

Experimentelle Physik

Untersuchung der Reaktion  
 $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  im Bereich zwischen 20  
und 60 MeV Überschussenergie am  
Experiment ANKE

Inaugural-Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften im Fachbereich Physik  
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

vorgelegt von  
**Tobias Rausmann**  
aus Altenberge



Dekan: Prof. Dr. J. P. Wessels  
Erster Gutachter: Prof. Dr. A. Khoukaz  
Zweiter Gutachter: Prof. Dr. J. P. Wessels

Tag der Disputation:  
Tag der Promotion:



Wissenschaftliche Forschung läuft immer darauf hinaus, dass es plötzlich mehrere Probleme gibt, wo es früher ein einziges gegeben hat.

*Norman Mailer, Schriftsteller, 1923 - 2007*



## Zusammenfassung:

Im Rahmen dieser Arbeit werden Messungen der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  am ANKE-Experiment bei Überschussenergien von 19,5, 39,4 und 59,4 MeV analysiert. Die Ergebnisse für die totalen Wirkungsquerschnitte stimmen innerhalb ihrer statistischen Fehler mit den früheren Resultaten von WASA/PROMICE überein. Bei den differentiellen Wirkungsquerschnitten gibt es bis auf den Winkelbereich für  $\cos(\theta_\eta^{\text{CMS}}) > 0,5$  eine relativ gute Übereinstimmung mit den WASA-Daten. In diesem Bereich zeigt sich bei ANKE kein Abfall des Wirkungsquerschnitts in Vorwärtsstreurichtung, wie er bei WASA gesehen wurde. Während bei 19,5 MeV noch s- und p-Wellen zur Beschreibung des Verlaufs ausreichen, sind ab 39,4 MeV höhere Partialwellen erforderlich. Ein Vergleich der Resultate mit dem Zwei-Stufen-Modell zeigt, dass die aktuellen Rechnungen die Daten nicht wiedergeben können. Es wird untersucht, ob sich die Polstellenbeschreibung der schwelennahen ANKE-Daten auch auf die neuen Daten bei 19,5 MeV anwenden lässt. Der Fit mit dem neuen Datenpunkt liefert eine schlechtere Beschreibung des schwelennahen Verlaufs. Die Polstelle  $p_1$  bleibt jedoch nahezu konstant und ist ein starkes Indiz für einen quasi-gebundenen Zustand oder einen Streuzustand zwischen  $\eta$ -Meson und  ${}^3\text{He}$ -Kern.

## Abstract:

In this Ph.D. thesis the measurement of the reaction  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  at the experiment ANKE at excess energies of 19.5, 39.4 and 59.4 MeV are analyzed. The results for the total cross section are within their statistical uncertainties in line with those from WASA/PROMICE. The differential cross sections are generally in agreement with the data from WASA, except for the region with  $\cos(\theta_\eta^{\text{CMS}}) > 0,5$ . In this region the results from ANKE don't show a decrease in the differential cross section, like it was seen at WASA. While at 19.5 MeV the data can be described in terms of s- and p-wave production, by 39.4 MeV higher partial waves are required. A comparison with the Two Step Model shows that the current calculations cannot describe the differential cross sections. It is investigated if the pole fit from the near threshold data at ANKE can be applied to the results at 19.5 MeV. The fit with the new data point gives a poorer description of the low energy data. However the pole  $p_1$  stays nearly constant and is a strong indication for a quasi-bound or virtual state between the  $\eta$ -meson and the  ${}^3\text{He}$ -nucleus.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Grundlagen zur Reaktion <math>d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta</math></b>	<b>3</b>
1.1 Mesonenfamilien . . . . .	3
1.2 Die vorhandene Datenbasis . . . . .	4
1.2.1 Diskussion der vorhandenen totalen Wirkungsquerschnitte . . . . .	6
1.2.2 Diskussion der vorhandenen differentiellen Wirkungsquerschnitte . . . . .	8
1.3 Das Zwei-Stufen-Modell für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ . . . . .	12
1.4 Die Wechselwirkung zwischen $\eta$ -Meson und ${}^3\text{He}$ -Kern . . . . .	13
1.4.1 Zusammenhang zwischen Wirkungsquerschnitt und Endzustandswechselwirkung . . . . .	14
1.4.2 Beschreibung der Wirkungsquerschnitte mit Hilfe von Polstellen	16
1.4.3 Beschreibung unter Berücksichtigung von p-Wellen . . . . .	17
1.5 Die Missing Mass Methode . . . . .	20
<b>2 Das ANKE-Experiment</b>	<b>23</b>
2.1 Der COSY-Speicherring . . . . .	23
2.2 Der ANKE-Experimentaufbau . . . . .	25
2.3 Das Clustertarget . . . . .	26
2.4 Das Vorwärtsdetektorsystem . . . . .	29
2.4.1 Die Driftkammer . . . . .	29
2.4.2 Die Vieldrahtproportionalkammern . . . . .	30
2.4.3 Das Hodoskop . . . . .	31
2.5 Trigger . . . . .	32
<b>3 Simulationen</b>	<b>33</b>
3.1 Simulation der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ . . . . .	34
3.2 Simulation der Multi-Pionenproduktion . . . . .	39
3.2.1 Die Zwei-Pionenproduktion . . . . .	40
3.2.2 Die Drei-Pionenproduktion . . . . .	40
3.2.3 Die Vier-Pionenproduktion . . . . .	41
3.3 Simulation der Deuteronenaufbruchreaktion . . . . .	41
<b>4 Analyse der gemessenen Daten zur Reaktion <math>d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta</math></b>	<b>49</b>
4.1 Impulsrekonstruktion der ${}^3\text{He}$ -Kerne . . . . .	50

4.1.1	Die Polynommethode . . . . .	50
4.1.2	Begrenzungen und systematische Fehlerquellen bei der Impulsauflösung . . . . .	51
4.2	Effizienzbestimmung der Drahtkammern . . . . .	52
4.3	Identifikation der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ . . . . .	55
4.3.1	Selektion des ${}^3\text{He}$ -Bandes . . . . .	55
4.3.2	Impulsellipse der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ . . . . .	56
4.4	Missing Mass Analyse . . . . .	59
4.4.1	Untergrundbeschreibung mit unerschwelligen Daten . . . . .	59
4.4.2	Untergrundbeschreibung mit Hilfe von Simulationen . . . . .	61
4.4.3	Untergrundbeschreibung mit zusätzlichem Phi-Cut . . . . .	65
4.5	Präzise Kalibration des Detektorsystems . . . . .	71
4.6	Luminositätsbestimmung mit Hilfe der dp-elastischen Streuung . . . . .	75
4.6.1	Analyse der dp-elastischen Streuung . . . . .	75
4.6.2	Referenzdatenbasis der dp-elastischen Streuung . . . . .	76
4.6.3	Bestimmung der integrierten Luminosität . . . . .	79
4.6.4	Vergleich mit der Schottky-Methode . . . . .	80
4.7	Totzeitfaktoren der verwendeten Trigger . . . . .	81
4.8	Bestimmung der Überschussenergie . . . . .	82
4.9	Bestimmung der differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte . . . . .	84
<b>5</b>	<b>Interpretation der Messergebnisse</b>	<b>87</b>
5.1	Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit Referenzda- tensätzen . . . . .	87
5.2	Entwicklung der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit steigender Überschussenergie . . . . .	92
5.3	Vergleich mit dem Zwei-Stufen-Modell . . . . .	95
5.4	Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte . . . . .	95
5.5	Anwendung der Polstellenbeschreibung . . . . .	98
5.6	Vergleich mit der Photoproduktion . . . . .	102
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>105</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>109</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>113</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>120</b>
	<b>Anhang</b>	<b>122</b>

# Einleitung

Die Fragen nach dem Aufbau der Materie und dem Verständnis der Wechselwirkungen zwischen den Teilchen stehen im Mittelpunkt der Kern- und Elementarteilchenphysik. Die zur Zeit umfassendste Theorie, zur Beantwortung dieser Fragen entwickelt wurde, stellt das sogenannte Standardmodell dar. Ein bedeutender Baustein innerhalb des Standardmodells ist dabei die Quantenchromodynamik (QCD), die die starke Wechselwirkung beschreibt.

Für hohe Energien ab etwa 10 GeV, bei denen störungstheoretische Methoden angewendet werden können, liefert die QCD sehr gute Ergebnisse, die durch zahlreiche Experimente bestätigt wurden. Für mittlere und niedrige Energien gestaltet sich die Überprüfung der QCD sehr viel schwieriger, da für diese eine relativ einfache störungstheoretische Behandlung nicht möglich ist. Es mussten alternative Methoden wie zum Beispiel die chirale Störungstheorie oder Mesonenaustauschmodelle entwickelt werden. Für diese Modelle ist eine genaue Kenntnis der Eigenschaften der Mesonen und ihrer Wechselwirkungen nötig. Daher stellt die Produktion und Untersuchung von Mesonen einen wichtigen Teil der Mittelenergiephysik dar.

Da alle Mesonen instabil sind und meist eine extrem kurze Lebensdauer haben, ergeben sich besondere Herausforderungen für Experimente zur Messung ihrer Wechselwirkungen mit anderen Mesonen oder Nukleonen. Die einzige Möglichkeit stellt die direkte Produktion der zu untersuchenden Teilchen in einer Reaktion im Bereich der Erzeugungsschwelle dar. Nahe an der Schwelle sind die Ejektile aufgrund ihrer kleinen Relativimpulse lange dicht beieinander und haben daher auch länger Zeit um zu wechselwirken. Anhand der Auswirkungen solch einer Wechselwirkung im Endzustand auf die totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte können Meson-Meson oder Meson-Nukleon Wechselwirkungen untersucht werden.

Eine besonders gute Möglichkeit, um Wechselwirkungen zwischen Teilchen zu studieren, stellen gebundene Systeme dar, da die beteiligten Teilchen für eine besonders lange Zeit sehr nahe beieinander sind. Ein Beispiel hierfür sind pionische Atome, bei denen ein  $\pi^-$  die Rolle eines Elektrons übernimmt. Zur Untersuchung der starken Wechselwirkung ist solch ein Atom nur bedingt geeignet, da in diesem Fall die Coulombkraft einen großen Einfluss ausübt. Besser geeignet wäre ein kernähnliches System zwischen einem ungeladenen Meson und einem Kern, da bei einem solchen mesischen Kern nur die starke Wechselwirkung eine Rolle spielen würde. Bisher gab es jedoch noch keinen experimentellen Beweis für einen mesischen Kern.

Als ein interessanter Kandidat gilt das elektrisch neutrale  $\eta$ -Meson, da Messungen gezeigt haben, dass es eine attraktive Wechselwirkung zwischen dem  $\eta$ -Meson und Nukleonen gibt [Pen85]. Aufgrund dieser Ergebnisse wurde von Haider und

Liu anhand von Modellrechnungen ein möglicher gebundener Zustand vorhergesagt [QH86]. Verschiedene weitergehende theoretische Überlegungen führten zu unterschiedlichen Kernmassenzahlen ab denen es einen solchen Zustand zwischen  $\eta$ -Meson und Kern geben könnte.

Kurz darauf zeigten Experimente zur Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  eine unerwartet große Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts nahe der Schwelle [B<sup>+</sup>88]. Nach Wilkin et al. deutet dies auf eine sehr starke Endzustandswechselwirkung und möglicherweise sogar auf einen quasigebundenen Zustand zwischen  $\eta$ -Meson und  ${}^3\text{He}$ -Kern hin [Wil93]. Wenn sich solch ein gebundener Zustand durch präzise Messungen bestätigen lässt, so wäre es der erste Nachweis eines mesischen Kerns.

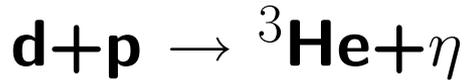
Bei der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  ist außer dem Verlauf des Wirkungsquerschnitts nahe der Schwelle auch die durchschnittliche Höhe des Wirkungsquerschnitts sehr ungewöhnlich, die sehr viel größer ist als es aus dem Vergleich mit anderen Reaktionen zu erwarten war. Es wurden verschiedene theoretische Modelle vorgeschlagen, um dies zu erklären. Der derzeit favorisierte Ansatz ist das von Kilian und Nann entwickelte Zwei-Stufen-Modell [KK90].

Die vorhandenen Datensätze konnten die Fragen nach dem Vorhandensein eines gebundenen Zustands und der Gültigkeit des Zwei-Stufen-Modells bisher jedoch noch nicht beantworten. Darüber hinaus gibt es zum Teil deutliche Diskrepanzen zwischen den Ergebnissen der einzelnen Experimente, die jeweils nur einen Teil des Energiebereichs zwischen der  $\eta$ -Schwelle und höheren Überschussenergien abdecken. Daher ist ein Vergleich zwischen den theoretischen Modellen und den Messergebnissen kaum möglich. Daher sind für eine weitergehende Untersuchung neue präzise Daten erforderlich, die den gesamten Energiebereich in einem einzelnen Experiment abdecken.

Aus diesen Gründen wurde im Januar 2005 eine Messung der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  am Experiment ANKE, das sich am COSY-Beschleuniger im Forschungszentrum Jülich befindet, durchgeführt. Um sowohl den schwellennahen Bereich mit sehr hoher Präzision zu vermessen als auch den gesamten Überschussenergiebereich bis etwa 60 MeV abzudecken, wurden zuerst Messwerte nahe der Schwelle in einer kontinuierlichen Rampe aufgenommen und anschließend bei drei festen höheren Energien. Die Daten aus der Rampe wurden von Timo Mersmann im Rahmen seiner Doktorarbeit analysiert [Mer07].

Die Analyse und Interpretation der bei festen Überschussenergien aufgenommenen Daten ist der Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Zusammen mit den Daten aus dem schwellennahen Teil ergibt sich daraus ein kompletter Datensatz für einen großen Energiebereich. Damit wird die notwendige Datenbasis für weitergehende theoretische Untersuchungen der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  geschaffen.

# 1 Grundlagen zur Reaktion



Seit den Rutherford'schen Streuexperimenten Anfang des 20. Jahrhunderts, die zur Entdeckung des Atomkerns führten, gehören Streuexperimente zu den wichtigsten Methoden der Kern- und Teilchenphysik. Nachfolgende Streuexperimente an neuentwickelten Beschleunigern führten zur Entdeckung von immer mehr neuen Teilchen. Erst das von Gell-Mann und Zweig entwickelte Quark-Modell brachte eine Ordnung in diesen „Teilchenzoo“. Nach diesem Modell bestehen die Grundbausteine der Materie aus Fermionen (Spin = 1/2), die in die beiden Teilchenfamilien der Quarks und der Leptonen aufgeteilt werden. In der Tabelle 1.1 sind die Quantenzahlen der sechs Quarks, die es nach dem heutzutage verwendeten Standardmodell gibt, aufgelistet. Die zu jedem Quark gehörenden Antiquarks unterscheiden sich durch umgekehrte Vorzeichen bei den verschiedenen Quantenzahlen. Die Quarks kommen nach dem Standardmodell nie als freie Teilchen vor, sondern bilden immer aus mehreren Quarks zusammengesetzte Hadronen. Die einfachsten Hadronen bestehen hierbei aus einem Quark-Antiquark-Paar und werden Mesonen genannt. Als erstes Meson wurde das  $\pi^-$  im Jahre 1947 von Powell et al. entdeckt [P<sup>+</sup>47].

## 1.1 Mesonenfamilien

Bis heute wurden über 100 verschiedene Mesonen entdeckt und mit Hilfe ihrer Quantenzahlen hat man versucht, diese große Teilchenmenge systematisch zu ordnen. Die

Name	Q [e]	B	I	I <sub>3</sub>	S	C	T	B'
up (u)	2/3	1/3	1/2	1/2	0	0	0	0
down (d)	-1/3	1/3	1/2	-1/2	0	0	0	0
charm (c)	2/3	1/3	0	0	0	1	0	0
strange (s)	-1/3	1/3	0	0	-1	0	0	0
top (t)	2/3	1/3	0	0	0	0	1	0
bottom (b)	-1/3	1/3	0	0	0	0	0	-1

Tabelle 1.1: Die Ladung Q und die Quantenzahlen der sechs Quarks des Standardmodells. Die Quantenzahlen sind die Baryonenzahl B, der Isospin I, die dritte Komponente des Isospins I<sub>3</sub>, die Seltsamkeit S und die Charm-, Top- und Bottom-Quantenzahlen C, T und B'.

Mesonen bestehen aus zwei Fermionen mit Spin = 1/2 und können daher insgesamt einen Spin von  $S = 0$  (skalare Mesonen) oder  $S = 1$  (Vektormesonen) haben. Zwischen den beiden Quarks gibt es außerdem einen Bahndrehimpuls  $L$  und der Gesamtspin  $J$  ist damit  $J = |L + S|$ . Die Parität  $P$  und die Ladungskonjugation  $C$  lassen sich dann durch  $P = (-1)^{L+1}$  und  $C = (-1)^{L+S}$  berechnen. Das 1961 am Bevatron entdeckte  $\eta$ -Meson mit  $J^{PC} = 0^{-+}$  gehört damit zur Gruppe der pseudoskalaren Mesonen mit den kleinsten Quantenzahlen [P<sup>+</sup>61].

