen Daten (Abb. 4.14, linke Spalte) sichtbar. Die Korrelation ist dabei durch die Auftragung der Pad-Nummer im Monitordetektor (S5) gegen die horizontale Position im S1 dargestellt (Abb. 4.14, obere Zeile). Eine andere Form der Darstellung ist es die Pad-Nummer im S5 gegenüber einem aus der S1-Trefferposition durch Achsentransformation bestimmten Wert aufzutragen. Geeignete Werte hierfür sind der Kosinus des Austrittswinkel des Protons im Schwerpunktsystem (Abb. 4.14, mittlere Zeile) und der Impulsübertrag t (Gl. A.9) (Abb. 4.14, untere Zeile).

In der *Monte-Carlo*-Simulation findet man zwei sauber getrennte Bänder (Abb. 4.14, oben rechts), die zwei kinematisch möglichen Zuständen entsprechen. Zum einen wird bei geringem Impulsübertrag das Strahlproton in Vorwärtsrichtung nachgewiesen (oberes Band), zum anderen bei großem Impulsübertrag das Targetdeuteron in Vorwärtsrichtung beobachtet. Im Experiment (Abb. 4.14, oben links) werden nur Protonen in Vorwärtsrichtung nachgewiesen, da bei einem Strahlimpuls von 1.593 GeV/c durch den hohen Impulsübertrag die Deuteronen beim Stoß mit hoher Wahrscheinlichkeit aufbrechen.

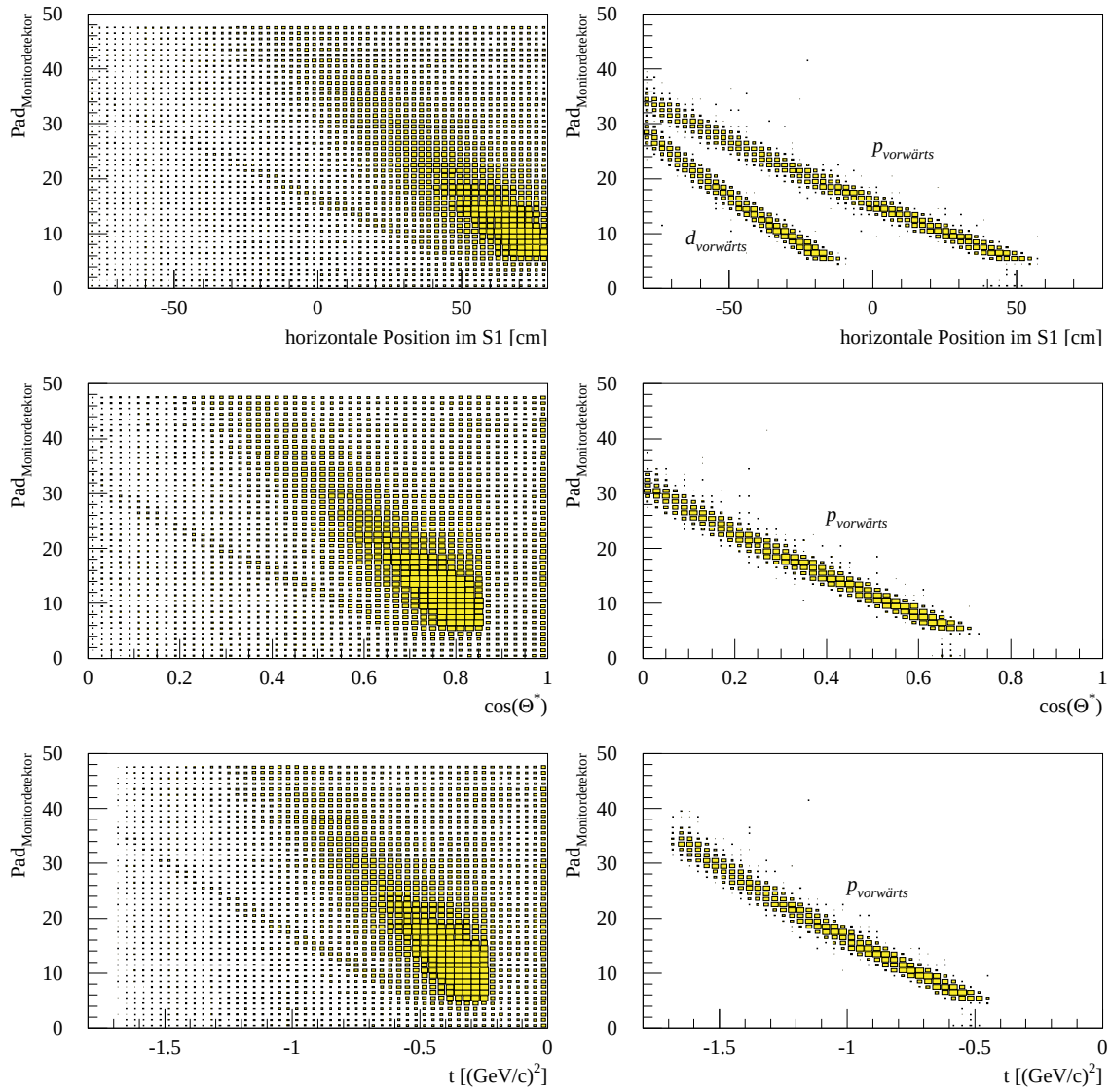

Abbildung 4.14 Die elastische Proton-Deuteron-Streuung in der Korrelation der Detektoren S1 und S5. Linke Spalte: experimentelle Daten, rechte Spalte: *Monte-Carlo*-Daten

Das Protonband in den *Monte-Carlo*-Daten kann sehr einfach über die Flugzeit zwischen S1 und Monitordetektor S5 vom Deuteronband getrennt bzw. letzteres herausgeschnitten werden (Abb. 4.14, rechte Spalte mitte und unten).

Der große Bereich mit einem bandartigen Ausläufer in den experimentellen Daten (Abb. 4.14, linke Spalte) rührt vermutlich von der quasi-freien Proton-Proton-Streuung her, bei der das Targetneutron lediglich als *Spectator* auftritt. Dieser hohe Untergrund erschwert es, das Band der elastisch gestreuten Protonen sichtbar zu machen. Da die Anwendung von Schnitten auf Detektoren bzw. deren Korrelation bei dem allgemein hohen Untergrund-

niveau keine saubere Trennung des $p_{vorwärts}$-Bandes lieferte, wurde ein anderes Verfahren zur Isolierung der pd-Ereignisse für die Bestimmung der integrierten Luminosität gewählt.

Hierzu wurden die in Abb. 4.14 (linke Spalte, mitte) dargestellten Daten entlang der t-Achse in 0.1 $(GeV/c)^2$ breite Streifen geschnitten und auf die Hochachse projiziert. Es wurden dann nur die Bereiche betrachtet, bei denen sich der Protonen-Peak noch sichtbar vom Untergrund trennen ließ. (Abb. 4.15)

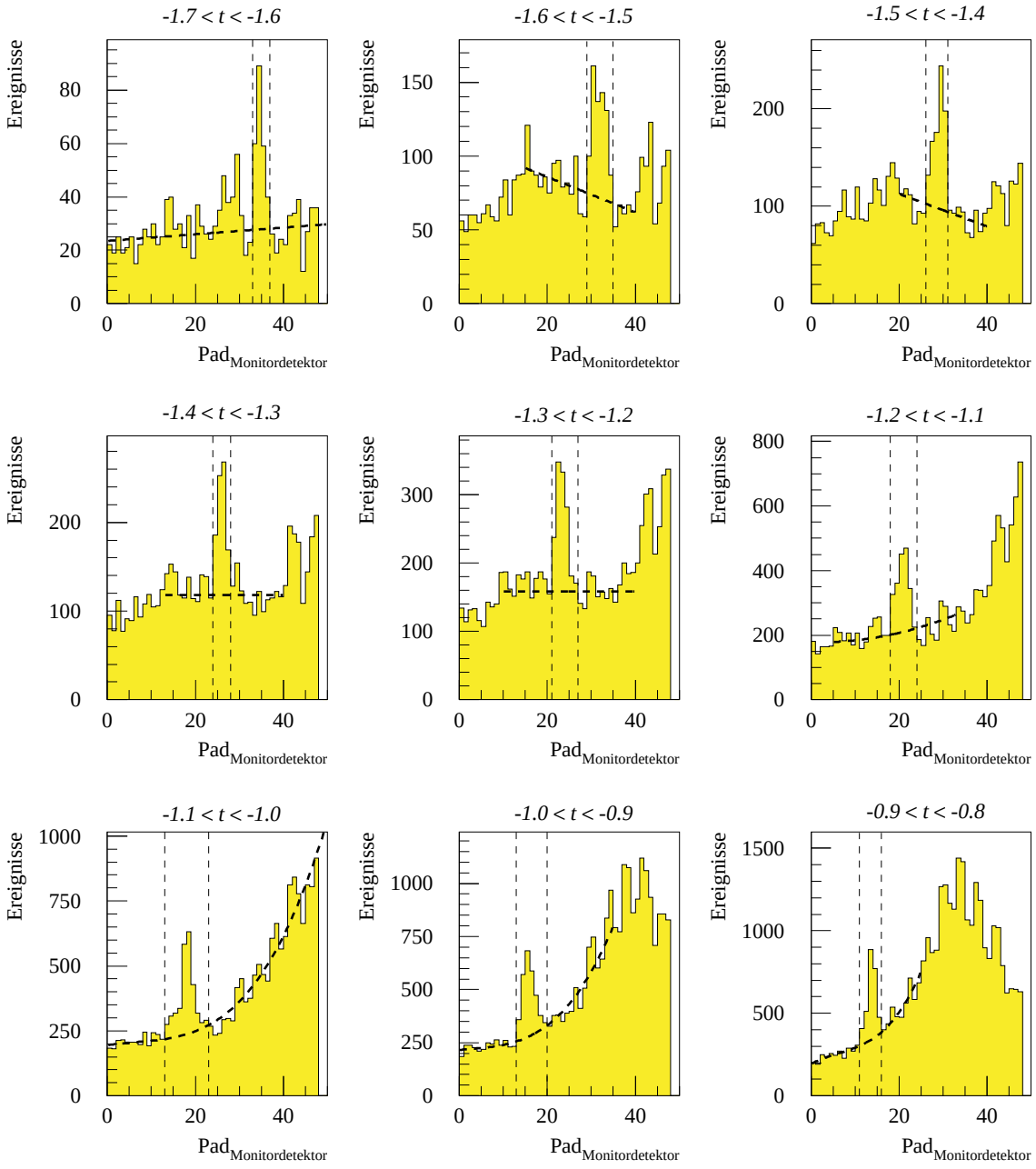

Abbildung 4.15 Aufteilung der pd-Daten in t-Bereiche mit handhabbarem Untergrund. Der Untergrund wurde für die einzelnen t-Bereiche angefittet (gestrichelte Linie)

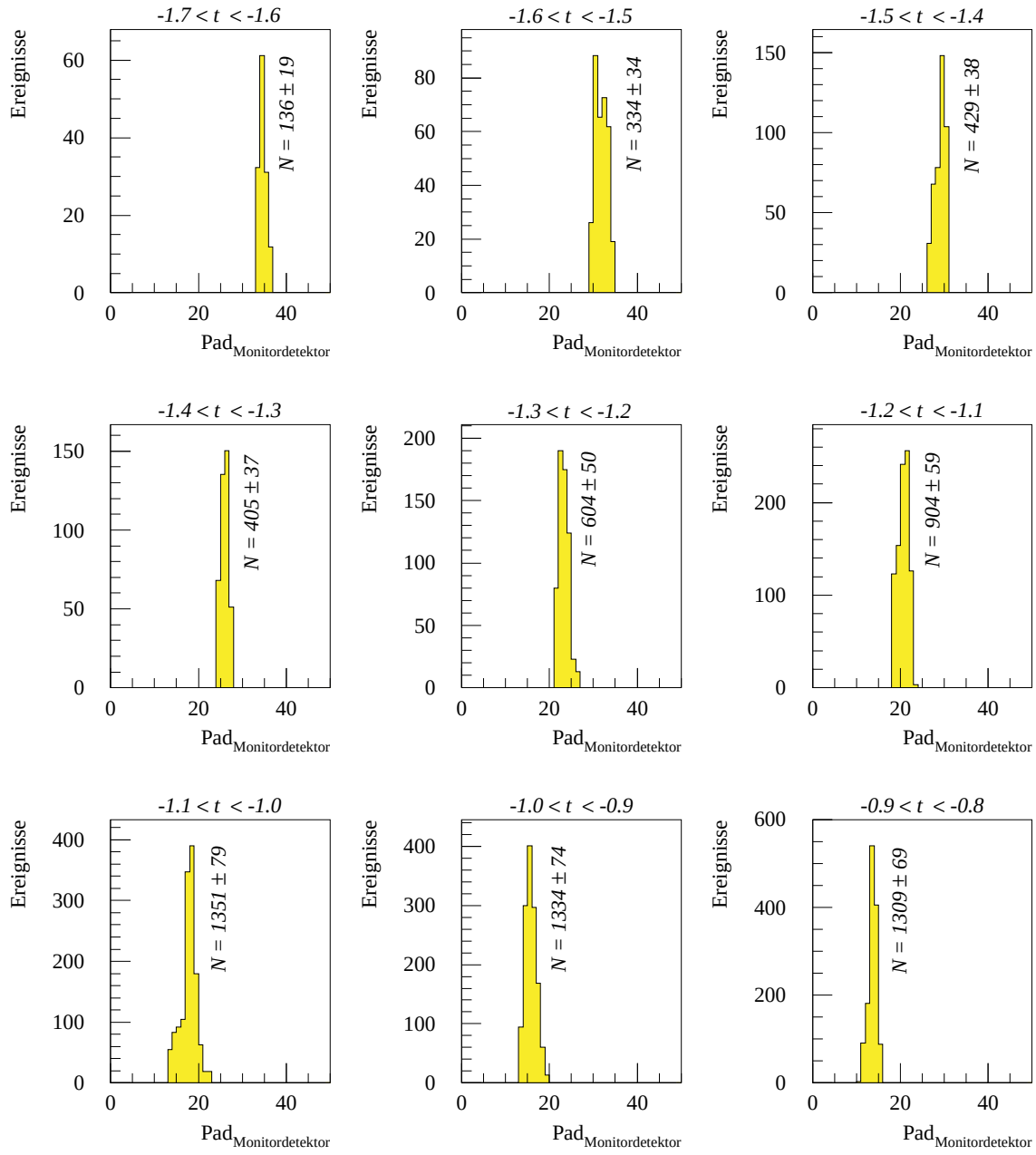

Abbildung 4.16 Untergrundreduzierte Peaks der pd-Streuung im Monitordetektor für die verschiedenen t-Bereichen. t in Einheiten von $(GeV/c)^2$

Aus den so erhaltenen neun Bildern für einen t-Bereich von $-1.7 < t\ [(GeV/c)^2] < -0.8$ kann man den Peak der pd-Streuung gegenüber dem Untergrund trennen, indem man den Untergrund entsprechend anfittet (Abb. 4.15).