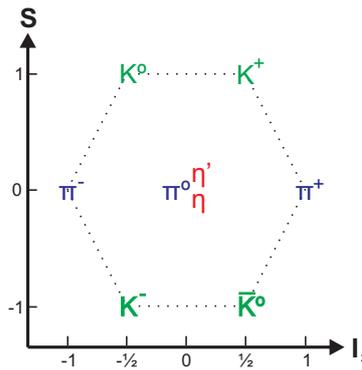


Abbildung 1.1: Darstellung des Multipletts der pseudoskalaren Mesonen.

Beschränkt man sich auf die drei leichtesten Quarks  $u$ ,  $d$  und  $s$  so erhält man neun mögliche Quark-Antiquark Kombinationen. Diese lassen dann mit Hilfe der dritten Komponente des Isospins ( $I_3$ ) und der Seltsamkeit  $S$  in einem Multiplett, wie in Abbildung 1.1 dargestellt, anordnen. Für die Eckzustände können eindeutige  $q\bar{q}$ -Kombinationen zugeordnet werden. Übrig bleiben die  $\pi^0$ -,  $\eta$ - und  $\eta'$ -Mesonen, die sich in der Mitte des Multipletts befinden. Diese drei Mesonen sind Mischungen aus den folgenden Quarkzuständen:

$$\pi^0 = (d\bar{d} - u\bar{u})/\sqrt{2} \quad (1.1)$$

$$\eta_0 = (d\bar{d} + u\bar{u} + s\bar{s})/\sqrt{3} \quad (1.2)$$

$$\eta_8 = (d\bar{d} + u\bar{u} - 2s\bar{s})/\sqrt{6} \quad (1.3)$$

Das  $\eta$  und das  $\eta'$  bestehen aus den Zuständen  $\eta_0$  und  $\eta_8$ , wobei der Mischungswinkel abhängig von der Quelle zwischen  $-10^\circ$  und  $-25^\circ$  liegt [Y<sup>+</sup>06].

## 1.2 Die vorhandene Datenbasis

Aufgrund des sich deutlich von ähnlichen Reaktionen unterscheidenden Verhaltens der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  gab es dazu in den letzten Jahrzehnten eine ganze Reihe von Messungen. Diese Messungen werden hier kurz aufgelistet und danach anhand der vorhandenen totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte diskutiert.

Die ersten Messungen zur Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  wurden am Saturne Synchrotron durchgeführt und von Banaigs et al. im Jahre 1973 veröffentlicht [B<sup>+</sup>73]. Bei dieser Messung am Saturne wurden differentielle Wirkungsquerschnitte für  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) = -1$  bei drei verschiedenen Überschussenergien und für vier verschiedene Streuwinkel bei einer weiteren Energie aufgenommen.

Die nächsten differentiellen Wirkungsquerschnitte für jeweils 2 bis 3 Streuwinkel im Bereich um  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) = -1$  wurden am SPES-IV-Spektrometer über ein sehr breites Energieintervall hinweg gemessen. Die Resultate von 16 verschiedenen Energien wurden von Berthet et al. 1985 veröffentlicht [B<sup>+</sup>85].

Im Jahr 1988 wurden von Berger et al. die ersten totalen Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken angegeben [B<sup>+</sup>88]. Diese Messung wurde wieder am SPES-IV-Spektrometer bei vier verschiedenen Überschussenergien nahe der Erzeugungsschwelle für  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) = 1$  und  $-1$  mit einem polarisierten Deuteronenstrahl durchgeführt. Die Ergebnisse zeigten eine unerwartet starke und deutlich energieabhängige Streuamplitude. Dies führte zu einem verstärkten theoretischen und experimentellen Interesse an der Reaktion. Unter anderem wurde zur Erklärung dieser Messwerte das Zwei-Stufen-Modell entwickelt.

Weitere Messwerte nahe der Produktionsschwelle wurden 1996 von Mayer et al. publiziert [M<sup>+</sup>96]. Gemessen wurden totale und differentielle Wirkungsquerschnitte bei sechs verschiedenen Energien am SPES-II-Experiment. Die Ergebnisse bestätigten die am SPES-IV-Experiment gesehene starke Energieabhängigkeit der Streuamplitude nahe der Schwelle und der Verlauf wurde mit Hilfe des Zwei-Stufen Modells und einer starken Endzustandswechselwirkung erklärt.

Betigeri et al. veröffentlichten 2000 bei einer festen Überschussenergie an COSY-GEM aufgenommene totale und differentielle Wirkungsquerschnitte [B<sup>+</sup>00a]. Bei dieser Messung konnten zum ersten mal differentielle Wirkungsquerschnitte im Bereich um  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) = 0$  aufgenommen werden. Die Resultate wurden als Hinweis auf eine Resonanz als dominierender Produktionsmechanismus anstatt einer starken Endzustandswechselwirkung gedeutet.

Die nächste Messung der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  fand am WASA/PROMICE-Experiment statt und die Resultate widersprachen der Idee einer Resonanz als Produktionsmechanismus. Die totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte bei vier verschiedenen Energien wurden von Bilger et al. 2002 publiziert [B<sup>+</sup>02].

Die letzte Messung vor der ANKE-Strahlzeit wurde am COSY-11-Experiment durchgeführt und sollte versuchen, die vorhandenen schwelennahen Daten von SPES-IV und SPES-II mit den Daten bei höheren Überschussenergien von GEM und WASA/PROMICE zu verbinden. Adam et al. veröffentlichten 2006 totale und differentielle Wirkungsquerschnitte für 5 verschiedene Energien [A<sup>+</sup>07].

Eine weitere Messung an COSY-11 wurde kurz nach der ANKE-Strahlzeit durchgeführt. Die totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte bei 19 Energien wurden 2007 von Smyrski et al. publiziert [S<sup>+</sup>07].

Ein Teil der in dieser Arbeit analysierten ANKE-Strahlzeit zur Messung der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  fand in einer Rampe von der Erzeugungsschwelle bis zu einer

Überschussenergie von 11 MeV statt. Die daraus resultierenden 195 Datenpunkte zum totalen Wirkungsquerschnitt und 30 Werte zur Winkelasymmetrie wurden 2007 von Mersmann et al. veröffentlicht [M<sup>+</sup>07].

In Tabelle 1.2 sind alle Messungen zu den Reaktionen  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  und  $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  zusammengefasst.

Experiment	Observable	Q[MeV]	Bemerkungen	Referenz
Saturne	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ $\cos(\theta^{\text{CMS}}) = -1$	$74 \leq Q \leq 164$	4 Energien 4 Winkel bei 84 MeV	[B <sup>+</sup> 73]
SPES-IV	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ $\cos(\theta^{\text{CMS}}) \approx -1$	$16 \leq Q \leq 712$	16 Energien 2-4 Winkel	[B <sup>+</sup> 85]
SPES-IV	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ & $t_{20}$ $\cos(\theta^{\text{CMS}}) = -1$ & $1$	$0,16 \leq Q \leq 4,8$	4 Energien	[B <sup>+</sup> 88]
SPES-II	$d\sigma/d\Omega$	$0,12 \leq Q \leq 6,2$	8 Energien	[M <sup>+</sup> 96]
COSY-GEM	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ $-0,6 \leq \cos(\theta^{\text{CMS}}) \leq 1$	49	6 Winkel	[B <sup>+</sup> 00a]
WASA/PROMICE	$d\sigma/d\Omega$	$20 \leq Q \leq 115$	4 Energien 16-18 Winkel	[B <sup>+</sup> 02]
COSY-11	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ $-1 \leq \cos(\theta^{\text{CMS}}) \leq 1$	$5 \leq Q \leq 40$	5 Energien 6 Winkel	[A <sup>+</sup> 07]
COSY-11	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ $-1 \leq \cos(\theta^{\text{CMS}}) \leq 1$	$0,5 \leq Q \leq 8,5$	19 Energien	[S <sup>+</sup> 07]
ANKE	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ $-1 \leq \cos(\theta^{\text{CMS}}) \leq 1$	$0 \leq Q \leq 11,2$	195 Energien	[M <sup>+</sup> 07]

Tabelle 1.2: Zusammenfassung der bisherigen Experimente zu den Reaktionen  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  und  $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ .

### 1.2.1 Diskussion der vorhandenen totalen Wirkungsquerschnitte

Die vorhandenen totalen Wirkungsquerschnitte aus den bisherigen Experimenten zu  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  und  $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  sind in der Abbildung 1.2 zusammen mit einem Fit an die vorhandenen ANKE-Daten dargestellt. Für die einzelnen Messungen sind dabei nur die jeweiligen statistischen Fehler eingezeichnet. Zu diesen Unsicherheiten muss je nach Experiment noch ein Normierungsfehler zwischen 7% (SPES-IV) und 15% (GEM) hinzuaddiert werden. Der Normierungsfehler beeinflusst nur die absolute Höhe und nicht den Verlauf der Wirkungsquerschnitte. Das Spektrum der totalen Wirkungsquerschnitte kann grob in einen schwelennahen Bereich bis ca. 10 MeV Überschussenergie und einen Bereich bei höheren Energien eingeteilt werden.

Nahe der Schwelle zeigen alle Messungen einen sehr starken Anstieg des Wirkungsquerschnitts innerhalb des ersten MeV der Überschussenergie. Besonders die neuen ANKE-Daten nahe der Schwelle demonstrieren deutlich den Verlauf des Anstiegs. Wenn das Verhalten nur vom Produktionsmechanismus abhängen würde, sollte der Wirkungsquerschnitt mit der Wurzel der Überschussenergie ansteigen. Die sehr große Abweichung hiervon deutet auf eine starke  $\eta$ - ${}^3\text{He}$ -Endzustandswechselwirkung hin und ist ein Indiz für einen möglichen gebundenen Zustand.

Beim weiteren Verlauf der Anregungsfunktion zeigen sich Unterschiede zwischen den Daten von ANKE, COSY-11 (Smyrski et al.) und SPES-II. Während bei ANKE

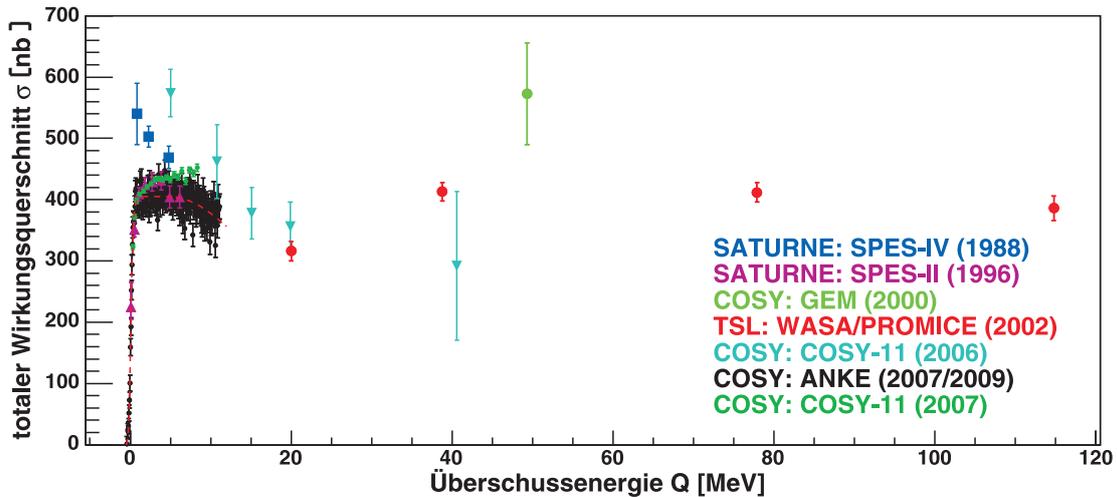


Abbildung 1.2: Vorhandene totale Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  und  $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  in Abhängigkeit von der Überschussenergie. Die gestrichelte rote Kurve zeigt den Fit mit Hilfe der Polstellendarstellung an die schwelennahen ANKE-Daten [M<sup>+</sup>07]. Es sind nur die statistischen Fehler dargestellt.

und SPES-II ein Plateau mit einem leichten Abfall zu höheren Überschussenergien erkennbar ist, zeigen die Wirkungsquerschnitte bei den Smyrski Daten von COSY-11 einen weiteren Anstieg der Wirkungsquerschnitte. Die genaue Kenntnis des Verlaufs ist wichtig, um die Stärke der Endzustandswechselwirkung bestimmen zu können. Einen wichtigen Beitrag zur Klärung des Verhaltens des Wirkungsquerschnitts können hierbei die in dieser Arbeit analysierten Daten bei höheren Überschussenergien liefern. Eine umfangreiche Diskussion und Interpretation der Daten nahe der Schwelle kann man in der Doktorarbeit von Timo Mersmann nachlesen [Mer07].

Der einzige bis 2005 vorhandene Datensatz, der den schwelennahen Bereich mit den Bereich bei höheren Energien verbindet, ist der von Adam et al. am COSY-11-Experiment gemessene. Die Werte zeigen einen durchgehenden Abfall im Wirkungsquerschnitt, der steiler ausfällt als bei den schwelennahen ANKE-Daten. Die beiden Messwerte bei den höchsten Energien stimmen im Rahmen der statistischen Fehler mit den bei ähnlichen Energien liegenden WASA/PROMICE-Daten überein. Es deutet sich aber ein gegenteiliges Verhalten beim Verlauf der Anregungsfunktion an. Der erste Wert bei WASA/PROMICE liegt tiefer als die übrigen drei, die einen fast konstanten Wert haben. Die WASA/PROMICE-Daten zeigen also einen Anstieg im Bereich des Überlapps mit COSY-11 und ein anschließendes Plateau im Wirkungsquerschnitt. Der zusätzlich noch vorhandene einzelne Datenpunkt von GEM bei 50 MeV Überschussenergie liegt demgegenüber deutlich über diesem Plateau in den WASA-Daten.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die bisherigen Daten deutliche Diskrepanzen aufweisen und keine komplette Beschreibung der Anregungsfunktion von der Schwelle bis zu höheren Überschussenergien ermöglichen. Auch ist eine Normierung der verschiedenen Datensätze aufeinander aufgrund der Unsicherheiten und des geringen Überlapps zwischen schwelennahen und höherenergetischen Daten schwierig. Dies macht eine durchgehende theoretische Beschreibung der Anregungsfunktion kaum möglich. Daher kamen Sibirtsev et al. [S<sup>+</sup>04] in ihrer kritischen Diskussion der vorhandenen Datensätze und theoretischen Beschreibungen zum Schluss, dass neue präzise Daten, die den gesamten Energiebereich in einem einzelnen Experiment abdecken, notwendig sind.

### 1.2.2 Diskussion der vorhandenen differentiellen Wirkungsquerschnitte

Bei den frühen Messung zur Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  von Saturne, SPES-IV und SPES-II konnten differentielle Wirkungsquerschnitte nur für begrenzte Winkelbereiche um  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) = 1$  und  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) = -1$  aufgenommen werden. Im Bereich nahe der Erzeugungsschwelle bis etwa 6 MeV zeigen die Daten von SPES-IV und SPES-II keine oder nur eine geringe Asymmetrie. Auch die ersten Messungen an COSY-11 von Adam et al. zeigen keine Asymmetrie im schwelennahen Bereich bei 5 und 10 MeV Überschussenergie. Dies liegt wahrscheinlich am komplexen Akzeptanzverhalten der Detektoren und damit verbundenen möglichen systematischen Fehlern. Dadurch lassen sich erst recht große Asymmetrien erkennen. Die Ergebnisse bei 10 MeV sind in Abbildung 1.3 gezeigt. In der gleichen Abbildung sind auch die Werte bei der höchsten Überschussenergie von 8,5 MeV der neuen COSY-11-Messung von Smyrski et al. und die Werte des schwelennahen Teils der ANKE-Messung von Mersmann et al. bei etwa 11 MeV dargestellt. Diese neuesten Messungen zur Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  zeigen einen deutlichen linearen Anstieg der differentiellen Wirkungsquerschnitte, der auf Beiträge von s- und p-Wellen im Endzustand hindeutet. Diese Asymmetrie beginnt schon bei einer Überschussenergie von etwa 2 MeV und wird mit steigender Energie immer größer.

Asymmetrien im differentiellen Wirkungsquerschnitt sind auch bei allen Messungen für höhere Überschussenergien zu erkennen. Die bisherigen Ergebnisse für den Bereich zwischen 20 und 80 MeV sind in Abbildung 1.4 dargestellt. Die erste Messung in diesem Bereich von Banaigs et al. am Saturne bei einer Überschussenergie von 84 MeV zeigt eine deutliche Asymmetrie, aber der genaue Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts lässt sich mit diesen Daten nicht beschreiben. Nachfolgende Messungen von Berthet et al. am SPES-IV-Spektrometer bei verschiedenen Energien beschränkten sich auf einen kleinen Winkelbereich um  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) = -1$ . Genauere Messungen über fast den gesamten Winkelbereich gibt es von den Experimenten an GEM, WASA/PROMICE und COSY-11. Bei der Messung am WASA-Experiment wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte dabei auf zwei verschiedene Arten bestimmt. Bei der einen Methode wurden nur die gemessenen  ${}^3\text{He}$ -Kerne

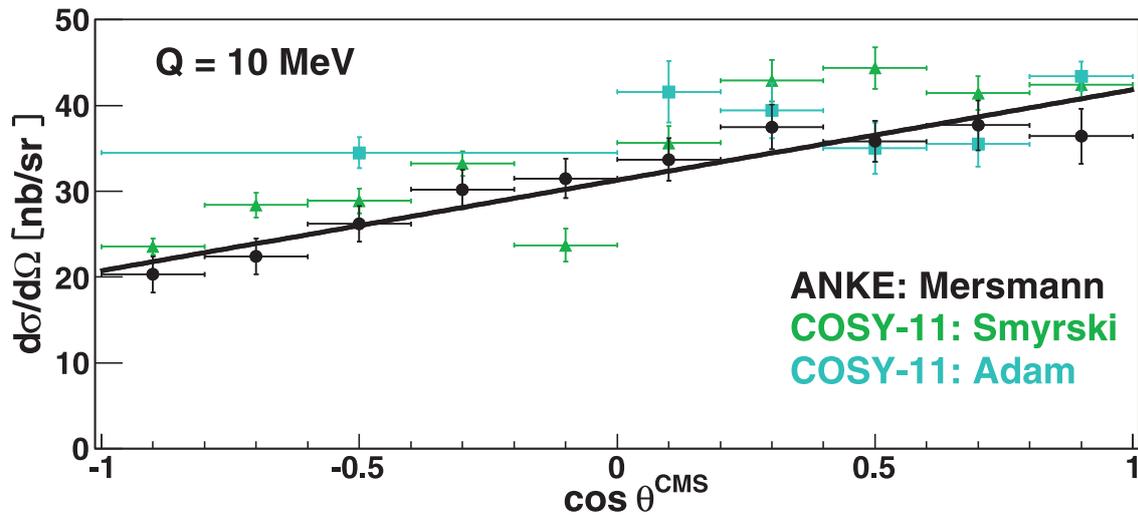


Abbildung 1.3: Vorhandene differentielle Wirkungsquerschnitte im Überschussenergiebereich von etwa 10 MeV. Der eingezeichnete Fit beschreibt die Steigung der schwelennahen ANKE-Daten für diese Energie. Es sind nur die statistischen Fehler dargestellt.

bei der Analyse verwendet und die  $\eta$ -Mesonen durch die Missing Mass Technik bestimmt. Bei der anderen Methode wurden sowohl die  ${}^3\text{He}$  als auch die aus dem Zerfall des  $\eta$  stammenden zwei  $\gamma$ -Quanten für die Analyse genutzt. Bei der ausschließlichen Verwendung der  ${}^3\text{He}$ -Kerne sind die sich ergebenden statistischen Fehler deutlich kleiner, da hier alle  $\eta$ -Mesonen und nicht nur die in zwei Photonen zerfallenen in die Analyse eingingen. Für das COSY-11-Experiment gibt es für den rückwärtigen Winkelbereich leider nur einen Messwert.

Bei 20 MeV Überschussenergie zeigen die COSY-11-Daten und die WASA/PROMICE-Daten für die Analyse der  $\gamma$ -Quanten aus dem Zerfall einen linearen Anstieg. Die reinen  ${}^3\text{He}$ -Werte von WASA zeigen hingegen einen Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnitts ab einem  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Winkel von ungefähr 0,5. Ein im Diagramm dargestellter Fit von Bilger et al. mit einem Polynom dritten Grades zeigt diesen Abfall recht deutlich.

Die gleichen noch etwas ausgeprägteren Verläufe zeigen sich bei WASA/PROMICE für alle Energien und bei den höheren Energien auch für beide Analysemethoden. Auch für diese Werte ist jeweils ein Fit im Diagramm dargestellt. Bei 40 MeV lässt sich für die COSY-11-Werte sogar ein noch stärkerer Abfall zu größeren  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Winkeln erkennen. Die Ergebnisse von GEM und Saturne zeigen hingegen einen rein linearen Anstieg des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Die Daten von GEM haben dabei aber einen deutlich größeren statistischen Fehler als die WASA-Daten. Sowohl die GEM als auch die WASA/PROMICE-Messung zeigen außerdem im rückwärtigen Bereich direkt um  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) = -1$  eine Lücke, da hier jeweils keine Akzeptanz vorhanden war. Zusätzlich nahm bei der WASA-Messung

die Akzeptanz in Vorwärtsrichtung ab einem  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Winkel von ungefähr 0,7 stark ab. Daher fehlen bei den beiden kleineren Energien Daten für direkt nach vorn gestreute  $\eta$ -Mesonen.

Insgesamt kann man sagen, dass die Situation bei den differentiellen Wirkungsquerschnitten nahe der Schwelle mittlerweile recht klar zu sein scheint. Sehr nahe der Schwelle gibt es reines s-Wellen Verhalten und ab ungefähr 2 MeV Überschussenergie gibt es Beiträge von p-Wellen. Für die Daten bei höheren Energien ist die Situation hingegen noch unklar, da die Daten in Vorwärtsrichtung voneinander abweichen. Dieser Umstand lässt die Frage offen, ob der Wirkungsquerschnitt in Vorwärtsrichtung wirklich abfällt und damit auf Beiträge von höheren Partialwellen als p-Wellen hindeutet. Um das zu klären werden Messungen benötigt, die den gesamten  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Bereich abdecken. Insbesondere der Bereich der direkt nach vorne gestreuten  ${}^3\text{He}$ -Kerne muss präzise gemessen werden. Genau für diese Messung ist das ANKE-Experiment sehr gut geeignet, da hier für den gesamten  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Bereich Akzeptanz im Detektorsystem vorhanden ist und insbesondere in Vorwärtsrichtung die Akzeptanz fast bei hundert Prozent liegt.

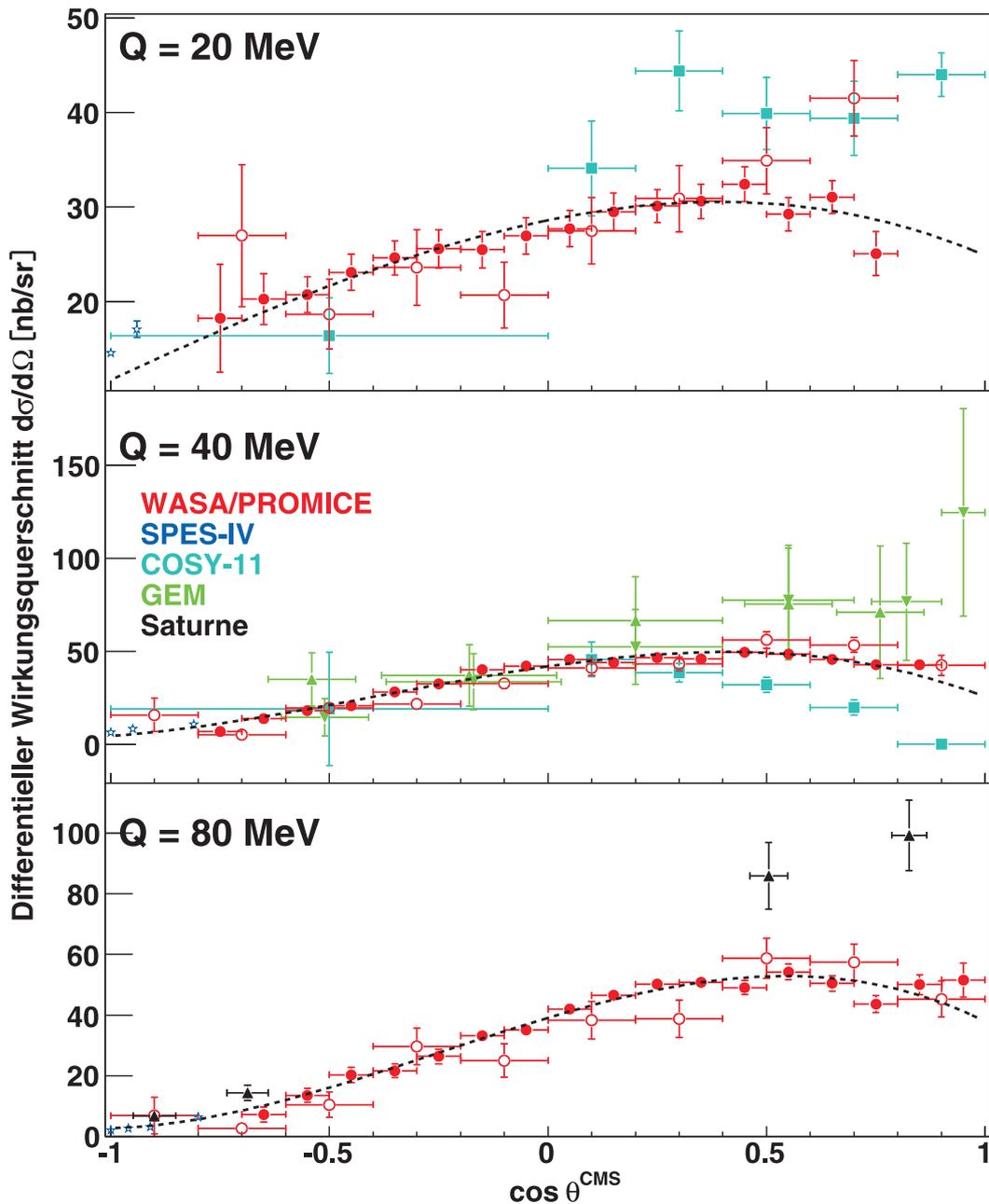
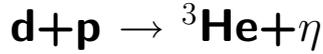


Abbildung 1.4: Vorhandene differentielle Wirkungsquerschnitte für Überschussenergien im Bereich zwischen 20 und 80 MeV. Für die WASA/PROMICE-Daten stellen die ausgefüllten Kreise die Werte aus der reinen  $^3\text{He}$ -Analyse und die leeren Kreise die Werte aus der Analyse inklusive der Zerfalls- $\gamma$ 's dar. Die gestrichelten Kurven in den drei Diagrammen sind eine Beschreibung der Daten des WASA/PROMICE-Experiments durch ein Polynom dritten Grades von Bilger et al. [B<sup>+</sup>02]. Es sind nur die statistischen Fehler dargestellt.

### 1.3 Das Zwei-Stufen-Modell für die Reaktion



Die im vorherigen Abschnitt aufgelisteten Messungen zeigen nahe der Produktionsschwelle zwei sehr bemerkenswerte Eigenschaften der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ . Zum einen sind dies die starken Änderungen im Wirkungsquerschnitt nahe der Schwelle, die auf eine sehr starke Endzustandswechselwirkung hindeuten. Eine genauere Beschreibung des Zusammenhangs zwischen dem Wirkungsquerschnitt und einer Endzustandswechselwirkung findet sich im Kapitel 1.4.1. Die andere Eigenschaft ist, dass der Wirkungsquerschnitt sehr nahe an der Schwelle so groß ist, wie bei der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\pi^0$  [K<sup>+</sup>86]. Dabei gibt es durch die höhere  $\eta$ -Masse bei der  $\eta$ -Produktion einen deutlich größeren Impulsübertrag als bei  $\pi^0$ -Produktion. Dieser große Impulsübertrag führt zu Schwierigkeiten bei der Beschreibung der  $\eta$ -Produktion durch theoretische Modelle, bei denen nur ein oder zwei der Nukleonen an der Reaktion beteiligt sind. Berechnungen mit Hilfe solcher Modelle ergeben einen, im Vergleich zu den vorhandenen Messwerten, um eine oder sogar mehr Größenordnungen zu kleinen Wirkungsquerschnitt [JG89].

Um die Größe des Wirkungsquerschnitts nahe der Schwelle erklären zu können, wurde unabhängig voneinander sowohl von Laget und Lecolley als auch von Kilian und Nann das sogenannte „Zwei-Stufen“-Modell entwickelt, bei dem alle drei vorhandenen Nukleonen an der Reaktion beteiligt sind [JL88, KK90]. In diesem Modell wird das  $\eta$ -Meson nicht in einer direkten Reaktion gebildet, sondern die Reaktion läuft nacheinander in zwei Schritten der Form  $NN \rightarrow N\pi$  und  $N\pi \rightarrow N\eta$  ab. Das im ersten Schritt erzeugte Pion kann hierbei entweder ein  $\pi^0$  oder ein  $\pi^+$  sein und die zwei Schritte der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  können daher wie folgt aussehen:



oder



Das im ersten Schritt erzeugte Deuteron bildet abschließend zusammen mit dem Proton aus dem zweiten Schritt das  ${}^3\text{He}$ . Eine schematische Darstellung der beiden möglichen Abläufe der  $\eta$ -Produktion im Zwei-Stufen Modell ist in Abbildung 1.5 zu sehen.

Berechnungen zum Zwei-Stufen-Modell zeigen, dass mit diesem Modell die Größe des Wirkungsquerschnitts nahe der Schwelle recht gut reproduziert werden kann. Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts im schwelennahen Bereich kann jedoch nicht allein durch dieses Modell erklärt werden. Wie Fäldt und Wilkin gezeigt haben ist die Beschreibung des Verlaufs erst möglich, wenn zusätzlich eine Endzustandswechselwirkung zwischen dem  $\eta$ -Meson und dem  ${}^3\text{He}$ -Kern mit einbezogen wird [GF95].

Inwieweit das Zwei-Stufen-Modell auch bei höheren Überschussenergien den Wirkungsquerschnitt beschreiben kann, ist noch nicht abschließend geklärt [K<sup>+</sup>02].

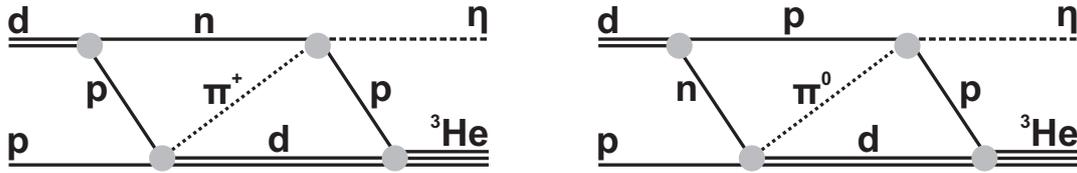


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung der beiden möglichen Wege der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  im Zwei-Stufen-Modell.

Es gibt Rechnungen von Stenmark aus dem Jahr 2003, die den Verlauf der differentiellen Wirkungsquerschnitte bei WASA teilweise reproduzieren können [Ste03]. Laut Khemchandani et al. [K<sup>+</sup>03] ergeben sich jedoch durch die Annahmen, die für diese Berechnungen gemacht wurden, um mehr als eine Größenordnung zu kleine Wirkungsquerschnitte. Ohne die Verwendung dieser Annahmen konnten die Ergebnisse von WASA so nicht reproduziert werden. Ein mögliche Beantwortung dieser offenen Frage mit Hilfe neuer präziser Daten ist ein wichtiger Punkt der ANKE-Messung bei höheren Überschussenergien. Der Vergleich der ANKE-Daten mit aktuellen Rechnungen wird in Kapitel 5.3 durchgeführt.

## 1.4 Die Wechselwirkung zwischen $\eta$ -Meson und ${}^3\text{He}$ -Kern

Zwischen  $\eta$ -Mesonen und Kernen gibt es eine starke attraktive Wechselwirkung. Dies wurde zuerst am LAMPF-Experiment bei der Messung von Pion-induzierter  $\eta$ -Produktion in  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$  und  ${}^{12}\text{C}$  festgestellt [Pen85]. Die sich aus der theoretischen Beschreibung der Reaktion  $\pi N \rightarrow \eta N$  ergebende stark attraktive Wechselwirkung führte zur Vorhersage der Möglichkeit eines gebundenen Zustands zwischen einem  $\eta$ -Meson und einem Atomkern, einem sogenannten  $\eta$ -mesischen Kern, für eine Kernmassenzahl  $A \geq 12$  durch Haider und Liu [QH86]. Weitere Berechnungen führten zu einer Verringerung der für einen gebundenen Zustand benötigten Kernmassenzahl auf  $A > 10$  [LL86].

Durch die darauf folgenden Ergebnisse von SPES-IV zur Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  nahe der Schwelle kam es zu theoretischen Überlegungen, ob es sogar noch leichtere  $\eta$ -mesische Kerne bis hin zu  $A = 3$  geben könnte [Wil93]. Die Messergebnisse von SPES-IV waren aber nicht präzise genug, um die Frage nach einem gebundenen  $\eta^3\text{He}$ -Zustand zu klären. Auch nachfolgende Messungen konnten dies nicht abschließend beantworten. Ein Grund für die Messung von  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  am ANKE-Experiment war daher die möglichst präzise Messung der Reaktion nahe der Schwelle, um nach einem klaren Indiz für einen gebundenen Zustand zu suchen.

Neben der  $\eta^3\text{He}$ -Produktion aus Proton und Deuteron gibt es auch die Möglichkeit der Photoproduktion, um nach einen gebundenen Zustand zu suchen. Messungen zur

Reaktion  $\gamma+{}^3\text{He} \rightarrow \eta+{}^3\text{He}$  wurden am TAPS Experiment am Mainzer Mikrotron MAMI durchgeführt und die Ergebnisse wurden als Nachweis für einen gebundenen Zustand zwischen dem  $\eta$ -Meson und dem  ${}^3\text{He}$ -Kern angesehen [P<sup>+</sup>04]. Es ist jedoch umstritten, ob die Statistik der vorhandenen Daten ausreicht um auf einen gebundenen Zustand schließen zu können [Han05]. Deshalb sind umfangreichere Messungen notwendig, um einen Nachweis für einen gebundenen Zustand führen zu können.