War dies in manchen Fällen über einen größeren Bereich möglich, so konnte gerade bei kleinen t Werten nur die unmittelbare Umgebung des Peaks berücksichtigt werden, der Rest mußte vollständig als Untergrund abgezogen werden. Das Ergebnis dieser Untergrundsub-

traktion ist in Abb. 4.16 dargestellt, der Fehler des Peakinhalts ergibt sich aus dem Peak zu Untergrundverhältnis gemäß (Gl. 4.9) [38].

$$\sigma_{Peak} = \sqrt{\text{Peakinhalt} + 2 \cdot \text{Untergrundinhalt}} \tag{4.9}$$

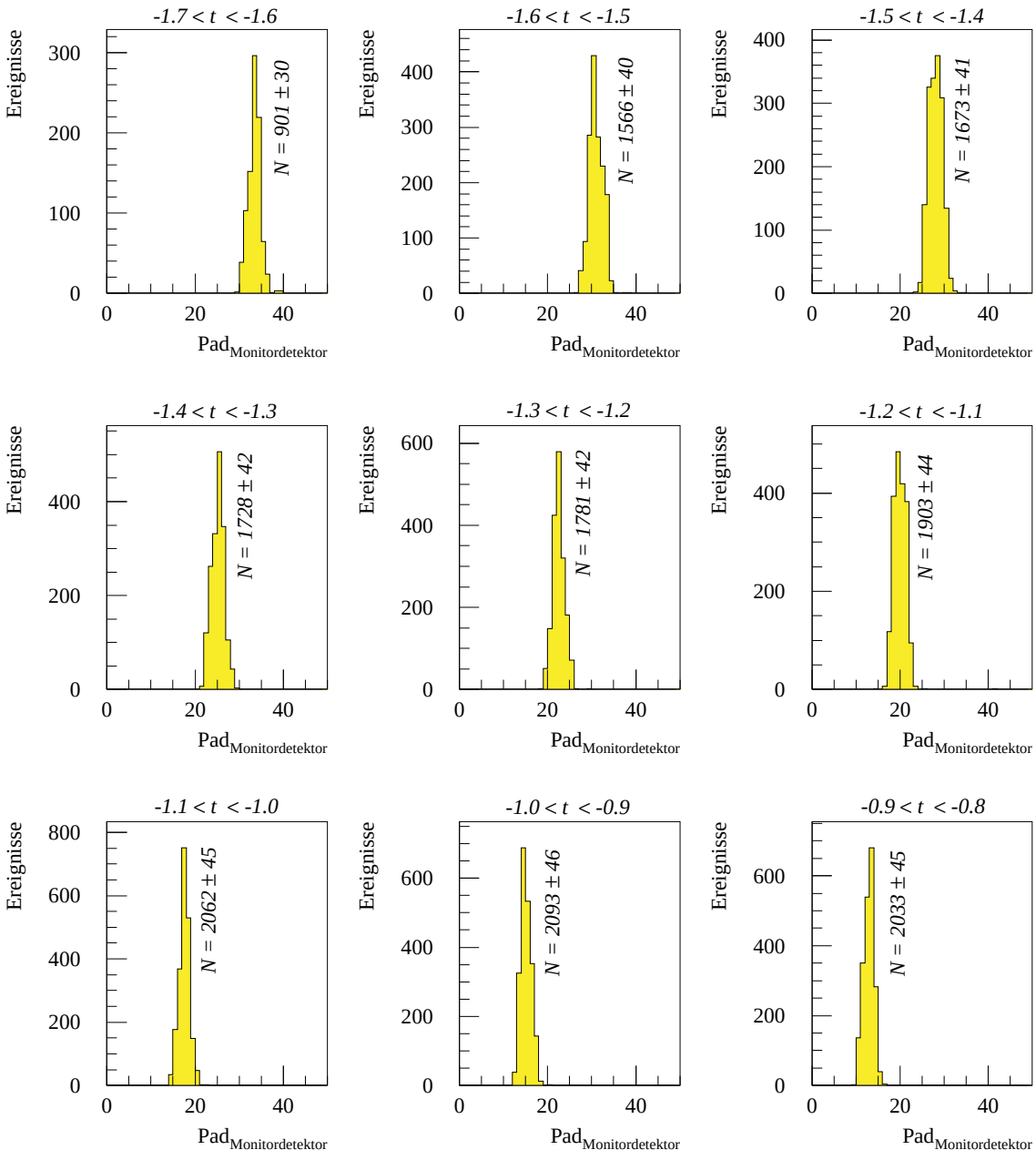

Abbildung 4.17 Peaks der pd-Streuung im Monitordetektor für die verschiedenen t-Bereiche (*Monte-Carlo*-Daten). t in Einheiten von $(GeV/c)^2$

Der Vergleich mit analog analysierten *Monte-Carlo*-Daten (Abb. 4.17), zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der im Experiment gefundenen Korrelation ($Pad_{Monitordetektor}$: t) mit den

aus Simulationen erwarteten (Abb. 4.18). Durch Division der Anzahl experimentell gefundener Ereignisse (Abb. 4.16) mit denen aus *Monte-Carlo*-Simulationen (Abb. 4.17), erhält man ein akzeptanzbereinigtes Bild der Abhängigkeit der Ereignishäufigkeit vom Impulsübertrag (Abb. 4.19).

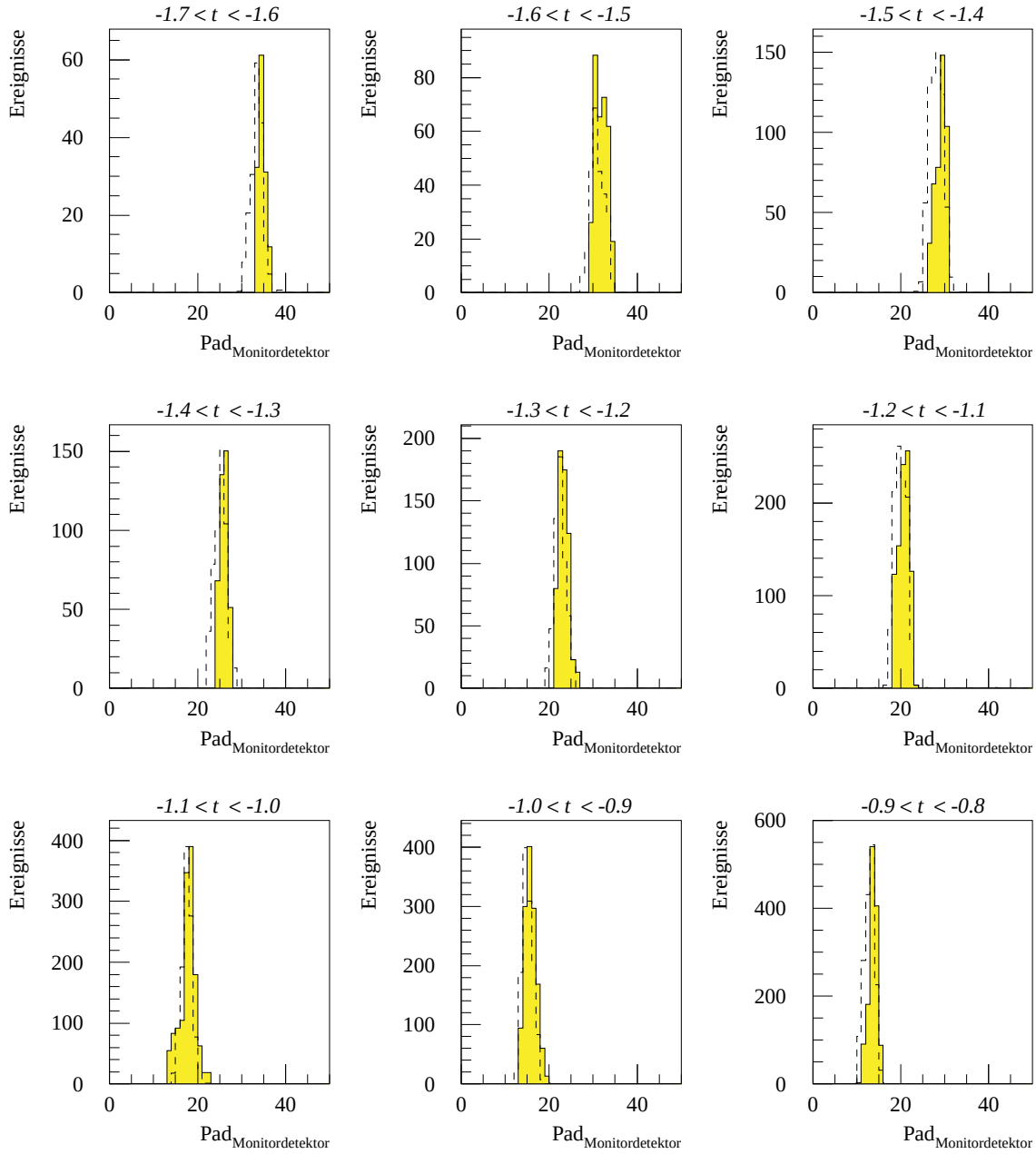

Abbildung 4.18 Vergleich der Position der Peaks der pd-Streunug im Monitordetektor. Die Lage der experimentellen Daten (schraffiert) stimmt sehr gut mit den, als gestrichelte Linie dargestellten, geeignet skalierten *Monte-Carlo*-Daten überein. t in Einheiten von $(GeV/c)^2$

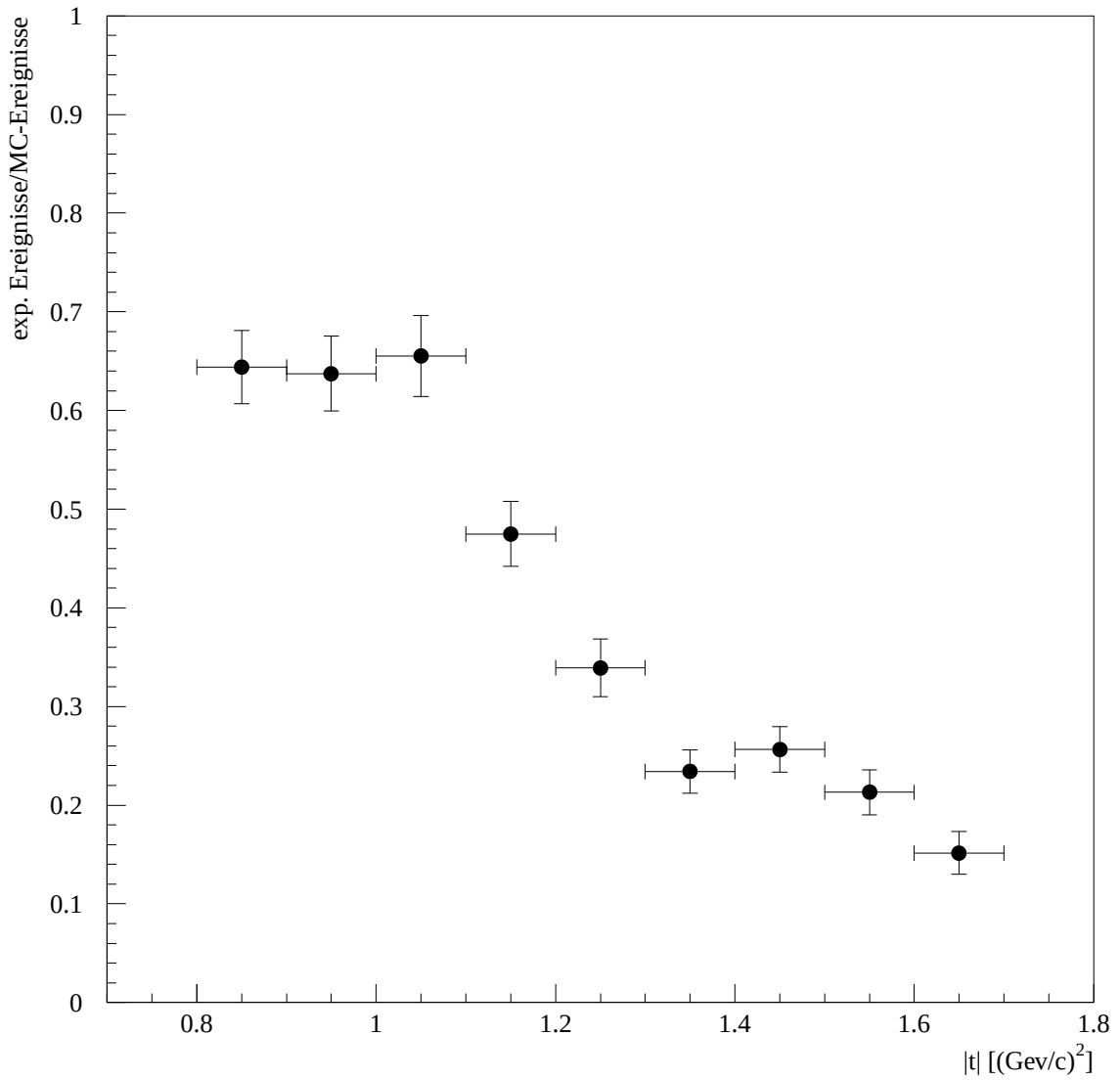

Abbildung 4.19 Akzeptanzbereinigte Darstellung der gefundenen pd → pd Ereignisse in Abhängigkeit vom Betrag des Impulsübertrages t. Die waagerechten Balken sind keine Fehlerbalken, sondern bezeichnen den |t|-Bereich, für den der Wert ermittelt wurde. Die vertikalen Balken bezeichnen den statistischen Fehler.