Um aus den Messungen zur Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  auf einen möglichen gebundenen Zustand schließen zu können, wird eine theoretische Beschreibung des Zusammenhangs zwischen Wirkungsquerschnitt und einer Endzustandswechselwirkung benötigt. Diese Beschreibung soll in den folgenden Abschnitten hergeleitet werden.

### 1.4.1 Zusammenhang zwischen Wirkungsquerschnitt und Endzustandswechselwirkung

Der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion wird sowohl durch die Wechselwirkungen im Anfangszustand (ISI) als auch durch die Wechselwirkungen im Endzustand (FSI) beeinflusst. Diese Wechselwirkungen sind in der Produktionsamplitude  $f$  zusammengefasst. Bei reinem s-Wellen-Verhalten entspricht der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  einer Zwei-Teilchen-Reaktion bis auf einen Quotienten aus den Schwerpunktsimpulsen der einlaufenden Teilchen  $p_i$  und der auslaufenden Teilchen  $p_f$  dem Quadrat der Produktionsamplitude:

$$\frac{\sigma_t}{4\pi} = \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{p_f}{p_i} \cdot |f|^2 \quad (1.4)$$

Nahe der Produktionsschwelle, das heißt bei wenigen MeV Überschussenergie, kann  $p_i$  als ungefähr konstant angenommen werden. Bei s-Wellen-Verhalten und ohne FSI oder ISI kann auch die Produktionsamplitude als konstant betrachtet werden. Dann wird die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts nahe der Schwelle nur vom Endzustandsimpuls bestimmt, der im nichtrelativistischen Fall nahe der Schwelle ein  $\sqrt{Q}$ -Verhalten aufweist. Messergebnisse für die Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  zeigen aber eindeutig kein solches Verhalten. Nahe der Schwelle deutet dies auf eine starke FSI hin.

Damit die FSI den Wirkungsquerschnitt deutlich verändert und dadurch bestimmt werden kann, müssen nach Watson [Wat52] folgende Kriterien erfüllt sein:

1. Im Vergleich zur FSI muss das Produktionspotenzial kurzreichweitig sein.
2. Die Relativimpulse der auslaufenden Teilchen sind relativ gering.
3. Die FSI muss stark und attraktiv sein.

Sind diese Kriterien erfüllt und wird die Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  nur durch eine starke s-Wellen-FSI bestimmt, so ist die übliche Näherung zur Beschreibung der Energieabhängigkeit eine „on-shell“ Streuamplitude [Wat52]:

$$f_{\text{Streu}}(p_f) = \frac{1}{p_f a \cdot \cot(\delta) - i p_f a} \quad (1.5)$$

Hierbei ist  $\delta$  die s-Wellen-Phasenverschiebung und  $a$  die Streulänge, die als Grenzwert der Produktionsamplitude bei einer Überschussenergie gegen Null definiert ist:

$$a = \lim_{Q \rightarrow 0} f \quad (1.6)$$

Die Phasenverschiebung  $\delta$  kann nahe der Schwelle durch die „effective-range“ Theorie [Bet49] beschrieben werden:

$$p_f \cot(\delta) = \frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 p_f^2 + \mathcal{O}(p_f^4) \quad (1.7)$$

Der Faktor  $r_0$  kann hierbei als Wirkungsreichweite des Wechselwirkungspotentials interpretiert werden und wird daher effektive Reichweite genannt. Für niedrige Energien nahe der Schwelle können die Terme höherer Ordnung  $\mathcal{O}(p_f^4)$  vernachlässigt werden. Beim Einsetzen der übrig bleibenden Terme in Gleichung 1.5 ergibt sich für die Streuamplitude:

$$f_{\text{Streu}}(p_f) = \frac{1}{1 - i a p_f + \frac{1}{2} r_0 a p_f^2} \quad (1.8)$$

Nahe der Schwelle sollte sich die Amplitude des Eingangszustands  $f_{ISI}$  nur schwach ändern und kann daher als ungefähr konstant angenommen werden. Die Produktionsamplitude  $f$  kann dann durch die Streuamplitude  $f_{\text{Streu}}$  und den konstanten Faktor  $f_B$  für die Wechselwirkung im Eingangszustand ausgedrückt werden:

$$f = \frac{f_B}{1 - i a p_f + \frac{1}{2} r_0 a p_f^2} \quad (1.9)$$

Einsetzen des Ausdrucks für die Produktionsamplitude in Gleichung 1.4 ergibt damit für die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{p_f}{p_i} \cdot |f|^2 = \frac{p_f}{p_i} \frac{|f_B|^2}{\left|1 - i a p_f + \frac{1}{2} r_0 a p_f^2\right|^2} \quad (1.10)$$

Bei dieser Darstellung tritt jedoch eine Schwierigkeit auf. In seiner ursprünglichen Veröffentlichung hat Watson den Term für die FSI multiplikativ verwendet [Wat52]. Bei diese Methode geht der Endzustandswechselwirkungsfaktor für große Impulse nicht gegen eins, das heißt die Effekte der FSI verschwinden nicht mit steigendem Relativimpuls der Ejektile. Um dieses Problem zu lösen, verwendeten Watson und Goldberger in ihrem Buch „Collision Theory“ Jost-Funktionen [MG64]. Dadurch ergibt sich die folgende Darstellung für den Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{p_f}{p_i} \cdot |f|^2 = \frac{p_f}{p_i} \left| \frac{\frac{1}{2} a \cdot r_0 (p_f^2 + \alpha^2)}{1 - i a p_f + \frac{1}{2} r_0 a p_f^2} \right|^2 \cdot |f_B^*|^2 \quad (1.11)$$

Hierbei wurde die Variable  $\alpha = (1/r_0) \cdot (1 + \sqrt{1 + 2r_0/a})$  definiert und der Faktor  $f_B^*$  hat einen anderen Wert als der Faktor  $f_B$  aus Gleichung 1.10. Für  $p_f \ll 1/r$  und  $a \gg r$  kann die Gleichung 1.11 zur Gleichung 1.10 reduziert werden. Nur für diesen Fall sind beide Darstellungen identisch.

Sowohl der Eingangsimpuls  $p_i$  als auch der Ausgangsimpuls  $p_f$  können durch die Überschussenergie  $Q$  der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  ausgedrückt werden. Da die Streulänge  $a$  und die effektive Reichweite  $r_0$  komplexe Größen sind, kann man den schwelennahen Wirkungsquerschnitt als Funktion der Überschussenergie mit den fünf unabhängigen Parametern  $\Im(a)$ ,  $\Re(a)$ ,  $\Im(r_0)$ ,  $\Re(r_0)$  und  $f_B^*$  ausdrücken. Beim Fit dieser Funktion an die schwelennahen Daten der ANKE-Messung [Mer07] ergaben sich sowohl für die Streulänge als auch für die effektive Reichweite rein imaginäre Werte. Diese Werte sind für das  $\eta^3\text{He}$ -System kaum physikalisch sinnvoll zu interpretieren.

## 1.4.2 Beschreibung der Wirkungsquerschnitte mit Hilfe von Polstellen

Da ein Fit mit Hilfe der Gleichung 1.11 keine vernünftigen Werte liefert, wurde ein anderer Ansatz zur Beschreibung des Verlaufs der Wirkungsquerschnitte gewählt. Der extrem steile Anstieg des Querschnitts an der Produktionsschwelle deutet auf eine Polstelle  $p_1$  in der Funktion der Produktionsamplitude sehr nahe an der Schwelle hin. Um das Plateau bei etwas größeren Überschussenergien darstellen zu können, wird eine zweite Polstelle  $p_2$  zur Beschreibung des Verlaufs verwendet. Damit sieht die neue Funktion der Produktionsamplitude folgendermaßen aus:

$$f = \frac{f_B}{\left(1 - \frac{p_f}{p_1}\right) \cdot \left(1 - \frac{p_f}{p_2}\right)} \quad (1.12)$$

Durch einen Vergleich mit der Funktion 1.9 für die Produktionsamplitude ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen den alten und neuen Parametern:

$$a = -i \left( \frac{1}{p_1} + \frac{1}{p_2} \right) \quad \text{und} \quad r_0 = \frac{2i}{p_1 + p_2} \quad (1.13)$$

Ein Fit mit Hilfe der Polstellenbeschreibung an die schwelennahen ANKE-Daten ergibt die folgende Werte:

$$\begin{aligned}
 f_B &= (50 \pm 8) (\text{nb/sr})^{1/2} \\
 p_1 &= [(-5 \pm 7_{-1}^{+2}) \pm i(19 \pm 2 \pm 1)] \text{ MeV}/c \\
 p_2 &= [(106 \pm 5) \pm i(76 \pm 13 \pm 1_{-2}^{+1})] \text{ MeV}/c \\
 a &= -i \left( \frac{1}{p_1} + \frac{1}{p_2} \right) = [\pm(10, 7 \pm 0, 8_{-0,5}^{+0,1}) + i(1, 5 \pm 2, 6_{-0,9}^{+1,0})] \text{ fm}
 \end{aligned}$$

Der Pol  $p_1$  kann anschließend in einen komplexen Pol  $Q_1$  in der Überschussenergie  $Q$  umgerechnet werden:

$$\begin{aligned}
 Q_1 &= \frac{p_1^2}{2 \cdot m_{\text{red}}} \quad \text{mit} \quad m_{\text{red}} = \frac{m_{{}^3\text{He}} \cdot m_\eta}{m_{{}^3\text{He}} + m_\eta} \\
 &= [(-0.30 \pm 0.15 \pm 0.04) \pm i(0.21 \pm 0.29 \pm 0.06)] \text{ MeV} \quad (1.14)
 \end{aligned}$$

Der Fit kann den Verlauf des Wirkungsquerschnitts sehr gut beschreiben und es ergibt sich ein Pol  $p_1$ , der sehr nahe an der  $\eta$ -Schwelle liegt. Dies ist eine Voraussetzung für einen gebundenen Zustand zwischen  $\eta$ -Meson und  ${}^3\text{He}$ -Kern [W<sup>+</sup>07]. Da sich aus den Messdaten das Vorzeichen des Imaginärteils der Polstelle nicht bestimmen lässt, kann nicht gesagt werden, ob es sich um einen quasi-gebundenen oder einen virtuellen Zustand handelt.

### 1.4.3 Beschreibung unter Berücksichtigung von p-Wellen

Neben einer starken Änderung der s-Wellen-Amplitude nahe der Produktionsschwelle ist eine weitere Voraussetzung für einen gebundenen Zustand eine Veränderung in der Phase der Amplitude [W<sup>+</sup>07]. Da der Wirkungsquerschnitt proportional zum Betragsquadrat der Streuamplitude ist, gehen alle Informationen über die Phase verloren. Bei der Analyse des schwelennahen Teils der Messung am ANKE-Experiment hat sich jedoch gezeigt, dass schon sehr nahe an der Produktionsschwelle Beiträge von p-Wellen in den differentiellen Wirkungsquerschnitten zu erkennen sind. Eine mögliche Interferenz zwischen den s- und p-Wellen kann zur Bestätigung der Phasenvariation verwendet werden.

Für alle im schwelennahen Bereich gemessenen Winkelverteilungen lassen sich die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  durch eine lineare Steigung beschreiben. Es bietet sich dadurch an, die Steigungen der verschiedenen linearen Fits gegen die zugehörigen Überschussenergien aufzutragen. Die Darstellung soll dabei jedoch unabhängig von den totalen Wirkungsquerschnitten sein. Daher wird zur Beschreibung der Steigung der folgende Asymmetrieparameter  $\alpha$  verwendet:

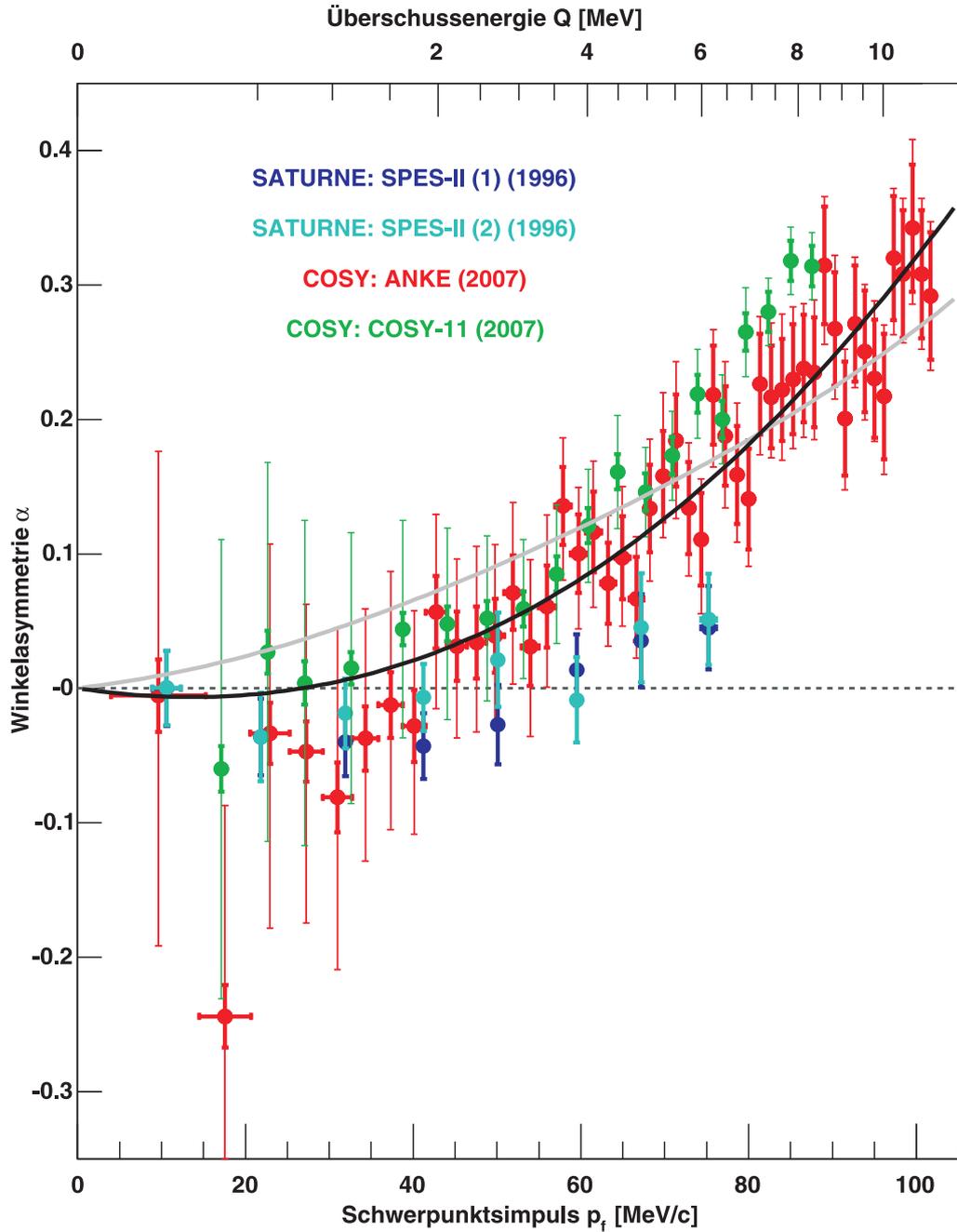


Abbildung 1.6: Darstellung der Winkelasymmetrie  $\alpha$  der bekannten Datensätze in Abhängigkeit vom Schwerpunktsimpuls  $p_f$ . Ein Fit an die ANKE Daten ohne Berücksichtigung der Phasenverschiebung ist in grau eingezeichnet. Die schwarze Kurve zeigt einen Fit bei dem die Phasenverschiebung berücksichtigt wurde.

$$\alpha = \frac{d}{d(\cos \theta^{\text{CMS}})} \ln \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \Big|_{\cos \theta^{\text{CMS}}=0} . \quad (1.15)$$

In Abbildung 1.6 ist der Asymmetrieparameter der vorhandenen Daten gegen den Schwerpunktsimpuls  $p_f$  aufgetragen. Da in der Theorie statt der Überschussenergie  $Q$  der Schwerpunktsimpuls als Parameter verwendet wird, wurde diese Darstellung gewählt. Da die Impulse der Ejektile nahe der Schwelle klein sind, besteht für diesen nichtrelativistischen Fall dabei der folgende Zusammenhang zwischen Überschussenergie und Schwerpunktsimpuls:

$$Q = \frac{p_f^2}{2 \cdot m_{\text{red}}} \quad \text{also} \quad p_f \sim \sqrt{Q} \quad (1.16)$$

Bisher wurden bei der theoretischen Beschreibung der FSI mögliche Beiträge von p-Wellen zur Streuamplitude vernachlässigt. Für die Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  gibt es zwei s-Wellen-Amplituden und fünf p-Wellen-Amplituden. Für eine phänomenologische Betrachtung sollten jedoch die zwei p-Wellen ausreichen, die eine reine  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Abhängigkeit produzieren. Da keine detaillierten Informationen über die Analysierstärken vorliegen, werden die beiden p-Wellen zu einer Amplitude  $f_p$  zusammengefasst. Es wird erwartet, dass diese Amplitude abgesehen von einem quadratischen Faktor des Schwerpunktsimpulses  $p_f^2$  konstant ist.

Die  $\eta$  ${}^3\text{He}$ -FSI sollte die beiden s-Wellen in gleicher Weise beeinflussen und einen Hinweis darauf liefert die Tensor-Analysierstärke der Deuteronen, die klein und nur schwach veränderlich zu sein scheint [B<sup>+</sup>88]. Daher können auch die s-Wellen-Amplituden zu einer Amplitude  $f_s$  zusammengefasst werden. Damit lässt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt wie folgt ausdrücken:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{p_f}{p_i} \cdot |f|^2 = \frac{p_f}{p_i} \cdot (|f_s|^2 + p_f^2 |f_p|^2 + 2p_f \text{Re}(f_s^* \cdot f_p) \cos \theta) \quad (1.17)$$

Einsetzen in die Gleichung 1.15 ergibt dann für den Asymmetrieparameter  $\alpha$ :

$$\alpha = 2p_f \frac{\text{Re}(f_s^* \cdot f_p)}{|f_s|^2 + p_f^2 |f_p|^2} \quad (1.18)$$

Wird die Phasenverschiebung der s-Wellen Amplitude durch eine Betragsbildung vernachlässigt, so ändert sich die Gleichung zu:

$$\alpha = 2p_f \frac{|f_s| \cdot |f_p|}{|f_s|^2 + p_f^2 |f_p|^2} \quad (1.19)$$

Mit Hilfe der Gleichung 1.17 und bei Verwendung der s-Wellen Produktionsamplitude aus Gleichung 1.12 lässt sich schließlich der totale Wirkungsquerschnitt folgendermaßen schreiben:

$$\sigma_t = \frac{4\pi p_f}{p_i} [|f_s|^2 + p_\eta^2 |f_p|^2] = \frac{4\pi p_f}{p_i} \left[ \left| \frac{f_B}{\left(1 - \frac{p_f}{p_1}\right) \cdot \left(1 - \frac{p_f}{p_2}\right)} \right|^2 + p_\eta^2 |f_p|^2 \right] \quad (1.20)$$

Wird unter Vernachlässigung der Phasenverschiebung ein Fit an die Winkelsymmetrie der ANKE-Daten durchgeführt, so ergibt sich die in Abbildung 1.6 zu sehende graue Kurve. Dieser Fit kann den Verlauf der Daten jedoch nicht vernünftig beschreiben. Ein Fit unter Berücksichtigung der Phasenverschiebung liefert demgegenüber die in schwarz dargestellte Kurve, die den Verlauf viel besser beschreiben kann. Für den Fit ergeben sich die folgenden Parameter:

$$\begin{aligned} f_B &= (50 \pm 8) (\text{nb/sr})^{1/2} \\ f_p/f_B &= [(-0,47 \pm 0,08 \pm 0,20) + i(0,33 \pm 0,02 \pm 0,12)] (\text{GeV/c})^{-1} \\ p_1 &= [(-4 \pm 7_{-1}^{+2}) \pm i(19 \pm 2 \pm 1)] \text{ MeV/c} \\ p_2 &= [(103 \pm 4) \pm i(74 \pm 12 \pm_{-2}^{+1})] \text{ MeV/c} \\ a &= (\pm 10,9 + 1,0) \text{ fm} \end{aligned}$$

Die schwellennahen ANKE-Daten zeigen somit eine deutliche Phasenverschiebung in der s-Wellen-Amplitude auf, was für einen quasi-gebundenen oder virtuellen  $\eta^3\text{He}$ -Zustand zu erwarten ist. Zusätzlich ändert sich die Position des Pols  $p_1$  im Vergleich zur Beschreibung ohne Berücksichtigung der p-Wellen nur unwesentlich. Der Grund hierfür ist, dass dieser Parameter durch den von s-Wellen dominierten Bereich direkt an der Erzeugungsschwelle bestimmt wird.

Die Polstellenbeschreibung ist in der dargestellten Form nur anwendbar, wenn außer s- und p-Wellen keine anderen Partialwellen vorhanden sind. Aus den bisher vorhandenen Messungen ist jedoch nicht klar erkennbar, ab welcher Energie höhere Partialwellen eine Rolle spielen. Daher ist noch offen, bis zu welcher Überschussenergie diese Beschreibung benutzt werden kann. Zur Beantwortung dieser Frage können die ANKE-Daten bei höheren Energien einen wichtigen Beitrag leisten, da sie zum ersten Mal den gesamten Winkelbereich der differentiellen Wirkungsquerschnitte abdecken. Inwieweit sich die Polstellenbeschreibung auch auf ein größeres Energieintervall anwenden lässt, wird in Kapitel 5.5 untersucht.

## 1.5 Die Missing Mass Methode

Das ANKE-Experiment ist nicht dafür ausgelegt, neutrale Teilchen direkt zu detektieren und hat daher keine Detektoren mit denen ungeladene Teilchen gemessen werden können. Aus diesem Grund kann bei der Messung der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$

das neutrale  $\eta$ -Meson nicht im Detektionssystem nachgewiesen werden. Um das nicht gemessene  $\eta$  dennoch zu bestimmen, wird die sogenannte Missing Mass Methode verwendet. Sind von einer Reaktion alle bis auf eines der Ejektile mit ihren Viererimpulsen bekannt, so kann mit dieser Methode die Masse des fehlenden Ejektils bestimmt werden.

Grundlage der Missing Mass Methode ist die Energie- und Impulserhaltung. Aufgrund dieser Erhaltungssätze muss bei einer Reaktion die Summe aus den Vierervektoren der Strahlteilchen und der Targetteilchen gleich der Summe der Vierervektoren der Ejektile sein:

$$\mathbb{P}_{Strahl} + \mathbb{P}_{Target} = \sum_{i=1}^n \mathbb{P}_{Ejektile} \quad (1.21)$$

Dann wird angenommen, dass die Vierervektoren von allen Teilchen bis auf genau ein nicht gemessenes Ejektil X bekannt sind. Da der Betrag des Vierervektors eines Teilchens gleich der Masse des Teilchens ist, kann man die Masse des unbekanntes Teilchens durch die Vierervektoren der restlichen Teilchen bestimmen:

$$m_X = |\mathbb{P}_X| = \left| \sum_{i=1}^{n-1} \mathbb{P}_{Ejektile} - (\mathbb{P}_{Strahl} + \mathbb{P}_{Target}) \right| \quad (1.22)$$

Sind der Strahl- und Targetviererimpulsvektor fest, so kann die Gleichung 1.22 auch als Missing Mass Funktion MM in Abhängigkeit der Viererimpulse der bekannten Ejektile definiert werden:

$$MM(\mathbb{P}_{Ejektile}) = \left| \sum_{i=1}^{n-1} \mathbb{P}_{Ejektile} - (\mathbb{P}_{Strahl} + \mathbb{P}_{Target}) \right| \quad (1.23)$$

Im Fall der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  wird mit dieser Funktion die Masse des  $\eta$ -Mesons berechnet. Da die Impulsrekonstruktion der  ${}^3\text{He}$  eine gewisse Verschmierung aufweist, ist der Peak der  $\eta$ -Mesonen in der Missing Mass Verteilung ebenfalls verschmiert. Zusätzlich zu dem  $\eta$ -Peak gibt es in der Verteilung einen physikalischen Untergrund. Dieser kommt bei der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  von der ebenfalls stattfindenden Multi-Pionenproduktion  $dp \rightarrow {}^3\text{He} + n \cdot \pi$  mit  $n = 2$  bis 4. Durch die Kinematik mit mehr als zwei Ejektilen sind in diesem Fall für den  ${}^3\text{He}$ -Kern alle Schwerpunktsimpulse  $p_f$  zwischen 0 und dem jeweiligen kinematischen Limit möglich. Der physikalische Untergrund muss von der gemessenen Missing Mass Verteilung abgezogen werden, um einen klaren  $\eta$ -Peak zu erhalten, den man dann auszählen kann. Die Beschreibung des Untergrunds wird im Kapitel 4.4 ausführlich behandelt.



## 2 Das ANKE-Experiment

Der ANKE-Experimentaufbau [B<sup>+</sup>01] ist ein internes Experiment am Cooler-Synchrotron COSY des Forschungszentrums Jülich [M<sup>+</sup>97]. Der Name ANKE steht für „Apperatus for Nuclear and Kaon Ejectiles“, was auf einen Schwerpunkt des Experiments zum Nachweis von Kaonen hinweist. Im ersten Teil dieses Kapitels wird der COSY-Beschleuniger beschrieben. Dann folgt der allgemeine Aufbau des ANKE-Experiments. Die für die Messung der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  wichtigen Komponenten werden anschließend genauer erläutert.

### 2.1 Der COSY-Speicherring

Der COSY-Speicherring, der in Abbildung 2.1 dargestellt ist, ist ein Mittelenergiebeschleuniger mit einem Umfang von 184 m. Es können sowohl Protonen als auch Deuteronen auf Impulse zwischen 0,3 GeV/c und 3,7 GeV/c beschleunigt und bis zu  $10^{11}$  Teilchen gespeichert werden. Der Beschleunigerstrahl kann dabei entweder unpolarisiert oder polarisiert bereitgestellt werden.

Wie der Name Cooler-Synchrotron schon sagt, besitzt der Beschleuniger Möglichkeiten den Strahl zu „kühlen“. Es stehen hierzu zwei verschiedene Kühlmechanismen zur Verfügung, um bei internen Experimenten lange einen möglichst scharfen Strahl im Ring zu halten. Im Impulsbereich bis 0,65 GeV/c kann die Elektronenstrahlkühlung benutzt werden. Bei höheren Impulsen über 1,5 GeV/c kann die stochastische Kühlung verwendet werden. Hierbei wird mit sogenannten „Pick-Up“-Elektroden die transversale Abweichung des Strahls vom Sollwert gemessen. Das Messsignal wird dann diagonal zur gegenüberliegenden Seite des Rings geschickt, wo eine „Kicker“-Elektrode den Strahl wieder auf den Sollwert bringt. Durch die Strahlkühlung kann die Impulsunschärfe des Strahls von  $\Delta p/p \approx 5 \cdot 10^{-4}$  im ungekühlten Betrieb auf bis zu  $\Delta p/p \approx 1 \cdot 10^{-4}$  verbessert werden. Für den Betrieb mit einer kontinuierlichen Rampe steht die stochastische Kühlung jedoch nicht zur Verfügung. Da ein Teil der Messung an ANKE solch eine Rampe verwendet hat, wurde für die festen Strahlenergien auf eine Kühlung verzichtet, um systematische Fehler zu vermeiden.

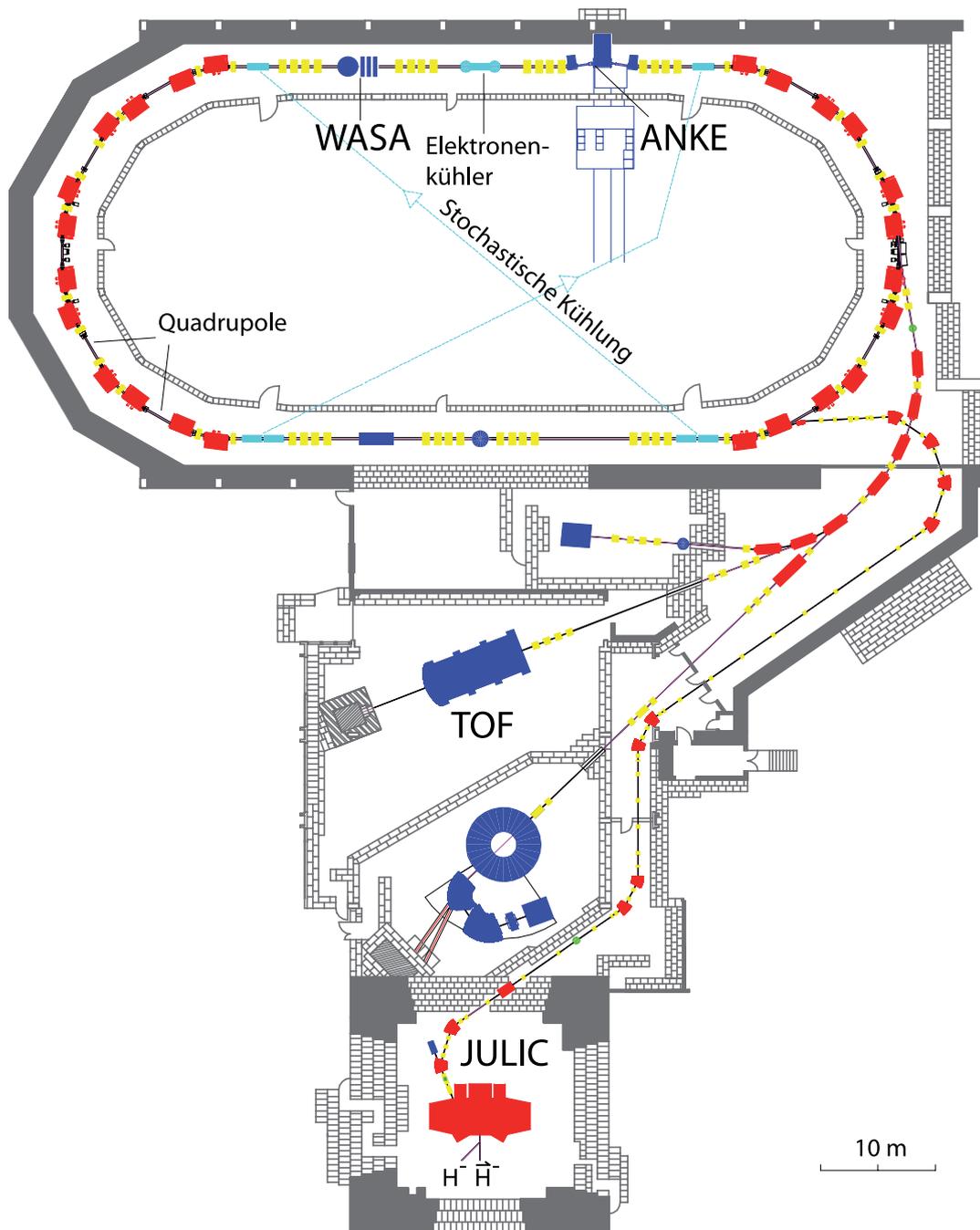


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Speicherrings COSY.

## 2.2 Der ANKE-Experimentaufbau

Die Abbildung 2.2 zeigt eine schematische Darstellung des ANKE-Experimentaufbaus. Das für ANKE verwendete Koordinatensystem ist ebenfalls dargestellt. Es ist so gewählt, dass die z-Achse parallel zum COSY-Strahl und die xz-Ebene senkrecht zum Magnetfeld des D2-Dipolmagneten steht. Die y-Achse befindet sich damit parallel zum D2-Magnetfeld. Der von links kommende Beschleunigerstrahl wird durch den Dipol-Magneten D1 auf das Target gelenkt. Das für die untersuchte Reaktion verwendete Target ist ein an der Universität Münster konstruiertes Clustertarget [K<sup>+</sup>99]. In Kapitel 2.3 wird es näher beschrieben.

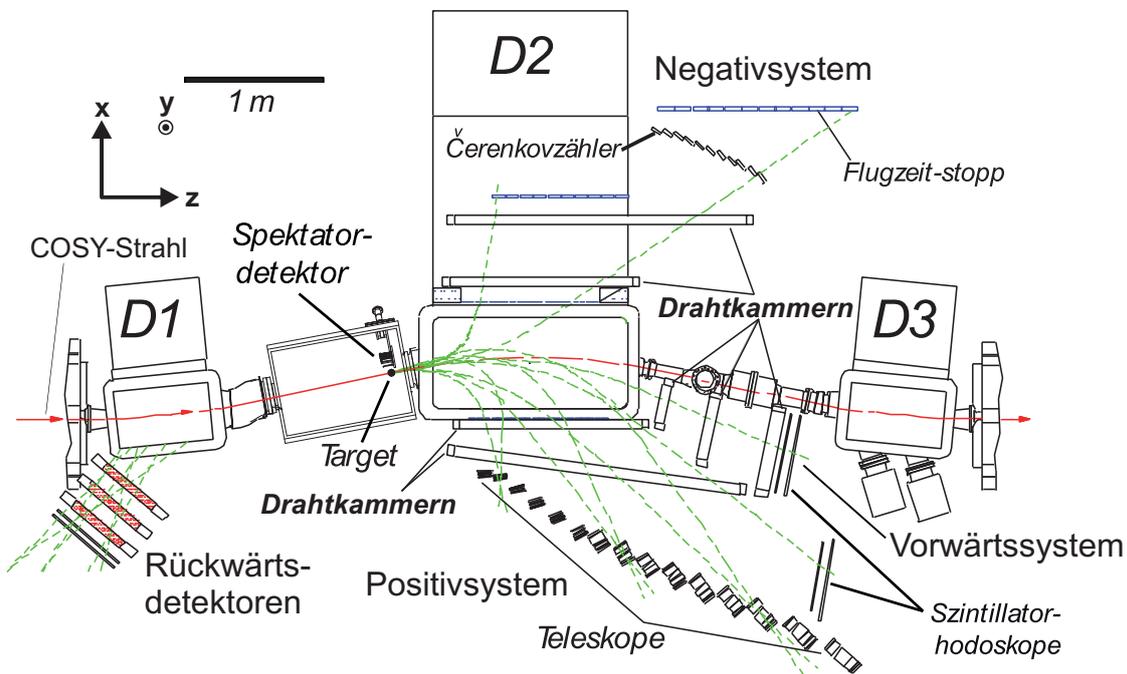


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des ANKE-Experimentaufbaus.