Aus Abb. 4.20 kann der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ der Reaktion pd → pd für die jeweiligen Impulsübertragsbereiche abgelesen werden. Dazu werden Literaturdaten [39], [40] verwendet, die bei Strahlimpulsen nahe des hier benutzten Impulses gemessen wurden, sie sind in Abb. 4.20 als offene Symbole dargestellt. Da der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Impulsübertrag für die verschiedenen Strahlimpulse nicht unmittelbar auf eine Kurve zusammengezogen werden konnte, wurden die Datensätze aus [40] für jeden Strahlimpuls separat angefittet. Aus den zwei so erhaltenen Fitfunktionen (Abb. 4.20, gestrichelte bzw. punktierte Linie) wurde nach (Gl. 4.10) eine mittlere Fitfunktion berechnet (Abb. 4.20, durchgezogene Linie), wobei die Abweichung der gemittelten

Funktion von den Datenfits als systematischer Fehler betrachtet wurde. Unter dieser Annahme sind die Daten aus [39] (Abb. 4.20, offene Kreise) unmittelbar und der hier ermittelte Verlauf (Abb. 4.19) geeignet skaliert (Abb. 4.20, geschlossene Kreise), mit der gemittelten Fitkurve gut verträglich.

$$\mathrm{Fit}_{\mathrm{gemittelt}} = \frac{\mathrm{Fit}_1 + \mathrm{Fit}_2}{2} \tag{4.10}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt wurde so für die gemessenen |t|-Bereiche von der gemittelten Fitkurve abgelesen.

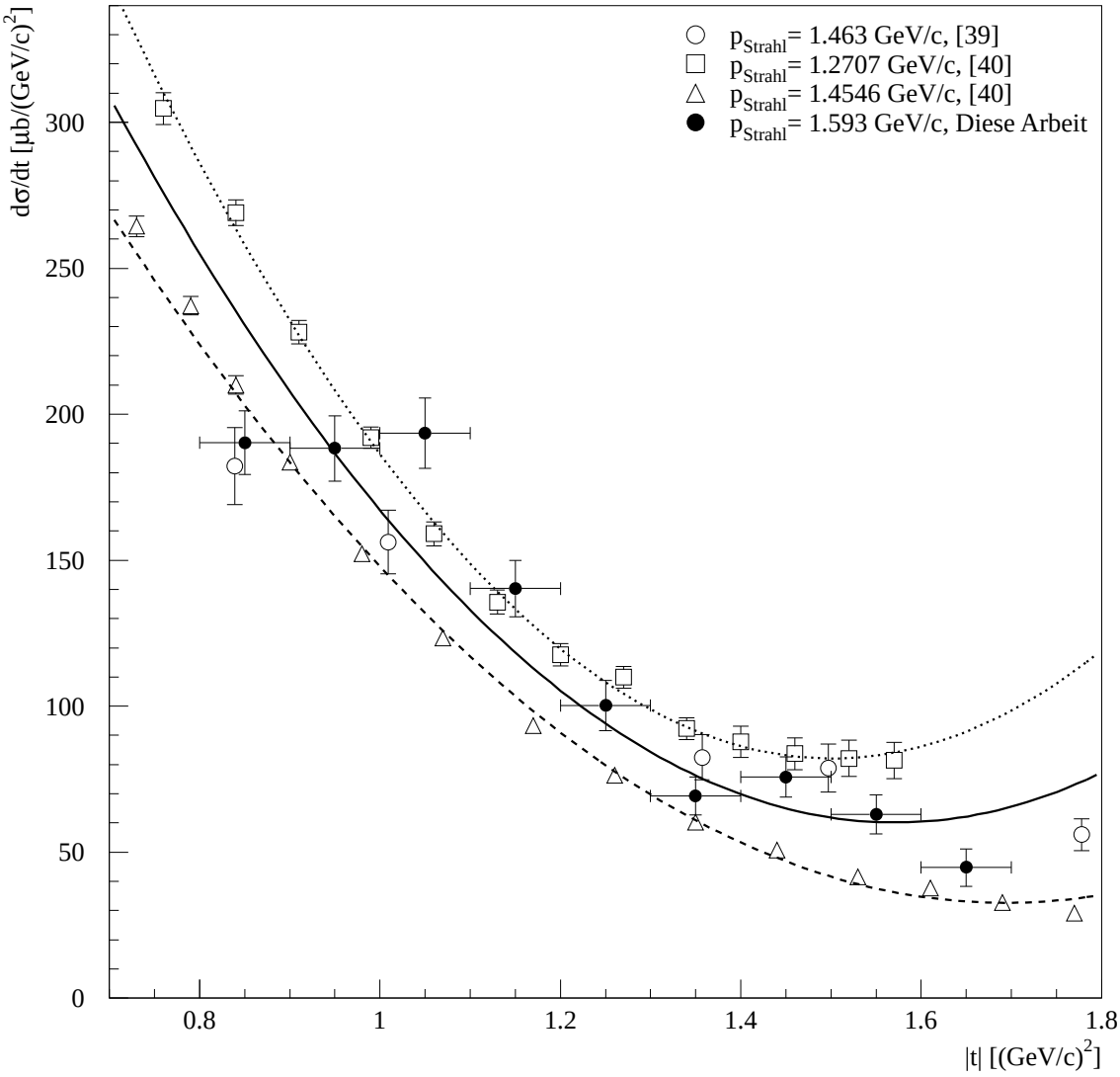

Abbildung 4.20 Anpassung des gemessenen Verlaufs des differentiellen Wirkungsquerschnitts dσ/dt an Literaturdaten. Die waagerechten Balken sind keine Fehlerbalken, sondern bezeichnen den |t|-Bereich für den der Wert ermittelt wurde. Die vertikalen Balken bezeichnen den statistischen Fehler.

Um die integrierte Luminosität, das Produkt aus Luminosität, Meßzeit und Totzeit, zu bestimmen benutzt man (Gl. 4.11). Man berechnet $L \cdot \tau \cdot \varepsilon_{Tot}$ danach aus dem eben ermittelten differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$, der Anzahl der Ereignisse $n(|t|)$ der untersuchten Reaktion und einer Größe Δt, die Akzeptanz und Impulsübertragsverteilung berücksichtigt.

$$L \cdot \tau \cdot \varepsilon_{Tot} = \frac{n(|t|)}{\frac{d\sigma_{pd \to pd}}{dt}(|t|) \cdot \Delta t} \tag{4.11}$$

Die Anzahl der tatsächlichen Ereignisse der elastischen Streuung $n(|t|)$ berechnet sich dabei (Gl. 4.12) aus der Anzahl der in der Analyse gefundenen $N(|t|)$ und dem Untersetzungsfaktor des Triggers $T_{pd_{mon}}$ (Gl. 4.1).

$$n(|t|) = N_{pd}(|t|) \cdot 2^5 \tag{4.12}$$

Die Größe Δt besteht aus dem Produkt der Akzeptanz und der Impulsübertragsverteilung (Gl. 4.13). Die Akzeptanz der Reaktion pd $\rightarrow$ pd für den Bereich $|t|$ berechnet sich aus der Anzahl der bei der Analyse von *Monte-Carlo*-Daten gefundenen pd $\rightarrow$ pd - Ereignisse $N_{MC}(|t|)$ durch Division mit der Gesamtzahl von generierten Ereignissen N^0_{MC}.

$$\Delta t = \frac{N_{MC}(|t|)}{N^0_{MC}} \cdot \left| \int_{t=0}^{t=t_{max}} dt \right| \tag{4.13}$$

Die Impulsübertragsverteilung berechnet sich aus dem Integral (Gl. 4.15) des Impulsübertrages (Gl. 4.14) über den gesamten Impulsübertragsbereich. Hierbei gehen Impuls p* und Austrittswinkel θ^* des Protons im Schwerpunktsystem ein.

$$t = -2p^{*2}(1 - \cos\theta^*) \qquad dt = 2p^{*2}d(\cos\theta^*) \tag{4.14}$$

$$\int dt = 2p^{*2}\int_0^{\pi} d(\cos\theta^*) = -4p^{*2} \tag{4.15}$$

Die Werte zur Berechung der integrierten Luminosität sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt, eine graphische Darstellung findet sich in Abb. 4.21. Der Schwerpunktimpuls des Protons p^* beträgt 0.8876 GeV/c. Der Bestwert der integrierten Luminosität berechnet sich zu (103.053 ± 8.090) 1/nb. Unter Berücksichtigung des systematischen Fehlers des Detektor-

systems von 11 % [8], [37] erhält man für die integrierte Luminosität einen Fehler von ±19.426 1/nb (zur Fehlerrechnung siehe Abschnitt A2.2). Dies entspricht einer Luminosität von (9.6 ± 1.8) $\cdot 10^{30}$ 1/(cm$^2\cdot$s) bei einer Meßdauer von etwa 8 Stunden (28320 s) und einer mittleren Totzeit von 37.8 %.

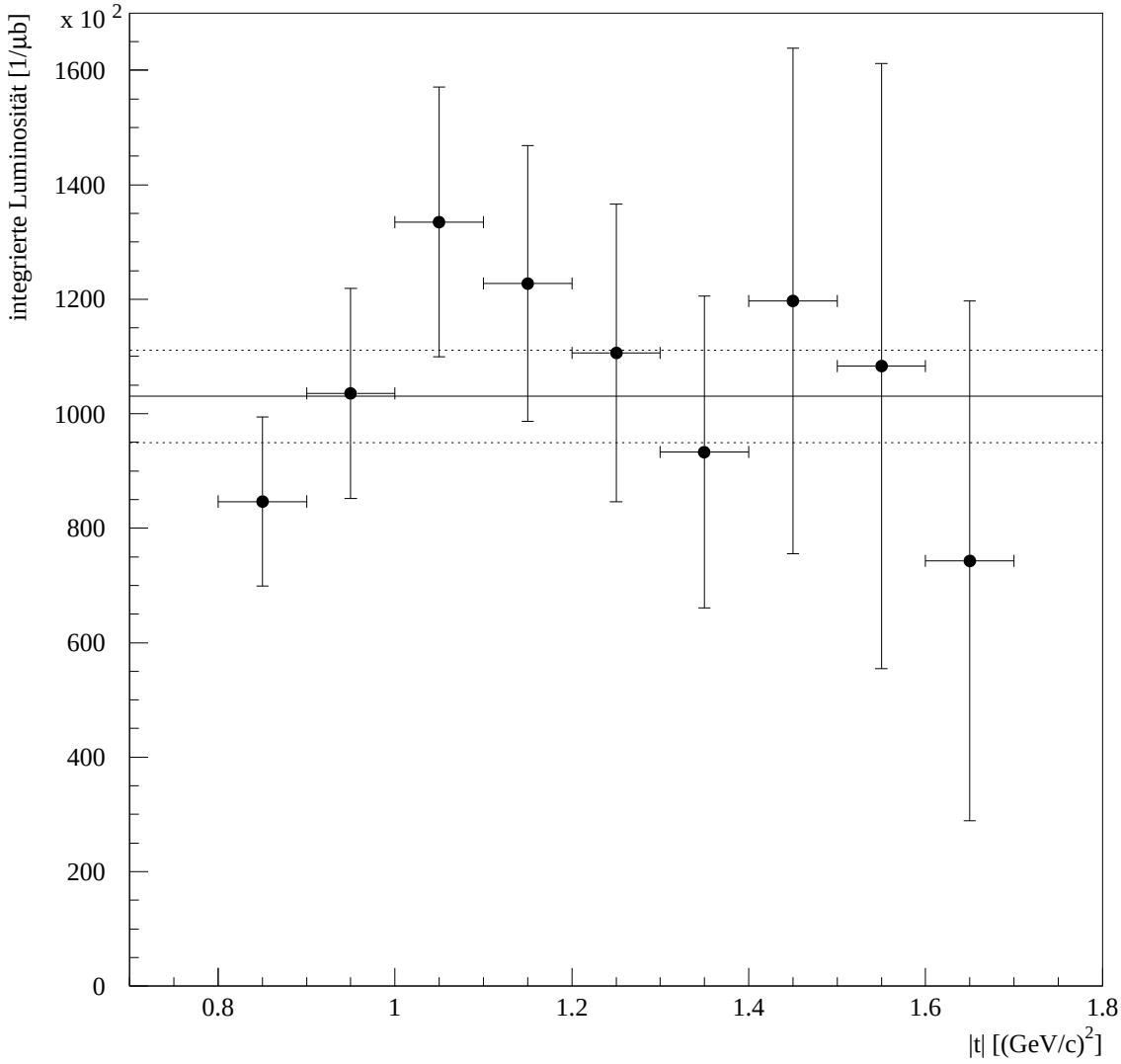

Abbildung 4.21 Integrierte Luminosität für die verschiedenen Impulsübertragsbereiche |t|. Die waagerechten Balken sind keine Fehlerbalken, sondern bezeichnen den |t|-Bereich für den der Wert ermittelt wurde. Die vertikalen Balken bezeichnen den systematischen und statistischen Fehler. Die durchgezogene Linie bezeichnet den Bestwert der integrierten Luminosität, die punktierten Linien bezeichnen den Fehler dieses Bestwertes.