Der hinter dem Target liegende D2-Magnet dient als Spektrometer. In ihm werden die Reaktionsejektile je nach Ladung und Impuls unterschiedlich abgelenkt. Negativ geladene Pionen und Kaonen werden durch das Spektrometer in das Negativsystem von ANKE gelenkt. In das Positivsystem gelangen positiv geladene Pionen und Kaonen. Ejektile mit hohem Impuls und positiver Ladung werden im Vorwärtssystem nachgewiesen. Da die bei der untersuchten Reaktion entstandenen <sup>3</sup>He-Kerne ins Vorwärtssystem fliegen, wird dieser Teil des ANKE-Detektors im Kapitel 2.4 näher erläutert. Für den Nachweis rückwärts gestreuter Teilchen steht der Rückwärtsdetektor zur Verfügung und Ejektile mit relativ geringem Impuls können mit dem Spektatordetektor gemessen werden. Der Teil des Beschleunigerstrahls, der nicht mit dem Target reagiert, wird ebenfalls durch den Spektrometermagneten D2

abgelenkt und mit dem D3-Magneten wieder auf die Sollbahn des Beschleunigers zurückgeführt.

## 2.3 Das Clustertarget

Das Clustertarget ist ein fensterloses internes Target. Es besitzt einige wichtige Vorteile, die es für den Einsatz bei internen Experimenten prädestinieren:

- Eine hohe Reinheit des Targetmaterials, da sich die verwendeten Gase sehr rein präparieren lassen.
- Die Targetdichte lässt sich über mehrere Größenordnungen stufenlos regulieren.
- Ein scharf umgrenzter Targetstrahl mit homogener Dichte.
- Keine zu große Beeinträchtigung der Vakuumbedingungen im Beschleuniger.

In Abbildung 2.4 ist der mechanische Aufbau des ANKE-Clustertargets dargestellt. Es besteht aus der Clusterquelle und der Auffängerstufe, die beide durch Vakuumschieber von der Streukammer getrennt sind.

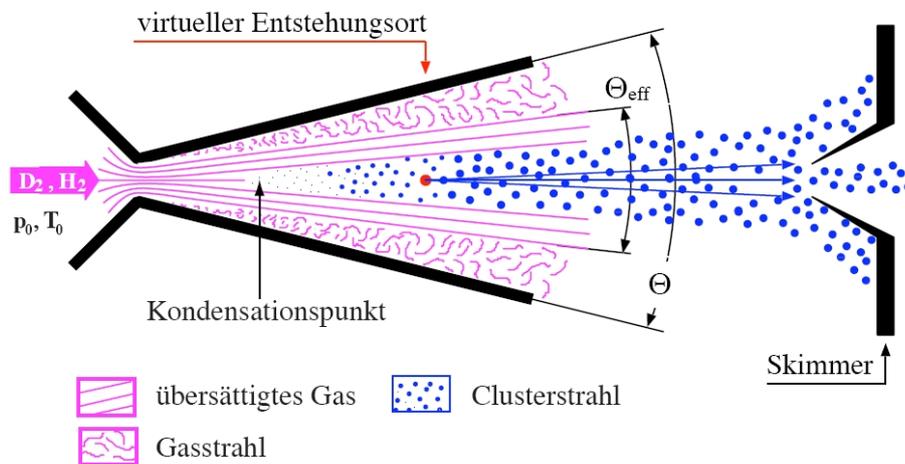


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Clusterentstehung in der Lavaldüse.

In der Clusterquelle wird der Clusterstrahl erzeugt und präpariert. Dazu wird der verwendete Wasserstoff zuerst durch einen Palladiumreiniger von allen Verunreinigungen befreit. Das hochreine Gas wird dann mit Hilfe eines Kaltkopfs auf Temperaturen von unter 30 K abgekühlt. Mit einem Druck von bis zu 20 bar strömt der Wasserstoff danach durch eine Lavaldüse mit einem Durchmesser von ungefähr

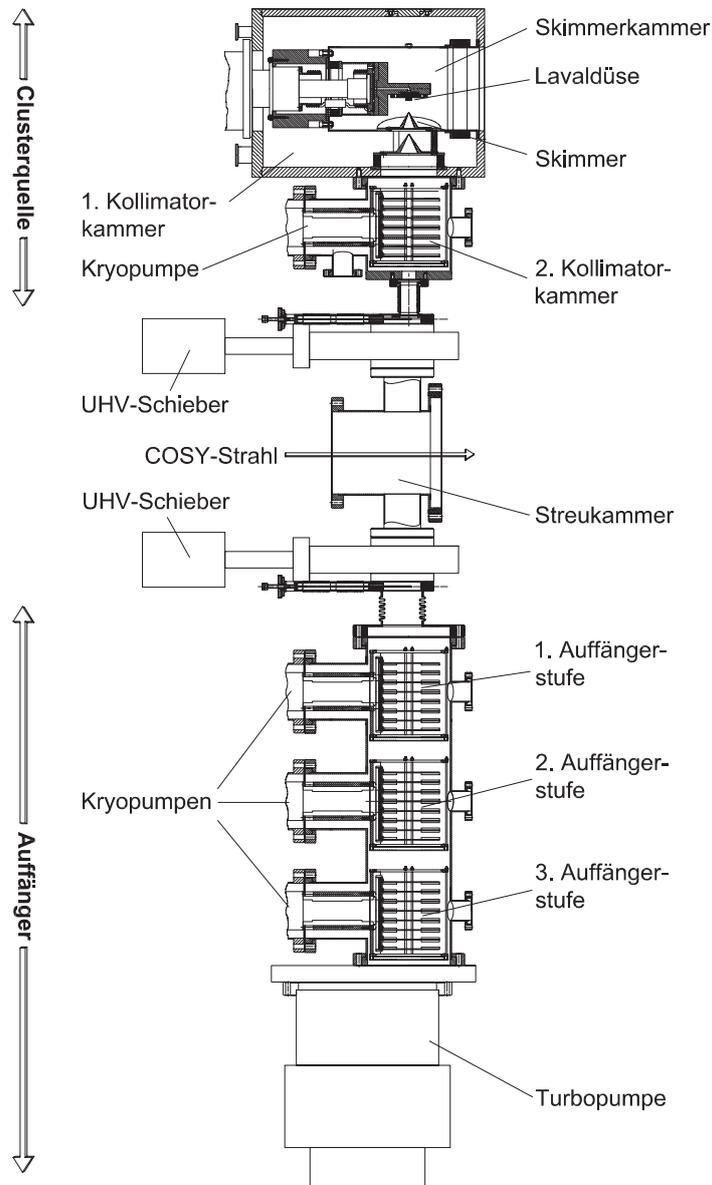


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des ANKE-Clustertargets.

20  $\mu\text{m}$  in das Vakuum der Skimmerkammer. Beim Übergang in das Vakuum expandiert das Gas adiabatisch und kühlt dadurch weiter ab, so dass es zum Teil zu Clustern kondensieren kann. Dies ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Der so entstandene Clusterstrahl wird durch eine kegelförmige Blende, den sogenannten Skimmer, vom Restgas getrennt, das durch die Pumpen an der Skimmerkammer abgepumpt wird. Der Strahl gelangt dann in die Kollimatorkammer, wo vom Kollimator die endgültige Form und Größe des Clusterstrahls bestimmt wird. Nach der Kollimatorkammer durchquert der Strahl eine differentielle Druckstufe in Form einer Kry-

opumpe, um das UHV-Vakuum des Beschleunigerrings möglichst wenig zu belasten.

In der Streukammer kann der Clusterstrahl dann mit dem Beschleunigerstrahl wechselwirken. Nachdem der Strahl die Streukammer durchquert hat, gelangt er in den Auffänger, wo die Cluster möglichst vollständig aus dem Aufbau entfernt werden. Dazu trifft der Strahl am Ende des Auffängers auf die Schaufeln einer Turbomolekularpumpe, die einen Großteil des beim Aufplatzen der Cluster entstehenden Gases direkt abpumpt. Das restliche Gas wird von drei hintereinander geschalteten Kryopumpen aufgefangen, um ein Zurückströmen des Gases in die Streukammer zu verhindern.

## 2.4 Das Vorwärtsdetektorsystem

Das Vorwärtssystem des ANKE-Aufbaus dient zum Nachweis von positiv geladenen Teilchen mit hohem Impuls. Dies sind hauptsächlich Protonen, Deuteronen und Heliumkerne. Wie man in der Abbildung 2.5 des Aufbaus erkennen kann, verlassen die Teilchen das Vakuum der Streukammer durch ein sogenanntes „Austrittsfenster“. Damit die Ejektile wenig Energie beim Durchgang verlieren, besteht das 260 mm breite und 200 mm hohe Fenster aus 0,5 mm dicker Aluminiumfolie. Als nächstes gelangen die Teilchen dann in die Drift- und Drahtkammern, die zur Spurrekonstruktion dienen. Darauf folgt ein Hodoskop aus zwei Szintillatorlagen und im Fall der untersuchten Reaktion eine Einheit des „Side-Wall“-Detektors aus dem Positivsystem.

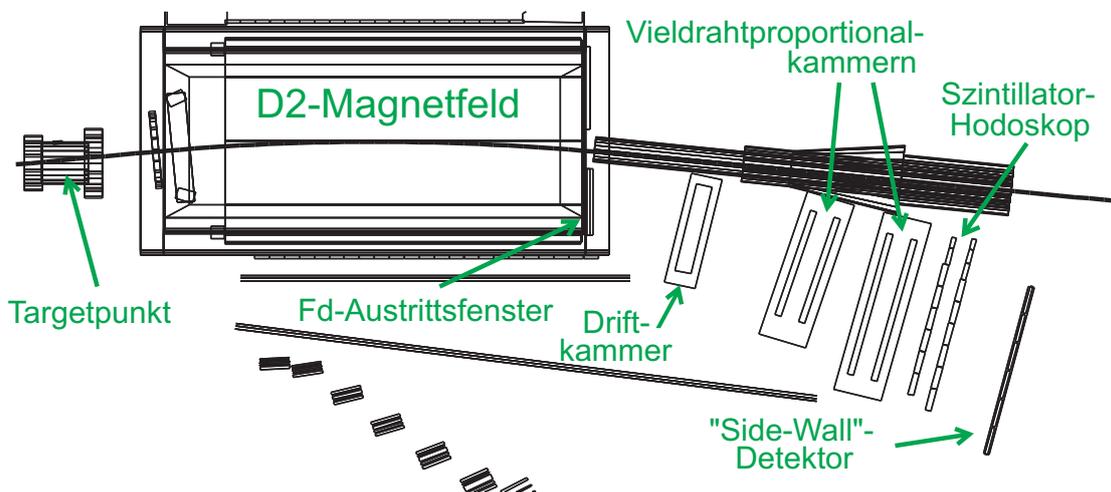


Abbildung 2.5: Darstellung des ANKE-Vorwärtsdetektorsystems.

### 2.4.1 Die Driftkammer

Der erste Teil des Vorwärtsdetektors ist die Driftkammer. Sie besteht aus drei Lagen von vertikalen Anoden- und Kathodendrähten. Es werden nur vertikale Drähte verwendet, da diese für die Analyse die horizontalen Impulskomponenten deutlich wichtiger sind als die vertikalen Komponenten. Die Ebenen haben 32 Kathoden- und 33 Anodendrähte mit einem Abstand zwischen den Drähten von 5 mm und zwischen den Ebenen von 10 mm, wobei die Drähte der zweiten Ebene um eine Position versetzt sind. Mit Hilfe der Zeitinformation aus den Szintillatorhodoskopen können die Driftzeiten der Signale gewonnen werden. Die Auflösung solch einer Driftkammer liegt im Bereich von bis zu 200  $\mu\text{m}$ .

### 2.4.2 Die Vieldrahtproportionalkammern

Nach der Driftkammer durchfliegen die Ejektile zwei Vieldrahtproportionalkammern, die bis auf die Größe identisch aufgebaut sind. Beide Kammern haben jeweils zwei Ebenen mit horizontalen und zwei Ebenen mit vertikalen Anodendrähten. Zusätzlich gibt es jeweils zwei um  $18^\circ$  zur zugehörigen Drahttrichtung gedrehte Kathodenstreifenebenen. In Abbildung 2.6 ist ein schematischer Aufbau dargestellt und in der Tabelle 2.1 die charakteristischen Größen.

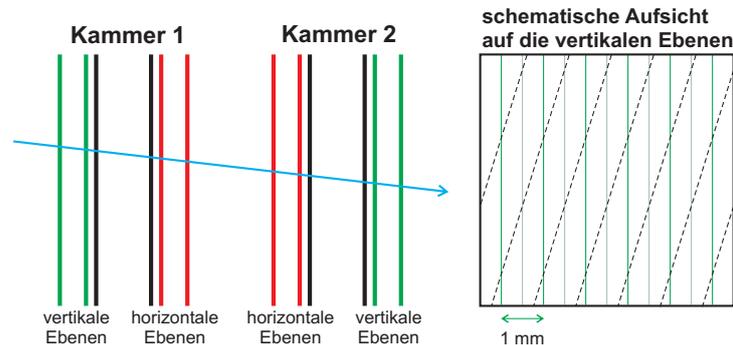


Abbildung 2.6: Schema der Ebenenanordnung in den Vieldrahtproportionalkammern.

In der ersten Kammer wurden zuerst die zwei vertikalen Drahtebenen und dann die zwei horizontalen Ebenen angebracht. Bei der zweiten Kammer ist die Anordnung der Ebenen vertauscht. Dieser Aufbau ist günstig, da ein größerer Abstand der vertikalen Ebenen die Auflösung der wichtigen horizontalen Impulskomponente verbessert. Der Drahtabstand innerhalb der Ebenen beträgt 2 mm. Die zusammengehörenden horizontalen und vertikalen Ebenen sind um 1 mm zueinander versetzt. Daraus folgt eine Ortsauflösung von ungefähr 1 mm bei senkrecht auftreffenden

<b>1.Kammer</b>			aktive Fläche: 380 mm × 300 mm			
Ebene	vertikale Ebenen			horizontale Ebenen		
	1	2	S	1	2	S
Anzahl Drähte und Streifen	192	192	116	152	152	113
Relativposition in Kammer [mm]	-51,95	-30,95	-27,9	51,95	30,95	27,9
<b>2.Kammer</b>			aktive Fläche: 510 mm × 380 mm			
Ebene	vertikale Ebenen			horizontale Ebenen		
	1	2	S	1	2	S
Anzahl Drähte und Streifen	256	256	122	190	190	120
Relativposition in Kammer [mm]	-51,95	-30,95	-27,9	51,95	30,95	27,9

Tabelle 2.1: Charakteristische Größen der Vieldrahtproportionalkammern.

Ejektilen. Zusätzlich können noch die Kathodenstreifenebenen verwendet werden [Pet02]. Diese helfen bei Mehrspurereignissen und der Effizienzanalyse.

### 2.4.3 Das Hodoskop

Als nächstes gelangen die Ejektile in die zwei Lagen des Szintillatorhodoskops [P<sup>+</sup>02]. Die erste Lage besteht aus acht und die zweite aus neun vertikalen Plastikszintillatorlatten. Nahe am Strahlrohr ist der Teilchenstrom meist deutlich größer, daher sind die Latten dort kleiner dimensioniert als die übrigen. Zwischen den Latten sind Akzeptanzlücken von 1 mm. Die Auslese erfolgt über Photomultiplier, die jeweils oben und unten an den Szintillatoren angebracht sind.

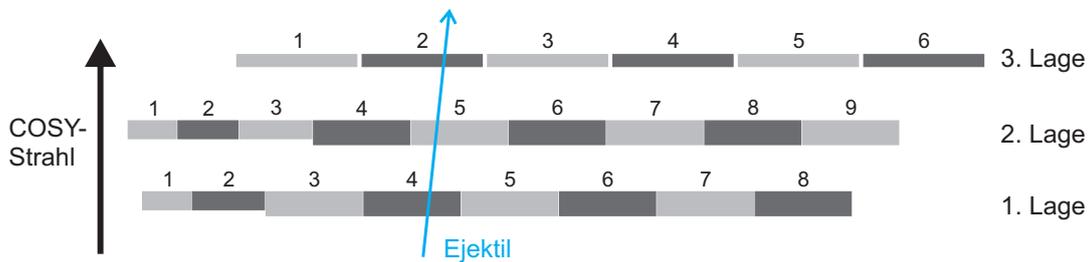


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der Anordnung der Szintillatorlatten des Hodoskops im Vorwärtssystem.

Hinter dem Szintillatorhodoskop wurde bei der Strahlzeit eine Lage des „Side-Wall“-Detektors platziert. Diese sogenannte „dritte Lage“ dient zur Kalibrierung und zur besseren Identifikation der <sup>3</sup>He-Teilchen. Sie besteht aus sechs Plastikszintillatoren mit 4 mm großen Lücken zwischen den Latten. In Abbildung 2.7 ist ein Schema des gesamten Hodoskops zu sehen. Die Maße der drei Szintillatorlagen sind in der folgenden Tabelle angegeben:

Lage	Latte	Breite [mm]	Höhe [mm]	Tiefe [mm]
1	1	40	360	15
	2	60	360	15
	3 bis 8	80	360	20
2	1	40	360	15
	2	50	360	15
	3	60	360	15
	4 bis 9	80	360	20
3	1 bis 6	100	1000	10

Tabelle 2.2: Maße der Szintillatorlagen des Vorwärtssystems.

## 2.5 Trigger

Bei einer Messung am ANKE-Experiment liegt die Zahl der im Vorwärtssystem auftretenden Ereignisse in der Größenordnung von  $10^6$  pro Sekunde. Im Datenaufnahmesystem von ANKE können aber nur etwa  $3 \cdot 10^3$  Ereignisse pro Sekunde verarbeitet werden [Har98]. Daher muss die Ereignisrate durch einen Hardwaretrigger reduziert werden, bevor sie in die Datenaufnahme gelangt. Dazu können beim ANKE-Triggersystem vier unabhängige Trigger gleichzeitig eingestellt und verwendet werden [Sch96]. Bei der Strahlzeit zur Messung der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  wurden zwei Trigger T1 und T2 benutzt.

Der Haupttrigger T1 dient zur Vorselektion auf  ${}^3\text{He}$ -Kerne. Solch ein Trigger zur Selektion von Heliumkernen wurde bereits bei einer Strahlzeit zur Untersuchung der Reaktion  $d+d \rightarrow {}^4\text{He}+\eta$  im Jahr 2003 entwickelt [W<sup>+</sup>05]. Der prinzipielle Aufbau wurde für die Strahlzeit übernommen. Der Trigger nutzt dabei aus, dass die  ${}^3\text{He}$ -Kerne größere Energieverluste im beobachteten Impulsbereich verursachen als Deuteronen und Protonen. Um diese Eigenschaft der  ${}^3\text{He}$ -Kerne auszunutzen, werden zuerst für jede einzelne Szintillatorlatte des Vorwärtssystems die Signale beider Photomultiplier summiert und integriert. Jedes integrierte Signal gelangt dann in einen Diskriminator mit individuell eingestellter Schwelle. Die Signale einer Szintillatorlage werden danach zu einem Gesamtsignal verarbeitet. Wird eine vorgegebene Amplitude überschritten, so wird ein logisches Signal für diese Lage gesetzt. Der Trigger T1 wird dann geschaltet, wenn eine Koinzidenz zwischen den logischen Signalen beider Szintillatorlagen vorliegt. Die als dritte Lage verwendete Lage des „Side-Wall“-Detektors wurde aufgrund der großen Auslesegräben nicht für den Trigger verwendet.

Der Trigger T2 wird zur Datennormierung verwendet. Es handelt sich um einen mit dem Faktor 999 untersetzten FD/Or-Trigger. Hierbei wird jedes 999-te im Vorwärtssystem auftretende Ereignis unabhängig von anderen Triggern abgespeichert. Die durch diesen Trigger aufgenommenen Daten werden zur Normierung mit Hilfe der dp-elastischen Streuung benötigt.

## 3 Simulationen

Simulationen sind bei einem komplexen physikalischen Experiment wie dem ANKE-Experimentaufbau für verschiedene Zwecke zwingend nötig. Vor der eigentlichen Messung verwendet man Simulationen, um zum einen möglichst optimale Detektoreinstellungen zu finden und zum anderen, um die Programme für die Online- und Offlineanalyse zu testen. Mit Hilfe der Simulation von phasenraumgenerierten Reaktionen wird auch die Akzeptanz des Detektorsystems bestimmt, das heißt welcher Anteil der eigentlich stattfindenden Ereignisse wirklich im Detektor nachgewiesen wird. In der Analyse können Simulationen schließlich verwendet werden, um den Untergrund unter dem Signal der untersuchten Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  zu studieren. Um solche Simulationen durchzuführen, sind mehrere Softwarepakete nötig, die zum Teil auch bei der Analyse der echten Messdaten verwendet werden.

Als Arbeitsplattform für die verwendeten Simulations- und Analyseprogramme dient das Softwarepaket ROOT. Dieses auf C++ basierende Softwarepaket wurde am CERN als Plattform zur Analyse der Daten von kern- und teilchenphysikalischen Experimenten entwickelt [B<sup>+</sup>97].

Um zufalls- und phasenraumverteilte Ereignisse für die weitere Verarbeitung in den Simulationsprogrammen zu erzeugen, wird der Phasenraumgenerator Pluto verwendet [Kag00]. Dieser Monte-Carlo-Algorithmen verwendende Ereignisgenerator kann alle bei der Messung auftretenden Reaktionen im benötigten Impulsbereich erzeugen.

Zur Simulation des Verhaltens der mit Pluto erzeugten Ejektile im Detektorsystem stehen die ANKERROOT-Schnellsimulation und das auf Geant4 basierende Ad07-Softwarepaket zur Verfügung [A<sup>+</sup>03]. Die ANKERROOT-Schnellsimulation ist, wie der Name schon sagt, für schnelle Simulationen geeignet, bei denen Energieverluste und andere physikalische Prozesse im Detektor nicht berücksichtigt werden müssen und bei denen eine sehr große Zahl an Ereignissen in kurzer Zeit simuliert werden soll. Dies sind zum Beispiel Simulationen zur Bestimmung der optimalen Detektoreinstellungen für die Messung. Für präzise Simulationen, um zum Beispiel die exakte Akzeptanz des Detektors zu bestimmen, wird das Ad07-Programm verwendet. Es berücksichtigt physikalische Wechselwirkungen der Ejektile mit allen Komponenten des ANKE-Aufbaus und benötigt daher eine deutlich größere Rechenzeit als die Schnellsimulationen.

### 3.1 Simulation der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$

Bevor die eigentliche Strahlzeit zur Messung der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  stattfand, wurden mit Hilfe von Simulationen zu  $\eta^3\text{He}$  einige wichtige Aspekte der Strahlzeitvorbereitung untersucht. Ein Punkt war dabei die Suche nach möglichst optimalen Einstellungen des ANKE-Experimentaufbaus, um mit den gleichen Einstellungen sowohl Messungen in einer kontinuierlichen Rampe nahe der Schwelle als auch bei festen Überschussenergien von 20, 40 und 60 MeV durchführen zu können. Für den D2-Magneten an ANKE ergab sich dabei ein optimaler Auslenkwinkel von  $5,9^\circ$ . Ein anderer Punkt war die Frage, ob die Reaktion in einer dp- oder pd-Messung durchgeführt werden sollte. Das heißt, entweder werden Deuteronen im COSY-Speicherring beschleunigt und auf ein Protonentarget geleitet oder es werden Strahlprotonen und Targetdeuteronen verwendet. Die Simulationen ergaben dabei, dass nur bei der dp-Messung eine volle Winkelakzeptanz bis zur Überschussenergie von 60 MeV erreicht werden kann. Außerdem ist der Strahlstrom mit einem Deuteronenstrahl üblicherweise größer als bei einem Strahl mit Protonen. Aus diesen Gründen wurde die Kombination aus Deuteronenstrahl und Protonentarget für die Strahlzeit verwendet.

Ein weiterer Punkt, der sowohl bei der Vorbereitung als auch bei der anschließenden Analyse der Messung sehr wichtig ist, ist die Bestimmung der Akzeptanzverhaltens des Detektors bei der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ . Da normalerweise nicht alle stattgefundenen Ereignisse im Detektor nachgewiesen werden, muss ermittelt werden, welcher Anteil der Reaktionen nachgewiesen wird. Mit dem reziproken Wert dieser Akzeptanz kann später bei der Analyse aus der Zahl der gemessenen Ereignisse auf die Anzahl der tatsächlich stattgefundenen Ereignisse geschlossen werden. Da auch die Winkelverteilung der Reaktion untersucht werden soll, muss auch die Winkelakzeptanz, das heißt die Akzeptanz in Abhängigkeit vom Streuwinkel, ermittelt werden.

In Abbildung 3.1 sind für die drei untersuchten Überschussenergien die Spuren der  ${}^3\text{He}$ -Kerne aus den Simulationen der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  in ein Schema des ANKE-Aufbaus eingezeichnet. Die Ablenkung der  ${}^3\text{He}$ -Kerne im spektrometrischen Magnetfeld des D2-Magneten und das stärkere Auffächern der Teilchenspuren mit steigender Überschussenergie ist gut zu erkennen. Bei 20 MeV Überschussenergie treffen noch bei allen Ereignissen die nachzuweisenden  ${}^3\text{He}$ -Kerne alle notwendigen Detektorkomponenten, das heißt bei dieser Energie gibt es noch eine vollständige „geometrische“ Akzeptanz. Bei den beiden höheren Überschussenergien ist keine vollständige geometrische Akzeptanz mehr gegeben, da die Spuren durch die größer werdenden Schwerpunktsimpulse  $p_f$  stärker auffächern. Dies lässt sich am besten mit Hilfe der Darstellung der Trefferpositionen in den Drahtkammern erläutern.

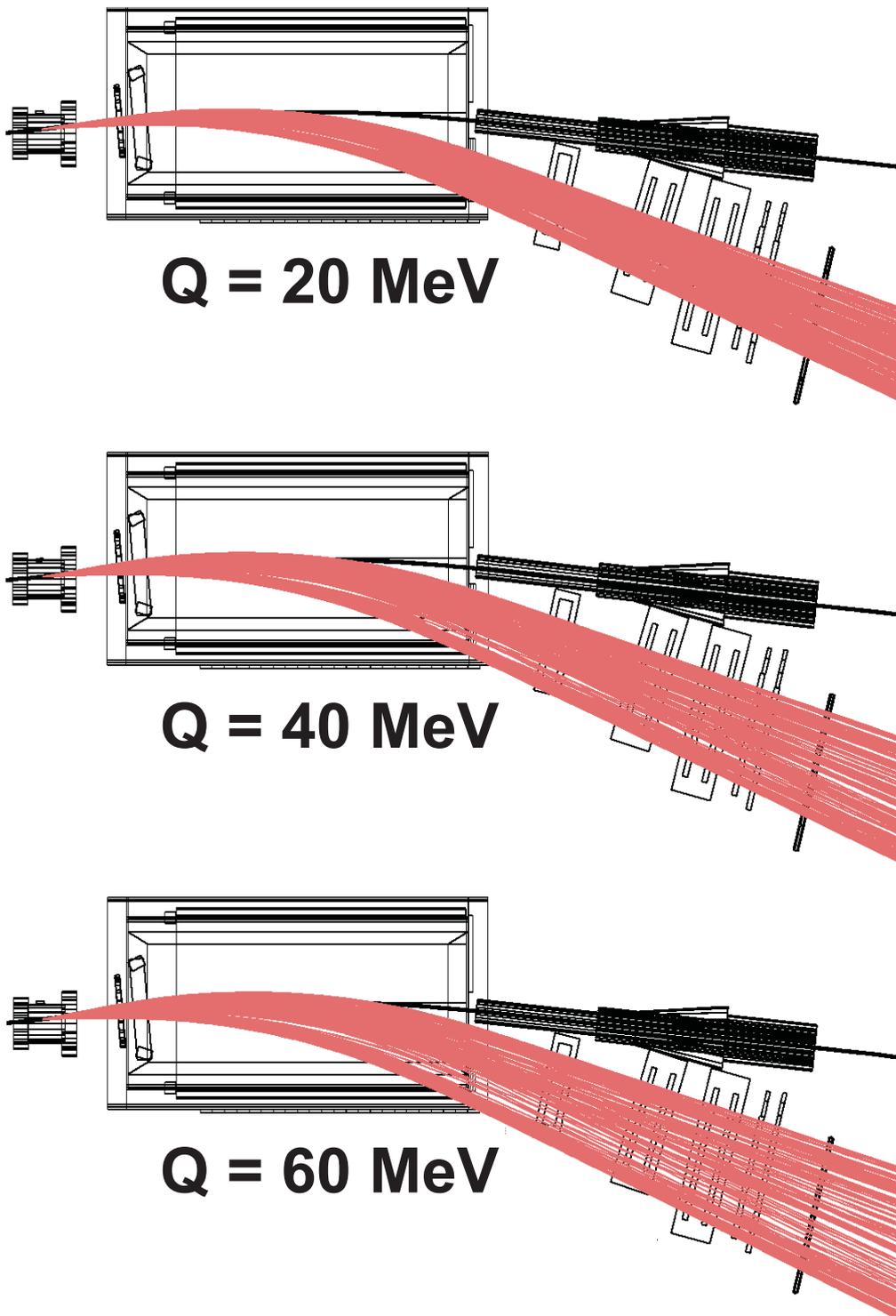


Abbildung 3.1: Darstellung der  ${}^3\text{He}$ -Kerne aus der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  bei den Überschussenergien  $Q = 20, 40,$  und  $60 \text{ MeV}$ .

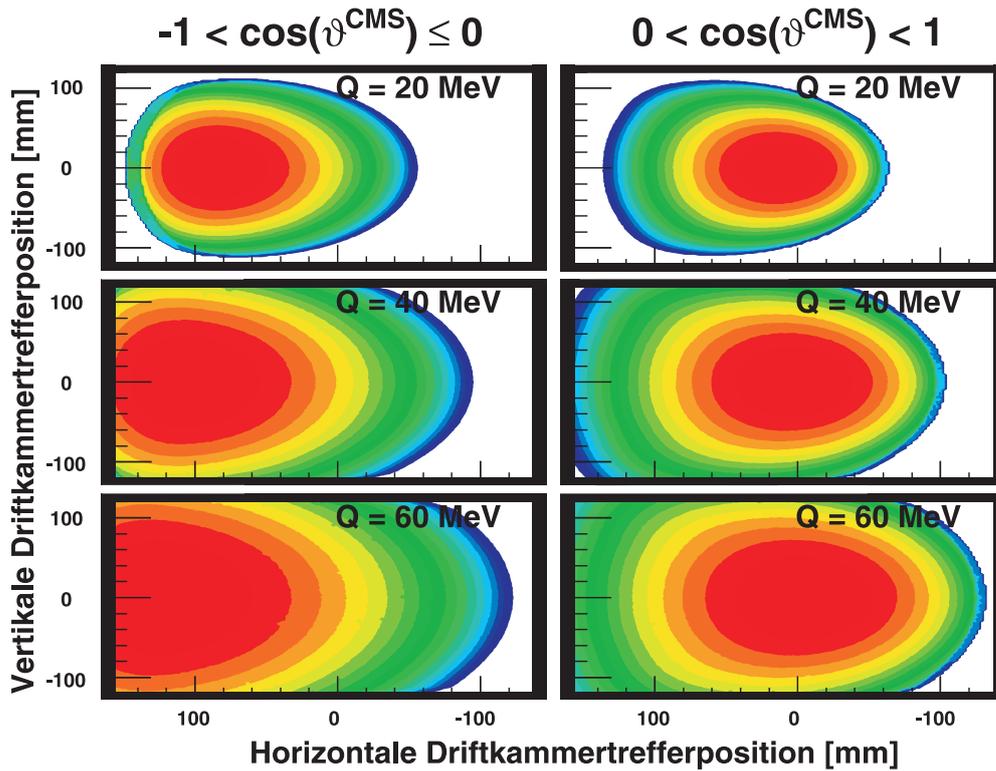


Abbildung 3.2: Farbkodierte Darstellung der Trefferpositionen der  ${}^3\text{He}$ -Kerne aus der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  in der Driftkammer des ANKE-Vorwärtssystems für die Überschussenergien  $Q = 20, 40$  und  $60$  MeV. Die Farben stellen den Betrag von  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$  von 0 (blau) bis 1 (rot) dar. In den weißen Bereichen treten nach den Simulationen keine Ereignisse auf. Die Grenzen der Kammer sind durch die schwarzen Balken dargestellt. In den links liegenden Diagrammen sind die Ergebnisse für  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) \leq 0$  und in den rechten Diagrammen für  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) > 0$  abgebildet.

Die Verteilung der Trefferpositionen für die verschiedenen Energien ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Die verschiedenen Farben in den Diagrammen stehen dabei für verschiedene Werte des Betrags von  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$  von 0 (blau) bis 1 (rot). Es sind deutlich die Charakteristiken einer Zwei-Teilchen-Reaktion zu erkennen. Da es sich bei der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  um eine Zwei-Teilchen-Reaktion handelt, ist die Größe des Schwerpunktsimpulses der Ejektile für jede Überschussenergie durch die Energie- und Impulserhaltung festgelegt. Im Schwerpunktsystem liegen daher alle Impulse auf einer Kugel mit dem Betrag des Schwerpunktsimpulses als Durchmesser. Auf das Laborsystem übertragen ergibt sich daraus für die Verteilung der Impulse ein Ellipsoid. Dieser Ellipsoid wird dann durch das spektrometrische Magnetfeld auf die Ebenen der Drahtkammern abgebildet und ergibt die zu erkennende Verteilung der Trefferpositionen.