4.7 Wirkungsquerschnitt

Der absolute Wirkungsquerschnitt einer Reaktion σ bestimmt sich gemäß (Gl. 4.16) aus der Anzahl der gefundenen Ereignisse N, der Akzeptanz ε, der Luminosität L und der Meßzeit τ. Die Akzeptanz wird unterschieden in eine von der Reaktion abhängige $\varepsilon_{\text{Reaktion}}$ und eine durch das Datenaufnahmesystem vorgegebene Totzeit ε_{Tot}.

$$\sigma = \frac{N}{\varepsilon_{\text{Reaktion}}} \cdot \frac{1}{L \cdot \tau \cdot \varepsilon_{\text{Tot}}} \tag{4.16}$$

Die Anzahl der gefundenen Ereignisse N läßt sich aus der *missing-mass* Analyse bestimmen, die Akzeptanz $\varepsilon_{\text{Reaktion}}$ ist durch *Monte-Carlo*-Simulationen zugänglich. Die integrierte Luminosität inklusive Totzeit wurde im vorigen Abschnitt aus der Reaktion $pd \rightarrow pd$ bestimmt.

4.7.1 Ereignisselektion

Zieht man den Untergrund (Abb. 4.10 links) aus der Mehr-Pionenproduktion (Abschnitt 4.5) ab, so erhält man im *missing-mass*-Spektrum einen deutlichen η-Peak (Abb. 4.22), dessen Ereignisse man unmittelbar auszählen kann: $N = 2225 \pm 86$, der Fehler berechnet sich wiederum gemäß (Gl. 4.9).

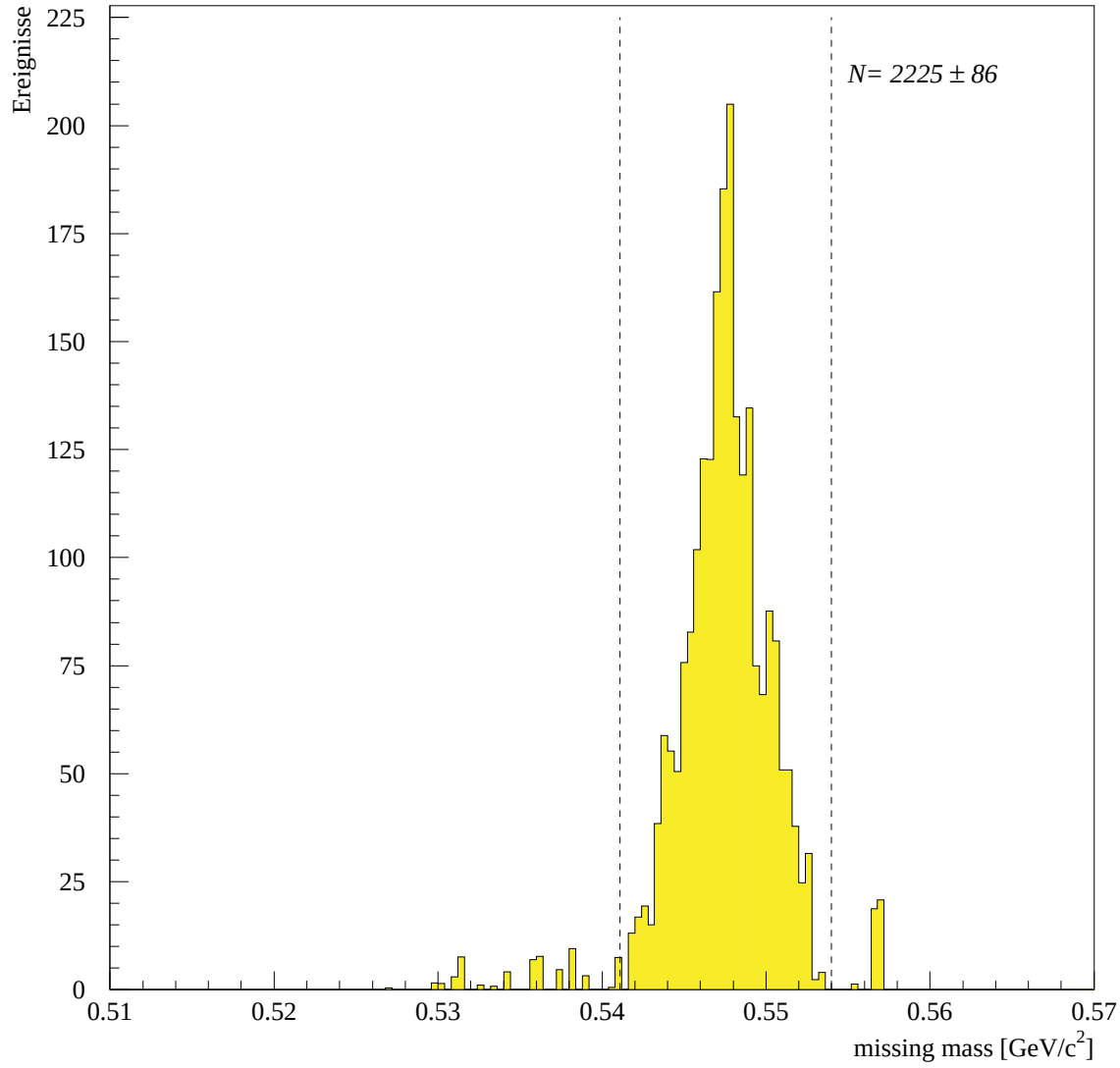

Abbildung 4.22 Untergrundsubtrahiertes *missing-mass*-Spektrum, die gestrichelten Linien deuten den Bereich an, dessen Ereignisse als zum Peak gehörig gezählt wurden.

4.7.2 Akzeptanz

Da der absolute Strahlimpuls nur bis auf $\Delta p/p = 1‰$ genau bekannt ist, wurde die Akzeptanz für die Reaktion pd $\rightarrow$ ^{3}He η für einen Bereich von ± 3 MeV/c um den Nominalimpuls $p_{Strahl} = 1.593$ GeV/c bestimmt (Abb. 4.23). Dazu wurden zu jedem Datenpunkt $2 \cdot 10^5$ *Monte-Carlo*-Ereignisse der Reaktion pd $\rightarrow$ ^{3}He η generiert und analysiert, der Quotient aus gefundenen zu generierten Ereignissen stellt die Akzeptanz dar.

Die Akzeptanz für die Reaktion pd $\rightarrow$ ^{3}He η bei einem Strahlimpuls von (1.593 ± 0.001593) GeV/c beträgt (11.1 ± 0.7) %.

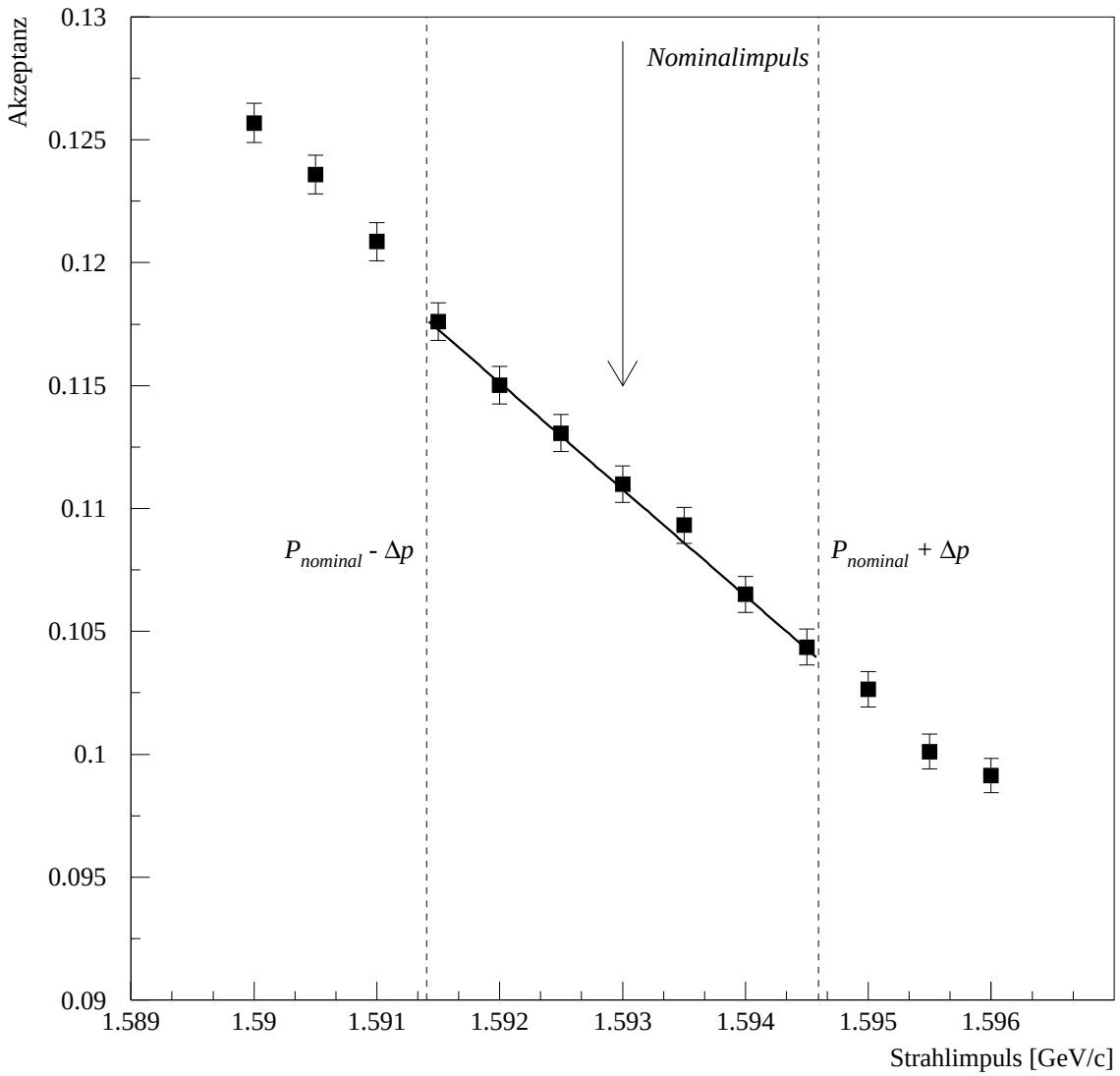

Abbildung 4.23 Abhängigkeit der Akzeptanz vom Strahlimpuls für die Reaktion pd $\rightarrow$ ^{3}He η. Die Impulsauflösung $\delta p/p$ ist kleiner als die Symbolgröße und beträgt 0.1 ‰

4.7.3 Integrierte Luminosität

Die integrierte Luminosität wurde in Abschnitt 4.6 für verschiedene Impulsüberträge |t| in der Reaktion pd $\rightarrow$ pd ermittelt, sie beträgt 103.053 ± 8.090 1/nb.

Die Ergebnisse der Berechnungen für verschiedenen |t|-Bereiche, die bei der pd $\rightarrow$ pd-Analyse betrachtet wurden, sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt. Der daraus resultierende absolute Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von |t| ist in Abb. 4.24 dargestellt.

$\|t\|$ $[(GeV/c)^2]$	$N_{pd}(\|t\|)$	$d\sigma_{pd\to pd}/dt(\|t\|)$ $[\mu b/(GeV/c)^2]$	$\varepsilon_{pd\to pd}(\|t\|)$	$L \cdot \tau \cdot \varepsilon_{To\tau}$ [1/nb]	$\sigma_{pd\to {}^3He\,\eta}$ [nb]
0.85 ± 0.05	1309 ± 69	231 ± 27	$6.8 \cdot 10^{-4} \pm 1.5 \cdot 10^{-5}$	84.656 ± 14.735	237 ± 44
0.95 ± 0.05	1334 ± 74	187 ± 22	$7.0 \cdot 10^{-4} \pm 1.5 \cdot 10^{-5}$	103.527 ± 18.351	194 ± 37
1.05 ± 0.05	1351 ± 79	149 ± 17	$6.9 \cdot 10^{-4} \pm 1.5 \cdot 10^{-5}$	133.493 ± 23.570	150 ± 28
1.15 ± 0.05	904 ± 59	118 ± 15	$6.3 \cdot 10^{-4} \pm 1.4 \cdot 10^{-5}$	122.754 ± 24.096	163 ± 34
1.25 ± 0.05	604 ± 50	94 ± 14	$5.9 \cdot 10^{-4} \pm 1.4 \cdot 10^{-5}$	110.636 ± 26.006	181 ± 44
1.35 ± 0.05	405 ± 37	76 ± 15	$5.8 \cdot 10^{-4} \pm 1.4 \cdot 10^{-5}$	93.337 ± 27.237	215 ± 64
1.45 ± 0.05	429 ± 38	65 ± 18	$5.6 \cdot 10^{-4} \pm 1.4 \cdot 10^{-5}$	119.728 ± 44.156	167 ± 63
1.55 ± 0.05	334 ± 34	60 ± 23	$5.2 \cdot 10^{-4} \pm 1.3 \cdot 10^{-5}$	108.334 ± 52.891	185 ± 92
1.65 ± 0.05	136 ± 19	62 ± 29	$3.0 \cdot 10^{-4} \pm 1.0 \cdot 10^{-5}$	74.279 ± 45.412	270 ± 166
Bestwert				**103.053 ± 8.090**	**179 ± 15**

Tabelle 4.2 Daten und Ergebnisse zur Berechnung der integrierten Luminosität und des absoluten Wirkungsquerschnitts von pd $\to$ ^{3}He η.

Analog zur Vorgehensweise bei der integrierten Luminosität wird auch für den absoluten Wirkungsquerschnitt der Reaktion pd $\to$ ^{3}He η einen Bestwert ermittelt. Unter Berücksichtigung der systematischen Fehler des Detektorsystems wie in [8], [37] angegeben von 11 %, ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt $\sigma_{pd\to {}^3He\,\eta}$ von 179 ± 35 nb. Daraus berechnet sich das Betragsquadrat der Streuamplitude gemäß Abschnitt A1.6 zu $|f|^2 = 126 \pm 24$ nb/sr.

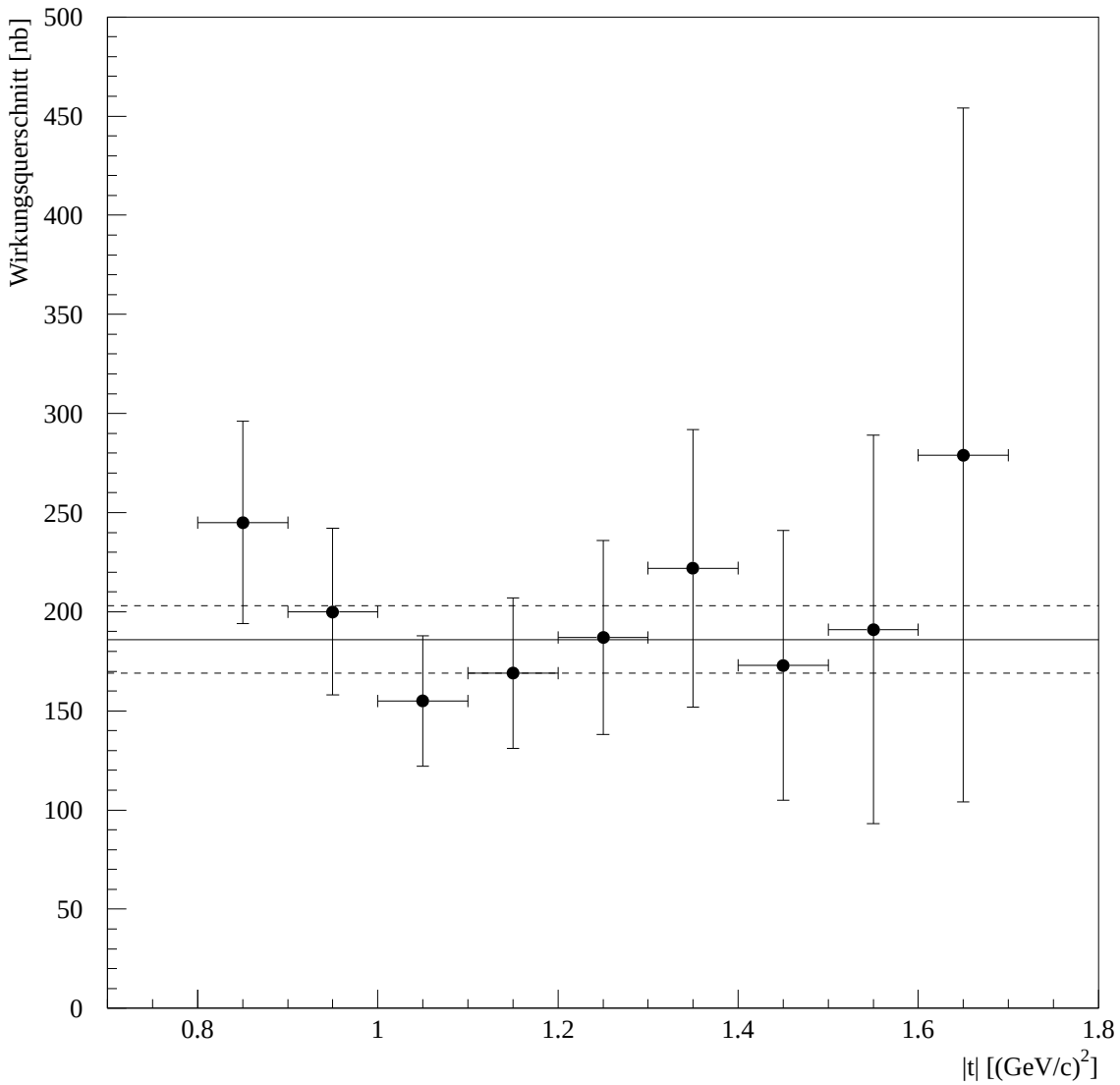

Abbildung 4.24 Absoluter Wirkungsquerschnitt von pd $\rightarrow$ ^{3}He η in Abhängigkeit vom Impulsübertrag |t|. Die waagerechten Balken sind keine Fehlerbalken, sondern bezeichnen den |t|-Bereich für den der Wert ermittelt wurde. Die vertikalen Balken bezeichnen den systematischen und statistischen Fehler. Die durchgezogene Linie bezeichnet den Bestwert des absoluten Wirkungsquerschnittes, die punktierten Linien bezeichnen den Fehler dieses Bestwertes.

5 Ergebnisse

Die aus der Reaktion $pd \rightarrow {}^3He\,X$ stammenden ^3He lassen sich mit dem COSY-11-Detektorsystem eindeutig nachweisen. Die Trennung der ^3He-Ereignisse vom Untergrund läßt sich bereits über den Energieverlust sehr gut durchführen (Abschnitt 4.2). Die weitere Trennung vom Untergrund aus Reaktionen, in denen kein η-Meson erzeugt wird, ist durch systematisches Abziehen eines angefitteten Untergrundes aus der Mehr-Pionenproduktion ($pd \rightarrow {}^3He\pi^+\pi^-$) geschehen (Abschnitt 4.5).

Die *missing mass*-Analyse liefert ein Spektrum, in dem der η-Peak deutlich identifizierbar ist (Abb. 4.22). Zur Bestimmung der Lage des Peakmaximums wurde ein Gaußfit[1] benutzt, so ergibt sich eine η-Masse von 547.58 MeV/c^2 (Abb. 5.1, links oben), dies stimmt im Bereich der Halbwertsbreite des Peaks (3.2 MeV/c^2) (Abb. 5.1, rechts unten), sehr gut mit der in der Literatur angegebenen Masse von 547.3 MeV/c^2 überein.

Die Abweichung von ~ 0.28 MeV/c^2 findet sich nicht nur in den experimentellen sondern auch in den Daten aus *Monte-Carlo*-Simulationen (Abb. 5.1 rechts oben). Der Grund dafür ist der in Abschnitt 4.2 erläuterte *Quenching*-Effekt, vernachlässigt man diesen in der *Monte-Carlo*-Simulation, so erhält man bei der Analyse exakt die η-Masse von 547.3 MeV/c^2.

Aufgrund dieser sehr guten Übereinstimmung des gemessenen Wertes der η-Masse mit dem *monte-carlo*-simulierten ist davon auszugehen, daß der Nominalimpuls von $p_{Strahl} = 1.593$ GeV/c^2 im Experiment exakt eingehalten wurde. Daher kann der Fehler aus der Akteptanzbestimmung (~ 6%) (Abschnitt 4.7.2) vernachlässigt werden.

Vergleicht man die Form der experimentellen und *Monte-Carlo*-Daten, stellt man fest, daß der Peak in den experimentellen Daten schmaler ist und insbesondere Anstieg und Ausläufer abgeschnitten sind. Außerdem weist der experimentelle Peak eine Struktur in der abfallenden Flanke auf. Beide Phänomene sind vermutlich auf die geringe Statistik zurückzuführen.

1. Ein Gaußfit beschreibt die Form des *missing mass*-Peaks nicht sehr gut, zur Ermittelung der Lage des Peakmaximums ist er jedoch vollkommen ausreichend und wird auch nur zu diesem Zweck und nicht zur Bestimmung der Halbwertsbreite benutzt.

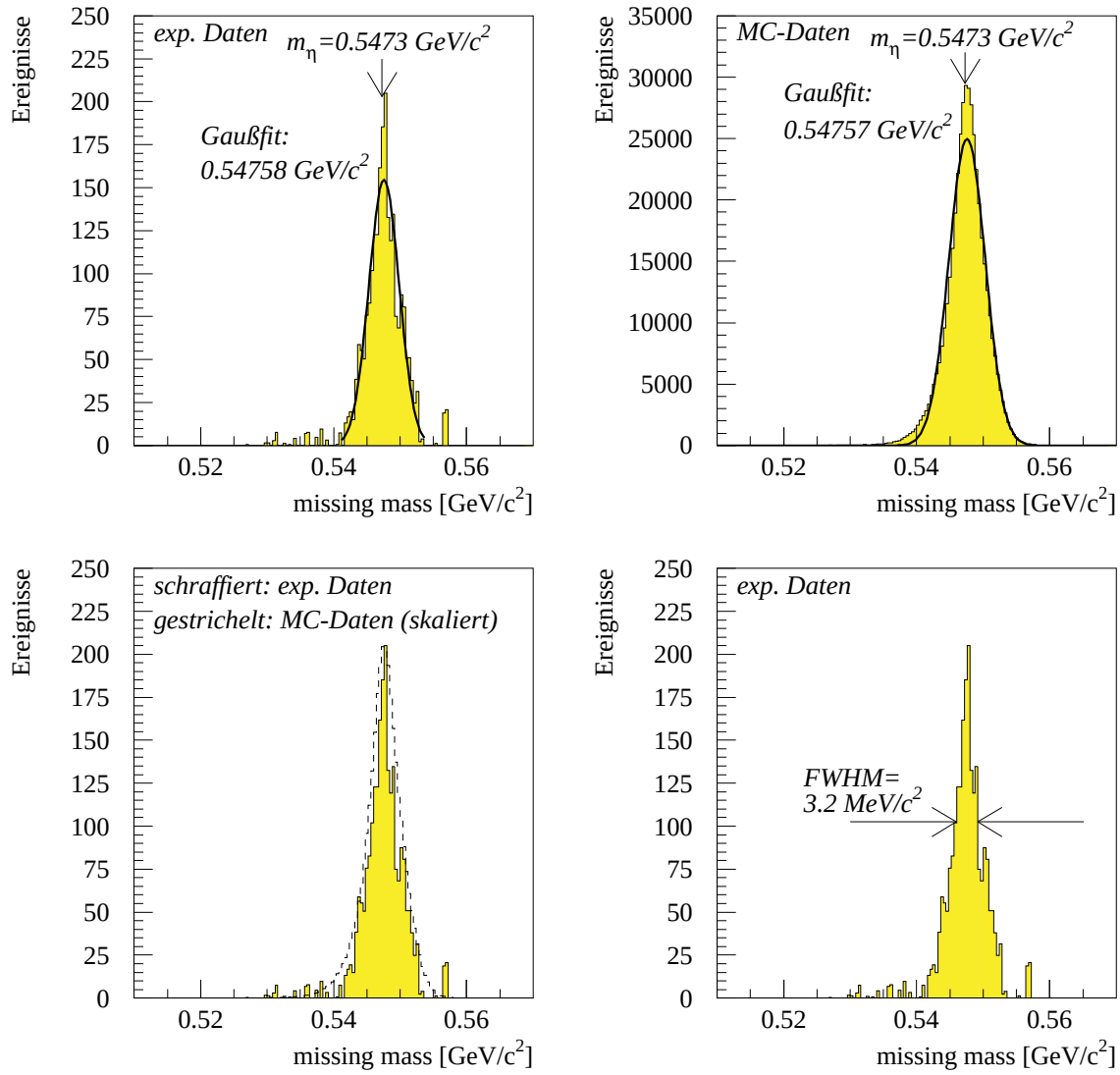

Abbildung 5.1 Untergrundreduziertes *missing mass*-Spektrum. Links oben: Experimentelle Daten gauß-gefittet zur Ermittlung der Lage des Maximums. Rechts oben: *Monte-Carlo*-Daten gauß-gefittet zur Ermittlung der Lage des Maximums. Links unten: Überlagerung skalierter *Monte-Carlo*-Daten mit experimentellen Daten. Rechts unten: Bestimmung der Halbwertsbreite des Peaks in den experimentellen Daten.

Dennoch ist bei Berücksichtigung des Untergrundfehlers nach (Gl. 4.9) die Bestimmung der Anzahl der gefundenen Ereignisse (N = 2225 ± 86) (Abb. 4.22) mit einem Fehler kleiner als 4 % möglich.

Sowohl für die untersuchte Reaktion pd $\rightarrow$ ^{3}He η als auch für die Untergundreaktion pd $\rightarrow$ ^{3}He π^+ π^- fand sich dabei eine glatte Winkelverteilung (Abb. 4.12, Abb. 4.11), so daß auch die gefundene Gesamtwinkelverteilung (Abb. 4.9) hinsichtlich der untersuchten Reaktion als isotrop angesehen werden kann.

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes wurde als Referenz die elastische Streuung betrachtet (Abschnitt 4.6). Durch Vergleich mit Literaturdaten und *Monte-Carlo*-Simulationen zu dieser Reaktion konnte unter Berücksichtigung der Akzeptanz des COSY-11-Detektorsystems für die Reaktion pd $\rightarrow$ ^{3}He η der Wirkungsquerschnitt zu 179 nb bestimmt werden (Abschnitt 4.7).

Dieser Wirkungsquerschnitt und das daraus berechnete Streuamplitudenbetragsquadrat 126 nb/sr sind zusammen mit den verfügbaren Datenpunkten von anderen Experimenten in Abb. 5.2 bzw. Abb. 5.3 dargestellt.

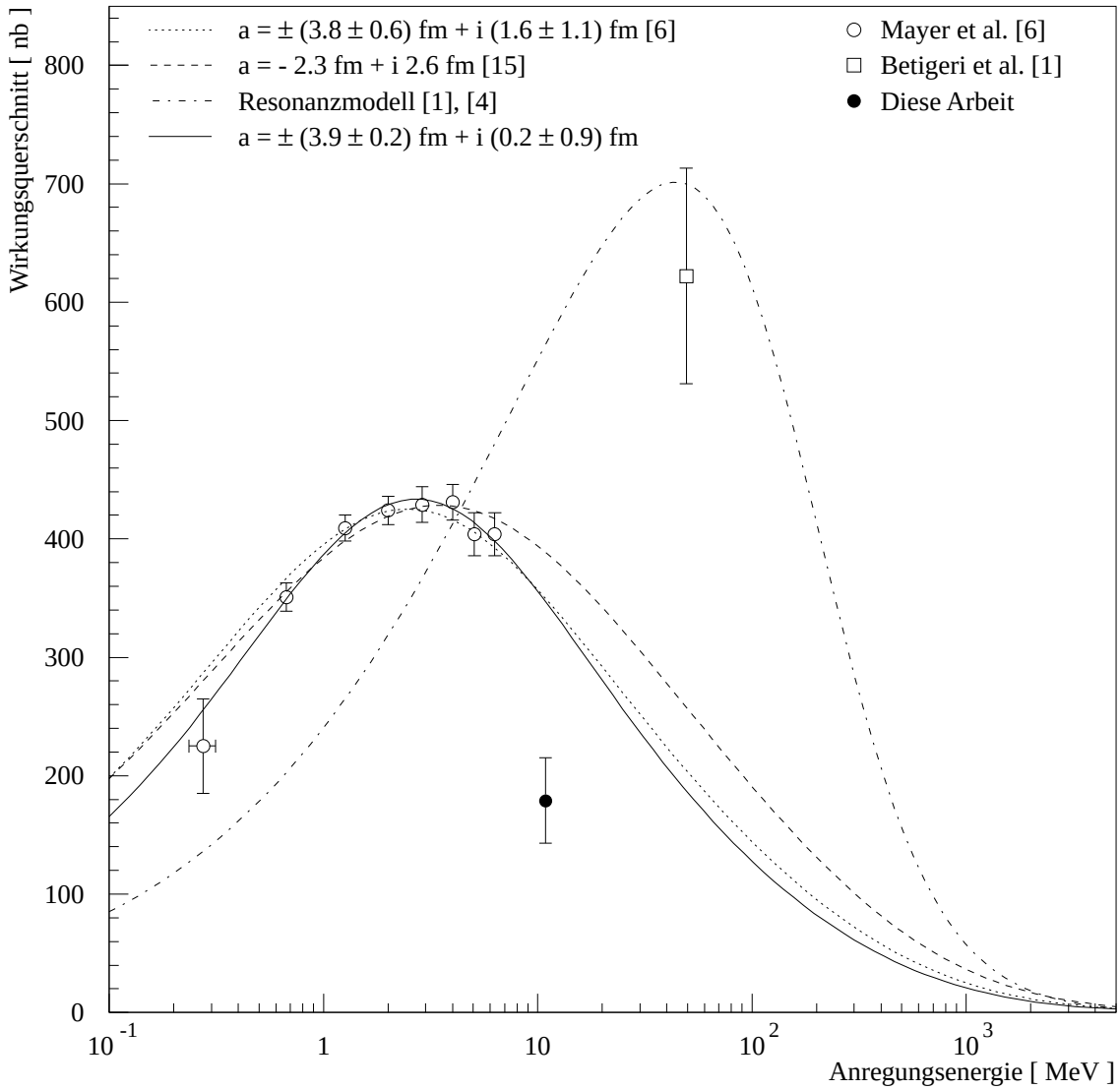

Abbildung 5.2 Wirkungsquerschnitt, der in dieser Arbeit ermittelt wurde, zusammen mit den verfügbaren Datenpunkten anderer Experimente.

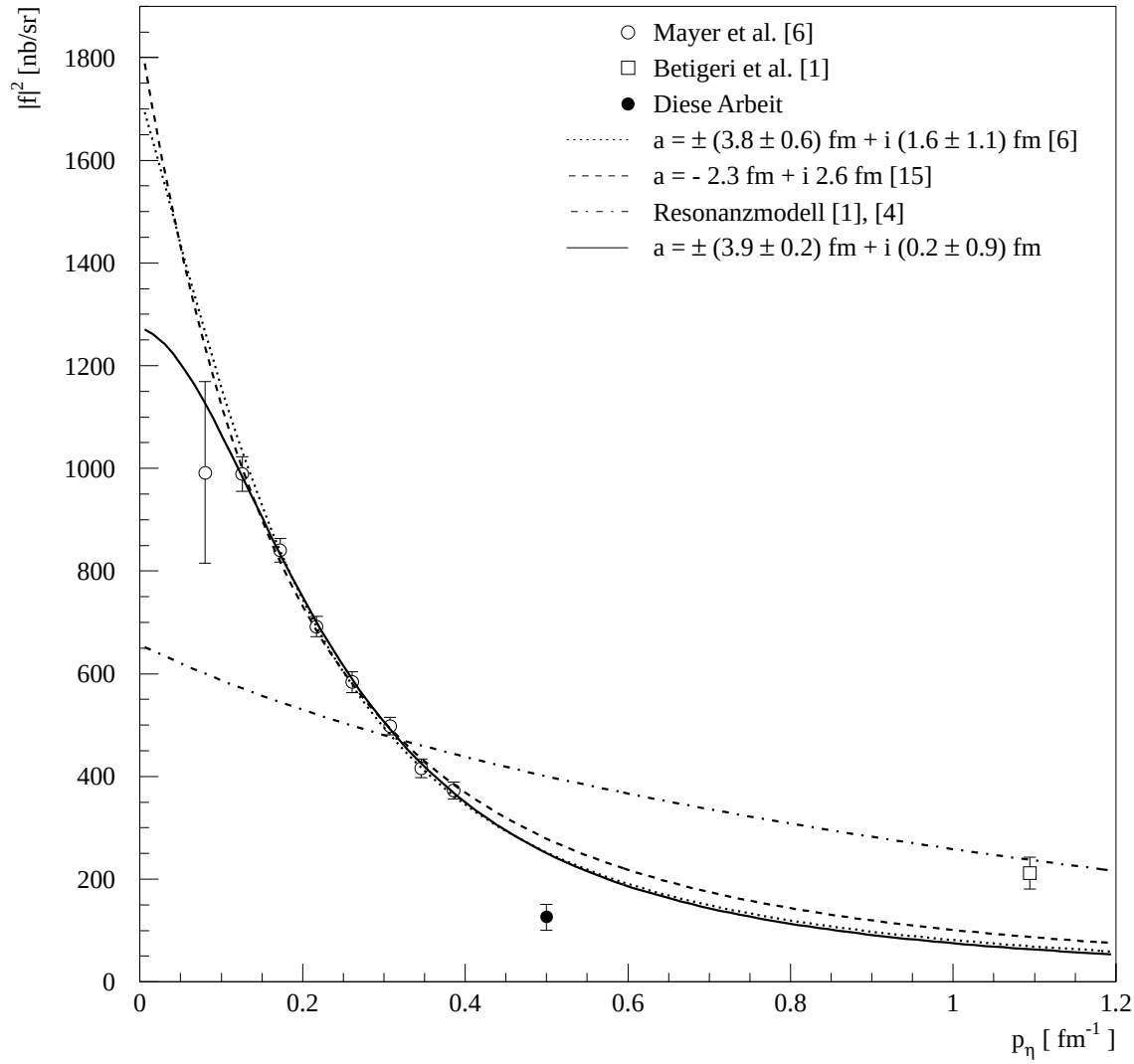

Abbildung 5.3 Streuamplitude, die in dieser Arbeit ermittelt wurde, zusammen mit den verfügbaren Datenpunkten anderer Experimente.

In beiden Fällen weicht das Ergebnis dieser Arbeit deutlich von den Vorhersagen beider Modelle zur Produktion des η-Mesons ab. Das Zwei-Stufenmodell erwartet einen etwa zweimal größeren Wirkungsquerschnitt, beim Resonanzmodell wird sogar ein etwa dreimal größerer Wirkungsquerschnitt vorausgesagt.

Dies könnte auf ein mit den anderen Experimenten inkompatibles Normierungsverfahren der Daten zurückzuführen sein. Problematisch ist z.B. die Normierung des gemessenen Wirkungsquerschnittes pd → pd auf Literaturdaten, bei dem die Energieabhängigkeit von $d\sigma/dt$ mangels entsprechender Literaturdaten nicht berücksichtigt werden konnte. Bei einer

Berücksichtigung der Energieabängigkeit würde der Wirkungsquerschnitt jedoch noch kleiner werden, wie an der relativen Lage der Literaturdaten in Abb. 4.20 zu sehen ist.

Zum anderen hat eine Kontrolle der Analyse über die Normierung des diffentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/d\Omega$, unter Berücksichtigung der Energieabhängigkeit, kein wesentlich abweichendes Ergebnis geliefert.

Denkbar wäre aber auch, daß der Abfall des Wirkungsquerschnittes im Zwei-Stufenmodell stärker ist als durch die bisherigen Fits an die Daten und das von Fäldt und Wilkin berechnete Modell [3] beschrieben.

Ein direkter Vergleich der gemessenen Querschnitte mit den anderen Experimenten ist so wenig hilfreich. Allerdings wird nach Auswertung der bei Q = 40 MeV an COSY-11 genommenen Daten durch die relative Lage der beiden Wirkungsquerschnitte eine Aussage darüber gemacht werden können, welches Reaktionsmodell die gefundene Energieabhängigkeit besser beschreibt.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Das COSY-11-Experiment eignet sich ausgezeichnet zur Untersuchung von Reaktionen des Typs pd $\rightarrow$ ^{3}He X nahe der Schwelle. In der vorliegenden Arbeit konnte das nachgewiesene Helium mit Hilfe seines Energieverlustes im Detektor S1 erfolgreich vom Untergrund getrennt werden. Der nach dieser Trennung verbleibende Untergrund von Reaktionen, bei denen kein η-Meson erzeugt wurde, konnte durch Anfitten von pd $\rightarrow$ ^{3}He $\pi^+\pi^-$ Ereignissen gut beschrieben werden. So war es möglich, im *missing mass*-Verfahren einen deutlichen η-Peak zu finden, der im Bereich seiner Halbwertsbreite sehr gut mit dem Literaturwert der η-Masse übereinstimmt. Durch Vergleich mit der elastischen Proton-Deuteron-Streuung und den dazu existierenden Literaturdaten war es möglich, den Wirkungsquerschnitt für die Reaktion pd $\rightarrow$ ^{3}He η zu bestimmen. Zur Senkung der statistischen Fehler wird die Untersetzung des Triggers für die elastische Proton-Deuteronstreuung bei weiteren Messungen kleiner gewählt werden. Im Vergleich mit den verfügbaren Datenpunkten anderer Experimente für Wirkungsquerschnitt und Streuamplitude konnte allerdings noch keine Aussage darüber getroffen werden, welches Reaktionsmodell deren Energieabhängigkeit besser beschreibt. Allerdings wurde eine mit den SATURNE (SPES2)-Daten [6] konsistente isotrope Winkelverteilung beobachtet, entgegen der vorwärtsgerichteten, die bei COSY (GEM) [1] beobachtet wurde. Ob es sich dabei um einen Effekt handelt, der bei steigendem Q-Wert auftritt, können nur die Analyse der Daten bei Q = 40 MeV, sowie weitere Messungen bei höherem Q-Wert (~ 50 MeV) erweisen. Außerdem wird die Analyse der 40 MeV-Daten ermöglichen, durch die relative Lage der beiden Datenpunkte bei 10.8 MeV und 40 MeV, eine Aussage über den Verlauf des Wirkungsquerschnittes zugunsten eines der beiden Reaktionsmodelle zu treffen.

Es gibt bisher nur den hier ermittelten Datenpunkt zur Reaktion pd $\rightarrow$ ^{3}He η am COSY-11-Experiment und auch von anderen Experimenten sind nur wenige Datenpunkte verfügbar. Um ein vollständiges Bild über die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes zu erhalten, sind neben der Analyse der bereits bei 40 MeV Q-Wert aufgenommenen Daten weitere Messungen bei verschiedenen schwellennahen Energiepunkten zwischen 0 und 50 MeV Q-Wert geplant.

Anhang

A.1 Kinematik

Im folgenden sind einige Formeln zusammengestellt, die bei den verschiedenen Berechnungen in dieser Arbeit verwendet wurden. Angegeben ist stets die allgemeinste Form für einen Streuprozess (Abb. 1) mit zwei einlaufenden und zwei auslaufenden Teilchen, sowie ggf. ein spezielle Umformung für den konkret benutzten Fall.

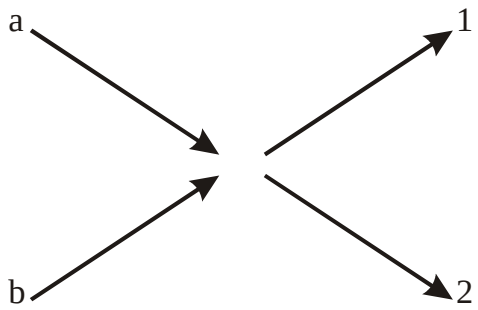

Abbildung 1 Streuprozess mit zwei einlaufenden Teilchen (a, b) und zwei auslaufenden Teilchen (1, 2) (schematisch). Strahlteilchen a treffe hierbei auf das im Laborsystem ruhende Targetteilchen b. Bei der Reaktion pd $\rightarrow$ ^{3}He η wäre z.B. a = Proton, b = Deuteron, 1 = ^{3}He und 2 = η.

A1.1 Schwerpunktsimpuls

Der Impuls der Teilchen im Schwerpunktsystem $|\vec{p^*}|_{\text{einlaufende Teilchen}}$, $|\vec{p^*}|_{\text{auslaufende Teilchen}}$ berechnet sich aus den Massen m_i der Teilchen und dem Quadrat der Schwerpunktenergie s, das sich aus den Massen m_i und dem Stahlimpuls p_{Strahl} berechnet.

$$|\vec{p^*}|_{\text{einlaufende Teilchen}} = \sqrt{\frac{[s-(m_a+m_b)^2]\cdot[s-(m_a-m_b)^2]}{4s}} \tag{A.1}$$

$$|\vec{p^*}|_{\text{auslaufende Teilchen}} = \sqrt{\frac{[s-(m_1+m_2)^2]\cdot[s-(m_1-m_2)^2]}{4s}} \tag{A.2}$$

$$s = 2\cdot m_b \cdot \sqrt{m_a^2 + p_{Strahl}} + m_a^2 + m_b^2 \tag{A.3}$$

Für die Reaktion pd $\rightarrow$ X Y stellt sich das so dar:

$$\left|\overrightarrow{p^*}\right|_{p,\,d} = \sqrt{\frac{p_{Strahl}^2}{\frac{2}{m_d}\cdot\sqrt{m_p^2 + p_{Strahl}^2} + 1 + \frac{m_p^2}{m_d^2}}} \tag{A.4}$$

A1.2 Streuwinkel im Schwerpunktsystem

Der Streuwinkel des austretenden Teilchens im Schwerpunktsystem berechnet sich aus dem Vierer-Impulsvektor des Teilchens $\overrightarrow{P_1} = (E_1, p_{x_1}, p_{y_1}, p_{z_1})$ im Laborsystem, dem Strahlimpuls p_{Strahl} sowie den Massen der Teilchen m_a, m_b, m_1 gemäß (A.5) - (A.8).

$$\theta^* = \operatorname{atan}\left(\frac{\sqrt{p_{x_1}^2 + p_{y_1}^2}}{p_{z_1}^*}\right) \tag{A.5}$$

$$p_{z_1}^* = \gamma \cdot p_{z_1} - \gamma \cdot \beta \cdot E_1 \tag{A.6}$$

$$E_1 = \sqrt{p_{Strahl}^2 + m_1^2} \tag{A.7}$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad \beta = \frac{p_{Strahl}}{\sqrt{m_a^2 + p_{Strahl}^2} + m_b} \tag{A.8}$$

A1.3 Impulsübertrag

Der Impulsübertrag berechnet sich aus dem Schwerpunktimpuls p_a^* des Strahlteilchens und dem Kosinus des Austrittswinkels θ^* im Schwerpunktsystem.

$$t = -2 \cdot {p_a^*}^2 \cdot (1 - \cos\theta^*) \tag{A.9}$$

A1.4 Strahlimpuls und kinetische Energie

Der Strahlimpuls p_{Strahl} und die kinetische Energie E_{kin} der Strahlteilchen sind über die Beziehung (A.10) miteinander verknüpft.

$$p_{Strahl} = \sqrt{E_{kin}^2 + 2 \cdot E_{kin} + m_a} \tag{A.10}$$

A1.5 Q-Wert

Der Q-Wert für eine Reaktion berechnet sich nach Gleichung (A.11).

$$Q = \sqrt{2 \cdot m_b \cdot E_{kin} + (m_b + m_a)^2} - m_1 - m_2 \tag{A.11}$$

A1.6 Streuamplitude und absoluter Wirkungsquerschnitt

Die Streuamplitude berechnet sich aus dem absoluten Wirkungsquerschnitt nach (A.12) bis (A.15). Der relative Fehler ist dabei gleich dem des absoluten Wirkungsquerschnittes.

$$|f|^2 = \frac{p_b^*}{p_2^*} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \tag{A.12}$$

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot d\Omega = \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \int d\Omega, \quad \text{wenn } \frac{d\sigma}{d\Omega} = \text{const.} \tag{A.13}$$

$$\int d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} d(\cos\vartheta) \cdot d\varphi = 4\pi \tag{A.14}$$

$$|f|^2 = \frac{p_b^*}{p_2^*} \cdot \frac{\sigma}{4\pi} \tag{A.15}$$

A.2 Fehlerrechnung und statistische Methoden

A2.1 Bestwertbestimmung

Für eine Reihe von Meßwerten x_i mit Fehlern $\pm \sigma_i$ berechnen sich der Bestwert $\bar{x}$ und dessen absoluter Fehler $\pm \bar{\sigma}$ wie folgt [38]:

$$\bar{x} = \frac{\sum_i \frac{x_i}{\sigma_i^2}}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}} \tag{A.16}$$

$$\bar{\sigma} = \sqrt{\frac{1}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}}} \tag{A.17}$$

A2.2 Bestimmung der integrierten Luminosität

Der relative Fehler der integrierten Luminosität in den einzelnen t-Bereichen wurde durch Fehlerfortpflanzungsgesetz für statistische Fehler und Größtfehlerabschätzung für systematische Fehler bestimmt:

$$F(L \cdot \tau \cdot \varepsilon_{Tot}) = F\left(\frac{d\sigma}{dt}\right) + \sqrt{F(N_{pd})^2 + F(\varepsilon_{pd \to pd})^2} \qquad \text{(A.18)}$$

Die relativen Fehler der gefundenen Ereignisse N_{pd} und der Akzeptanz $\varepsilon_{pd \to pd}$ für die elastische pd-Streuung sind dabei statistische Fehler, während der relative Fehler des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dt$ ein systematischer Fehler ist, der als Abweichung der gemittelten Fitkurve (Abb. 4.20) von den Fitkurven für die beiden Literaturdatensätze angesetzt wurde. Der Fehler für den angegeben Wert der integrierten Luminosität berechnet sich dann durch Größtfehlerabschätzung aus dem Gesamtfehler nach Bestwertmethode und systematischem Fehler des Detektorsystems (11 % nach [8], [37]), gleiches gilt für die Luminosität, wobei der Fehler bei der Zeitmessung als vernachlässigbar angesehen wurde.

A2.3 Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnitts pd $\to$ ^{3}He η

Die Fehlerrechnung für den absoluten Wirkungsquerschnitt ist analog zur Rechnung für die integrierte Luminosität im vorigen Abschnitt, auch hier werden die relativen Fehler gemäß Fehlerfortpflanzungsgesetz bzw. Größtfehlerabschätzung berücksichtigt (A.19).

$$F(\sigma_{pd \to {}^3He\,\eta}) = F\left(\frac{d\sigma}{dt}\right) + \sqrt{F(N_\eta)^2 + F(N_{pd})^2 + F(\varepsilon_{pd \to pd})^2} \qquad \text{(A.19)}$$

Literaturverzeichnis

[1] M. Betigeri et al., preprint arXiv:nucl-ex/9912006 v2 9 Dec 1999

[2] K. Kilian and H. Nann, Particle Production Near Threshold, AIP Conf. Proc. 221 (1990) S. 185

[3] G. Fäldt and C. Wilkin, Nucl. Phys. A 587 (1995) S. 769

[4] K. Grewer, Doktorarbeit, Universität Münster 1999

[5] M. Waters, Licentiate Thesis, Uppsala University 1994

[6] B. Mayer et al., Phys. Rev. C 53 (1996) S. 2068

[7] C. Caso et al. (Particle Data Group), Europ. Phys. Jour. C3, 1 (1998) and 1999 partial update for edition 2000 (URL: http://pdg.lbl.gov)

[8] P. Moskal, PhD thesis, University Cracow 1998

[9] H. Calén et al., Phys. Lett. B366 (1996) S. 39

[10] P. Wüstner, Doktorarbeit, Universität Bochum 1998

[11] A. Boudard, Few-Body Systems Suppl. 8 (1995) S. 287

[12] F. Hibou et al., Phys. Lett. B 438 (1998) S. 41

[13] E. Chiavasso et al., Phys. Lett. B 322 (1994) S. 207

[14] J. Berger et al., Phys. Rev. Lett. 61 (1998) S. 919

[15] C. Wilkin, Phys Rev. C 47 (1993) S. 938

[16] W. Oelert et al., COSY Proposal No. 11, IKP-KFA (1988)

[17] R. Maier, Nucl. Instr. & Meth. A 390 (1997) S. 1

[18] W. Bräutigam et al., Upgrading JULIC as Injector for COSY-Jülich, Proc. EPAC88, Rome (1988) S. 317

[19] G. Schepers, Doktorarbeit, Universität Münster 1998

[20] H. Dombrowski et al., Nucl. Phys A626 (1997) S. 427c

[21] A. Khoukaz, Diplomarbeit, Universität Münster 1992

[22] C. Quentmeier, Diplomarbeit, Universität Münster 1997

[23] A. Khoukaz et al., Eur. Phys. J. D 5 (1999), S. 275

[24] C. Thomas, Diplomarbeit, Universität Münster 1998

[25] G. Charpak, Journ. de Phys. 30 (1969) C2-86

[26] A. H. Walenta et al., Nucl. Instr. & Meth. 92 (1971), S. 373

[27] B. Gugulski et al., Construction and Test of Drift Chambers for the New Jülich Accelerator COSY, KFA-IKP(I)-1992-3, Jülich (1992)

[28] S. Brauksiepe et al., Nucl. Instr. & Meth. A 376 (1996), S. 397

[29] R. Bröders et al., Annual Report IKP-KFA 1992 (1993), S. 278

[30] P. Moskal, Response Function of the Trigger Scintillation Detector for the COSY-11 Installation, Jül-2825, Jülich (1993)

[31] G. Anton et al., Nucl. Instr. & Meth. A 310 (1991), S. 631

[32] M. Wolke, Ein großflächiger Szintillationsdetektor mit Matrix-Auslese für Experimente an COSY, Jül-2852, Jülich (1993)

[33] M. Köhler et al., Die Silizium-Pad-Detektoren im Experiment COSY-11, Jül-3071, Jülich (1995)

[34] E. Beuville et al., Nucl. Instr. & Meth. A 288 (1990), S. 157

[35] K. Zwoll et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 41(1) (1994), S. 37

[36] M. Drochner, Doktorarbeit Jül-3218, Jülich 1996

[37] M. Wolke, Doktorarbeit, Universität Bonn 1998

[38] L. Lyons, Statistics for nuclear and particle physicists, Cambridge University Press

[39] E. Winkelmann et al., Phys. Rev. C 21 (1980), S. 2535

[40] E. Gülmez et al., Phys. Rev. C 43 (1991), S. 2067

[41] C. Caso et al. (Particle Data Group), Particle Physics Booklet July 1998

[42] WebElements^{2000}, the periodice table on the WWW (http://www.shef.ac.uk/chemistry/web-elements/webelements/elements/text/isot/He.html)

[43] GEANT-Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013, CERN, 1211 Genf 23, Schweiz (1993)

Tabellenverzeichnis

1 Einleitung 1

2 Die Reaktion pd $\rightarrow$ ^{3}He η 3

Tabelle 2.1 Quarkinhalt der pseudoskalaren Mesonen 3
Tabelle 2.2 Eigenschaften und Quantenzahlen der pseudoskalaren Mesonen. (J: Spin, P: Parität, I: Isospin, I_3: 3.-Komponente des Isospin, S: Strangeness, C: C-Parität) [7] 4
Tabelle 2.3 Zerfallskanäle des η-Mesons [7] 5

3 Das COSY-11-Experiment 11

4 Datenanalyse 23

Tabelle 4.1 In der Analyse benutzte Werte für die Masse der Teilchen gemäß [41], Masse des ^{3}He-Kerns berechnet aus [42] und [41] 23
Tabelle 4.2 Daten und Ergebnisse zur Berechnung der integrierten Luminosität und des absoluten Wirkungsquerschnitts von pd $\rightarrow$ ^{3}He η. 50

5 Ergebnisse 53

6 Zusammenfassung und Ausblick 59

Abbildungsverzeichnis

1 Einleitung 1

2 Die Reaktion pd → ^{3}He η 3

Abbildung 2.1 SU(3)-Nonett der pseudoskalaren Mesonen 4
Abbildung 2.2 Betragsquadrat der Streuamplitude nahe der Reaktionsschwelle. Folgende Fits basieren auf dem Zwei-Stufen-Modell: Die gestrichelte Linie ist auf der Basis der Streulänge aus einem optischen Potential für ^{3}He η berechnet worden, die gepunktete Linie stellt einen Fit der Streulänge an die Daten dar, die durchgezogene ist ein neuer Fit der Streulänge an die Daten. Der Verlauf laut Resonanzmodell ist strich-punktiert eingezeichnet. 6
Abbildung 2.3 Beschreibung der Reaktion pd→^{3}He η durch das Resonanzmodell 8
Abbildung 2.4 Doppelstreudiagramm für die Reaktion pd → ^{3}He η. 8
Abbildung 2.5 Existierende Datenpunkte zum Verlauf des Wirkungsquerschnittes nahe der η-Schwelle und Fits zu beiden Produktionsmodellen. 10

3 Das COSY-11-Experiment 11

Abbildung 3.1 COoler SYnchrotron COSY (schematisch). Eingezeichnet sind die internen wie externen Experimentierplätze. 11
Abbildung 3.2 COSY-11-Detektorsystem (schematisch). 12
Abbildung 3.3 Aufbau des Münster-Clustertargets (schematisch). 15
Abbildung 3.4 Clusterprozeß in einer Lavaldüse. Θ bezeichnet den Öffnungswinkel der Düse, Θ_{eff} den effektiven Öffnungswinkel des Clusterstrahls + gerichtetem Gasstrahl (wird am Skimmer abgeschält). 16
Abbildung 3.5 Aufbau der Driftkammern D1 und D2 durch Drahtebenen (schematisch). 18
Abbildung 3.6 Aufbau der *Graded-Field*-Driftzellen (schematisch). 18
Abbildung 3.7 Aufbauprinzip des Szintillationsdetektors S3 und der Photomultipliermatrix mit gleichseitigen Dreiecken als Grundstruktur (schematisch). 20
Abbildung 3.8 Aufbau eines Siliziumpaddetektors am Beispiel des Monitordetektors (S5). Die Module sind in einem Winkel von 3.6° gegenüber der Vertikalen montiert, der Überlapp beträgt 1 mm horizontal und 4 mm vertikal, die mittlere Reihe ist um 2 mm abgesenkt. 21
Abbildung 3.9 Das COSY-11-Datenaufnahmesystem (schematisch) 22

4 Datenanalyse 23

Abbildung 4.1 Die Reaktion pd → ^{3}He X im COSY-11-Detektorsystem (*Monte-Carlo*-generierte Ereignisse) 24
Abbildung 4.2 Die *hohe Amplitude* im S1 für die Segmente 1 bis 5, Segment 6 ist nicht mehr Teil des Triggers. Die gestrichelte Linie markiert die hohe Amplitude. 25
Abbildung 4.3 Einspurereignisse, der erste Schnitt auf einen Energieverlust $\Delta E_{S1} > 10$ MeV ist durch eine durchgezogene Linie angedeutet. 27
Abbildung 4.4 Schnitte auf die vorselektierten Einspurereignisse mit $\Delta E_{S1} > 10$ MeV 28
Abbildung 4.5 Schnitt auf das Austrittsfenster. Linke Spalte *Monte-Carlo*-Daten, rechte Spalte experimentelle Daten. 29
Abbildung 4.6 Identifizierte ^{3}He-Ereignisse für experimentelle und *Monte-Carlo*-Daten 30
Abbildung 4.7 Invariante Masse des identifizierten ^{3}He für experimentelle und *Monte-Carlo*-Daten 31
Abbildung 4.8 *Missing mass*-Verteilung für die identifizierten ^{3}He-Ereignisse (experimentelle und *Monte-Carlo*-Daten) 32

Abbildung 4.9 Winkelverteilung für experimentelle und *Monte-Carlo*-Daten. Im unteren Bild sind die experimentellen Daten durch die *Monte-Carlo*-Daten dividiert worden, die resultierende Verteilung ist angefittet worden (gestrichelte Linie). 33
Abbildung 4.10 Unterteilung des *missing mass*-Spektrums zur separaten Untersuchung der Winkelverteilung verschiedener Reaktionen der Form pd → ^{3}He X.....34
Abbildung 4.11 Normierte Winkelverteilung für die verschiedenen *missing mass*-Bereiche. Links Bereich *A+C*, rechts Bereich *B* *34*
Abbildung 4.12 Winkelverteilung für die verschiedenen *missing mass*-Bereiche. Oben Bereich *A+C*, unten Bereich *B*.....*35*
Abbildung 4.13 *Missing mass* Spektren zur Beschreibung des Untergrundes in den experimentellen Daten. Das gemessene ^{3}He-*missing mass* Spektrum (oben links) kann durch geeignete Addition (unten rechts) der *monte-carlo*-simulierten Spektren zu den Reaktionen pd → ^{3}He η (oben rechts) und pd → ^{3}He π^+ π^- (unten links) gut beschrieben werden.36
Abbildung 4.14 Die elastische Proton-Deuteron-Streuung in der Korrelation der Detektoren S1 und S5. Linke Spalte: experimentelle Daten, rechte Spalte: *Monte-Carlo*-Daten 38
Abbildung 4.15 Aufteilung der pd-Daten in t-Bereiche mit handhabbarem Untergrund. Der Untergrund wurde für die einzelnen t-Bereiche angefittet (gestrichelte Linie) 39
Abbildung 4.16 Untergrundreduzierte Peaks der pd-Streuung im Monitordetektor für die verschiedenen t-Bereichen. t in Einheiten von $(GeV/c)^2$ 40
Abbildung 4.17 Peaks der pd-Streung im Monitordetektor für die verschiedenen t-Bereiche (*Monte-Carlo*-Daten). t in Einheiten von $(GeV/c)^2$.....41
Abbildung 4.18 Vergleich der Position der Peaks der pd-Streunug im Monitordetektor. Die Lage der experimentellen Daten (schraffiert) stimmt sehr gut mit den, als gestrichelte Linie dargestellten, geeignet skalierten *Monte-Carlo*-Daten überein. t in Einheiten von $(GeV/c)^2$.....42
Abbildung 4.19 Akzeptanzbereinigte Darstellung der gefundenen pd → pd Ereignisse in Abhängigkeit vom Betrag des Impulsübertrages t. Die waagerechten Balken sind keine Fehlerbalken, sondern bezeichnen den |t|-Bereich, für den der Wert ermittelt wurde. Die vertikalen Balken bezeichnen den statistischen Fehler. 43
Abbildung 4.20 Anpassung des gemessenen Verlaufs des differentiellen Wirkungsquerschnitts dσ/dt an Literaturdaten. Die waagerechten Balken sind keine Fehlerbalken, sondern bezeichnen den |t|-Bereich für den der Wert ermittelt wurde. Die vertikalen Balken bezeichnen den statistischen Fehler. 44
Abbildung 4.21 Integrierte Luminosität für die verschiedenen Impulsübertragsbereiche |t|. Die waagerechten Balken sind keine Fehlerbalken, sondern bezeichnen den |t|-Bereich für den der Wert ermittelt wurde. Die vertikalen Balken bezeichnen den systematischen und statistischen Fehler. Die durchgezogene Linie bezeichnet den Bestwert der integrierten Luminosität, die punktierten Linien bezeichnen den Fehler dieses Bestwertes. 46
Abbildung 4.22 Untergrundsubtrahiertes *missing-mass*-Spektrum, die gestrichelten Linien deuten den Bereich an, dessen Ereignisse als zum Peak gehörig gezählt wurden. 48
Abbildung 4.23 Abhängigkeit der Akzeptanz vom Strahlimpuls für die Reaktion pd → ^{3}He η. Die Impulsauflösung δp/p ist kleiner als die Symbolgröße und beträgt 0.1 ‰.....49
Abbildung 4.24 Absoluter Wirkungsquerschnitt von pd → ^{3}He η in Abhängigkeit vom Impulsübertrag |t|. Die waagerechten Balken sind keine Fehlerbalken, sondern bezeichnen den |t|-Bereich für den der Wert ermittelt wurde. Die vertikalen Balken bezeichnen den systematischen und statistischen Fehler. Die durchgezogene Linie bezeichnet den Bestwert des absoluten Wirkungsquerschnittes, die punktierten Linien bezeichnen den Fehler dieses Bestwertes. 51

5 Ergebnisse.....53

Abbildung 5.1 Untergrundreduziertes *missing mass*-Spektrum. Links oben: Experimentelle Daten gauß-gefittet zur Ermittlung der Lage des Maximums. Rechts oben: *Monte-Carlo*-Daten gauß-gefittet zur Ermittlung der Lage des Maximums. Links unten:

Überlagerung skalierter *Monte-Carlo*-Daten mit experimentellen Daten. Rechts unten: Bestimmung der Halbwertsbreite des Peaks in den experimentellen Daten. 54
Abbildung 5.2 Wirkungsquerschnitt, der in dieser Arbeit ermittelt wurde, zusammen mit den verfügbaren Datenpunkten anderer Experimente. 55
Abbildung 5.3 Streuamplitude, die in dieser Arbeit ermittelt wurde, zusammen mit den verfügbaren Datenpunkten anderer Experimente. 56

6 Zusammenfassung und Ausblick 59

Anhang 61

Abbildung 1 Streuprozess mit zwei einlaufenden Teilchen (a, b) und zwei auslaufenden Teilchen (1, 2) (schematisch). Strahlteilchen a treffe hierbei auf das im Laborsystem ruhende Targetteilchen b. Bei der Reaktion pd $\rightarrow$ ^{3}He η wäre z.B. a = Proton, b = Deuteron, 1 = ^{3}He und 2 = η. 61

Literaturverzeichnis 65

Tabellenverzeichnis 67

Abbildungsverzeichnis 69

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei all denen bedanken, die auf die eine oder andere Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt dabei all jenen, die ich hier vergessen haben mag.

Herrn Prof. Dr. Rainer Santo danke ich für die interessante und abwechslungsreiche Aufgabenstellung, sowie die Möglichkeit außer am IKP in Münster auch am Forschungszentrum Jülich wertvolle Erfahrungen sammeln zu können.

Herrn Dr. Alfons Khoukaz gilt mein besonderer Dank für die ausgezeichnete Betreuung und geduldige Beantwortung all meiner Fragen.

Herrn Carsten Thomas und Herrn Dr. Thomas Lister danke ich für die umfassende Einarbeitung in die „Geheimnisse“ eines Clustertargets und die Datenanalyse am COSY-11-Experiment.

Für die angenehme Arbeitsatmosphäre gilt mein Dank nicht nur Herrn Christoph Quentmeier, Herrn Dr. Jörn Langheinrich und Herrn Norbert Lang, sondern der gesamten Arbeitsgruppe sowie allen Institutsmitgliedern. Ebenso danke ich allen Mitgliedern der COSY-11- und ANKE-Kollaboration für die stets angenehmen Aufenthalte am IKP des Forschungszentrum Jülich. Besonders möchte ich mich bei Herrn Dr. Magnus Wolke, Herrn Dr. Peter Wüstner, Herrn Dr. Swen Sewerin und Herrn Dr. Thomas Sefzick für die Hilfe bei den Abbildungen zum Experimentaufbau, sowie beim Transfer der Simulations- und Analysesoftware auf den Unix-Server der IVV-Naturwissenschaften bedanken.

Mein Dank gilt auch dem Institut für Theoretische Physik II für seine Gastfreundschaft und insbesondere Herrn Daniel Rudolph und Herrn Klaus Kohorst für die Überlassung des größten Teils unseres gemeinsamen Büros.

Herrn Dr. Wolfgang Zierau kann ich nicht genug danken für das mir entgegen gebrachte Vertrauen, die erstklassige Zusammenarbeit und die Gewährung jeglicher Freiheit bei der Arbeit in IVV und Fachbereich.

Herrn Jürgen Hölters vom Zentrum für Informationsverarbeitung (ZIV) danke ich für die Installation, Betreuung und Hilfe beim Betrieb des Digital Unix-Servers der für die Analy-

sen benutzt wurde. In diesem Zusammenhang danke ich auch dem IVV-Leitungsgremium für die großzügige Bereitstellung der Ressourcen auf dem Rechner XNWZ01.

Mein Dank gilt auch Herrn Dr. Richard Glasow, der stets einen guten Ratschlag bei allen auftauchenden EDV-Problemen, auch außerhalb der OpenVMS-Cluster, parat hatte.

Meines ständigen Dankes gewiß ist Frau Kirsten Holtz, die diese Arbeit, wie viele andere von mir verfaßte Texte, kritisch korrekturgelesen hat und so unschätzbar zu deren Orthographie, Interpunktion und Lesbarkeit beigetragen hat.

Zu guter Letzt danke ich meiner Mutter, ohne die mir ein Studium gar nicht möglich wäre und die mich bei all meinen Plänen unterstützt hat.