Für die einzelnen  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Bereiche ergeben sich Ringlinien, deren ursprüngliche Ellipsenformen durch das Magnetfeld deformiert wurden. Die Ringlinien werden mit sinkenden Betrag von  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$  größer, da der Anteil des Transversalimpulses bis zu einem Maximalwert bei  $\cos(\theta^{\text{CMS}})=0$  steigt. Zusätzlich nimmt mit sinkenden  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$  der Longitudinalimpuls der Teilchen im Laborsystem ab und sie werden stärker vom Magnetfeld abgelenkt. Daher wird das Zentrum der jeweiligen Ringlinien immer weiter in horizontaler Richtung verschoben und erfährt bei  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) = -1$  die größte Ablenkung durch das Magnetfeld.

Beim Vergleich der dargestellten Trefferpositionen zwischen den verschiedenen Energien ist zu erkennen, dass bei 20 MeV der Impulsellipsoid der Ejektile gerade noch vollständig innerhalb der Akzeptanz der Drahtkammern liegt. Für 40 und 60 MeV Überschussenergie ist dies nicht mehr der Fall, aber es liegen für alle  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Bereiche noch Teile der Ringlinien innerhalb der Detektorakzeptanz, so dass keine geometrische Akzeptanzlücke vorhanden ist. Deutlicher wird dies in Abbildung 3.3, in der die geometrische Akzeptanz gegen  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$  aufgetragen ist. In grau sind alle generierten Ereignisse und in rot alle davon akzeptierten Ereignisse dargestellt. Bei 20 MeV Überschussenergie ist die Akzeptanz noch nahezu 100% und auch bei 60 MeV liegt die Akzeptanz im niedrigsten Bereich noch bei ungefähr 20%. Dass keine Akzeptanzlücke vorliegt, ist sehr wichtig für die spätere Analyse, da so die Möglichkeit besteht, eine komplette Winkelverteilung der differentiellen Wirkungsquerschnitte angeben zu können.

Bei der Analyse wird die Simulation der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  schließlich benötigt, um eine möglichst exakte Untergrundbeschreibung in der Missing Mass Verteilung zu erzielen. Wie die Simulation der  $\eta$ - ${}^3\text{He}$ -Reaktion genutzt wird, um den Untergrund unter dem  $\eta$ -Peak zu beschreiben, wird im Kapitel 4.4 erläutert. Ein Beispiel für eine Missing Mass Verteilung, die sich aus der Simulation ergibt, ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

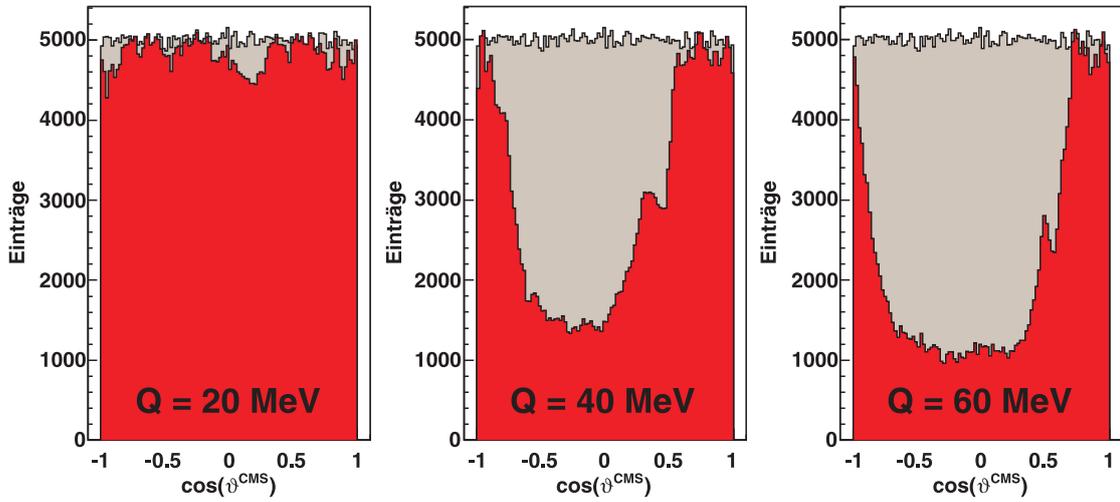


Abbildung 3.3: Darstellung der geometrischen Akzeptanz in Abhängigkeit von  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$  für die Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  bei den drei untersuchten Überschussenergien. In grau sind die phasenraumgenerierten Ereignisse und in rot die akzeptierten Ereignisse dargestellt.

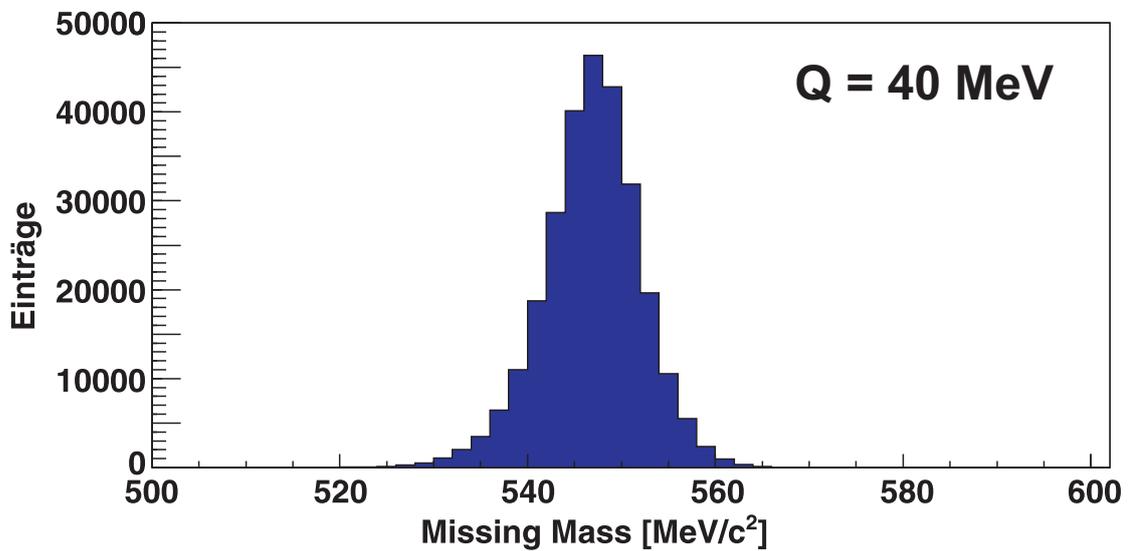


Abbildung 3.4: Missing Mass Spektrum der  ${}^3\text{He}$ -Ejektile bei einer Simulation der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  für eine Überschussenergie von 40 MeV.

## 3.2 Simulation der Multi-Pionenproduktion

Die in dieser Arbeit untersuchte Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  wird über die Messung der  ${}^3\text{He}$ -Ejektile nachgewiesen. Dabei treten auch  ${}^3\text{He}$ -Kerne aus anderen Reaktionen auf. Diese müssen bei der Analyse mit Hilfe der in Kapitel 1.5 beschriebenen Missing Mass Methode als möglicher Untergrund berücksichtigt werden. Es handelt sich hierbei im betrachteten Energiebereich um die Multi-Pionenproduktion in der Form  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+n\cdot\pi$  mit einer Pionenzahl  $n$  zwischen 1 und 4. Eine Liste der möglichen Pionenproduktionen ist in Tabelle 3.1 zusammen mit den zur jeweiligen Reaktion gehörenden Überschussenergiebereichen angegeben.

Pionen	Überschussenergiebereich [MeV]
$\pi^0$	432.3 ... 472.3
$\pi^0\pi^0$	297.4 ... 337.4
$\pi^+\pi^-$	288.2 ... 328.2
$\pi^0\pi^0\pi^0$	162.4 ... 202.4
$\pi^+\pi^-\pi^0$	153.2 ... 193.2
$\pi^0\pi^0\pi^0\pi^0$	27.4 ... 67.4
$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$	18.2 ... 58.2
$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	9.0 ... 49.0

Tabelle 3.1: Überschussenergiebereiche der verschiedenen Pionenproduktionen  $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\text{Pionen}$  im untersuchten Energiebereich der  $\eta$ -Produktion.

Bei der  $\pi^0$ -Produktion handelt es sich wie bei der  $\eta$ -Produktion um eine Zwei-Teilchen-Reaktion, daher wird im Missing Mass Spektrum ein Peak bei der  $\pi^0$ -Masse auftreten. Dieser Peak ist weit vom  $\eta$ -Peak entfernt und spielt damit bei der Untergrundbetrachtung keine Rolle.

Bei den anderen Pionenreaktionen handelt es sich hingegen nicht um Zwei-Teilchen-Reaktionen. Deshalb ergeben sich im Missing Mass Spektrum für die verschiedenen Reaktionen kontinuierliche Verteilungen, die jeweils bei der Summe der Massen der entstandenen Pionen beginnen und bis zum kinematischen Limit reichen. Die Multi-Pionenproduktion erzeugt daher einen physikalischen Untergrund, der von der gemessenen Missing Mass Verteilung subtrahiert werden muss, um ein klares  $\eta$ -Signal zu erhalten. Zur Beschreibung dieses Untergrunds werden Phasenraumsimulationen der einzelnen Reaktionen durchgeführt. Da die verwendeten Strahlenergien für meisten Untergrundreaktionen weit oberhalb ihrer jeweiligen Erzeugungsschwelle liegen, kann nicht von einem reinen Phasenraumverhalten ausgegangen werden. Das heißt, die absoluten Höhen der Missing Mass Verteilungen können Winkelabhängigkeiten besitzen, die nicht von den Simulationen wiedergegeben werden. In den in Kapitel 4.4.2 angewendeten Missing Mass Fits sind diese Höhen jedoch freie Parameter und die Fits werden außerdem für alle Winkelbereiche unabhängig voneinander durchgeführt. Damit ergeben sich vorhandene Winkelverteilungen der

Untergrundreaktionen direkt aus dem Fit und müssen nicht vorher bei den Simulationen berücksichtigt werden.

#### 3.2.1 Die Zwei-Pionenproduktion

Bei der Zwei-Pionenproduktion mit einem  ${}^3\text{He}$  im Ausgangskanal gibt es zwei mögliche Reaktionen. Zum einen handelt es sich um die Produktion von zwei ungeladenen Pionen und zum anderen die Produktion von einem positiv und einem negativ geladenen Pion. Die Phasenraumsimulationen für beide Arten ergibt nahezu gleiche Ergebnisse für die  ${}^3\text{He}$ -Ejektile, da die Massendifferenz zwischen zwei geladenen und zwei ungeladenen Pionen sehr gering ist. Daher werden die Ergebnisse in allen Spektren als Zwei-Pionenproduktion zusammengefasst.

Ein wichtiger Aspekt bei der Produktion von zwei geladenen Pionen ist der sogenannte ABC-Effekt. Dieser sorgt bei Missing Mass Werten im Bereich unter  $400 \text{ MeV}/c^2$  für eine deutliche Abweichung der Missing Mass Verteilung vom Phasenraumverhalten. Diese Abweichungen lassen sich nur sehr schwer simulieren, daher wird die Untergrundbeschreibung der  $\eta$ -Produktion im Kapitel 4.4 auf den Missing Mass Bereich oberhalb von  $450 \text{ MeV}/c^2$  beschränkt und alle dargestellten Missing Mass Spektren sind auch auf diesen Bereich beschränkt. Eine genaue Beschreibung und Analyse des ABC-Effekts bei dieser Messung findet sich in der Diplomarbeit von Malte Mielke [Mie08].

In der Abbildung 3.5 sind Missing Mass Verteilungen für die Zwei-Pionenproduktion bei verschiedenen  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Bereichen für eine Überschussenergie der  $\eta^3\text{He}$ -Reaktion von  $20 \text{ MeV}$  dargestellt. In grau sind dabei die ursprünglichen Phasenraumverteilungen der zehn Millionen generierten Ereignisse eingezeichnet. Der vom Detektorsystem akzeptierte Anteil der  ${}^3\text{He}$ -Kerne ist in rot dargestellt. Für die Missing Mass Spektren der anderen Simulationen wird die gleiche Art der Darstellung verwendet. Es ist deutlich zu erkennen, dass die sich ergebende Form der Verteilung vom  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervall abhängt. Dies beruht auf der unterschiedlichen Akzeptanz des Detektorsystems für verschiedene  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Bereiche. Durch die sich ändernde Akzeptanz wird die Missing Mass Verteilung umso schmaler, je näher sie  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) = 0$  ist und bildet teilweise einen Peak bei einer hohen Missing Mass. Dieses Maximum liegt relativ nahe an der  $\eta$ -Masse und daher ist eine genaue Untergrundbeschreibung wichtig, um den tatsächlichen  $\eta$ -Peak von akzeptanzbedingten Peaks im Untergrund zu trennen.

#### 3.2.2 Die Drei-Pionenproduktion

Bei der Drei-Pionenproduktion gibt es wie bei der Zwei-Pionenproduktion zwei mögliche Reaktionen. Zum einen handelt es sich wieder um die Produktion von ungeladenen Pionen und zum anderen um die Produktion von einem ungeladenen und zwei geladenen Pionen. Auch hier werden die beiden Reaktionen in allen Spektren als Drei-Pionenproduktion zusammengefasst, da die Simulationen nahezu identische

Ergebnisse liefern.

Die Missing Mass Verteilungen für die rekonstruierten  ${}^3\text{He}$  der Simulation der Drei-Pionenproduktion bei verschiedenen  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervallen für eine Überschussenergie der  $\eta^3\text{He}$ -Reaktion von 40 MeV sind in Abbildung 3.6 dargestellt. Wie bei der Zwei-Pionenproduktion ändert sich auch hier die Form der Verteilung in ähnlicher Weise aufgrund der Änderung der Akzeptanz des Detektorsystems in Abhängigkeit von  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ . Durch die höhere Masse der drei Pionen beginnt die Verteilung aber erst bei einer höheren Missing Mass. Dies führt zu einem Unterschied zwischen den Spektren von Zwei- und Drei-Pionenproduktion im Bereich um  $|\cos(\theta^{\text{CMS}})| = 1$  herum.

### 3.2.3 Die Vier-Pionenproduktion

Für die Vier-Pionenproduktion gibt es drei mögliche Reaktionen, bei denen entweder vier ungeladene Pionen, zwei geladene und zwei ungeladene Pionen oder vier geladene Pionen erzeugt werden. Im Vergleich zur Zwei- und Drei-Pionenproduktion sind hier Unterschiede zwischen den Simulationen der möglichen Reaktionen erkennbar. Da die Vier-Pionen-Produktion, wie im Kapitel 4.4 gezeigt wird, aber nur sehr wenig zur Untergrundbeschreibung beiträgt, werden auch hier die Reaktionen in allen Spektren zur Vier-Pionenproduktion aufsummiert.

Die Missing Mass Verteilungen der Vier-Pionenproduktion bei verschiedenen  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervallen für eine Überschussenergie der  $\eta^3\text{He}$ -Reaktion von 60 MeV sind in Abbildung 3.6 dargestellt. Da die Akzeptanz des Detektorsystems im Bereich hoher Missing Mass, das heißt bei kleinen Schwerpunktsimpulsen, sehr groß ist, werden fast alle der 500000 generierten Ereignisse auch vom Detektor akzeptiert. Aus diesem Grund sieht das Missing Mass Spektrum für alle  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle nahezu gleich aus.

## 3.3 Simulation der Deuteronenaufbruchreaktion

Bei der Messung der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  gibt es, wie im vorigen Abschnitt erläutert, andere Reaktionen mit einem  ${}^3\text{He}$  im Ausgangskanal, die in den Missing Mass Spektren einen physikalischen Untergrund unter dem  $\eta$ -Peak erzeugen. Zusätzlich können aber auch Beiträge durch Protonen oder Deuteronen, die als  ${}^3\text{He}$  fehlidentifiziert werden, auftreten. Der Grund hierfür ist der Nachweis der  ${}^3\text{He}$ -Ejektile über die Energieverluste in den Szintillatorlagen des ANKE-Vorwärtssystems. Die zweifach geladenen  ${}^3\text{He}$ -Kerne verursachen im Schnitt einen deutlich höheren Energieverlust als die einfach geladenen Protonen und Deuteronen. Da die Energieverluste jedoch eine Landau-Verteilung aufweisen, können einige Protonen oder Deuteronen jedoch über den Schweif der Verteilung die Auswahlkriterien des verwendeten Triggers erfüllen.

Die meisten Reaktionen mit einem Proton oder Deuteron im Ausgangskanal

können jedoch als möglicher Untergrund vernachlässigt werden, da sie entweder nur eine äußerst geringe Akzeptanz bei den verwendeten Strahlenergien haben oder mit einem Impuls rekonstruiert werden, der nicht im untersuchten  $^3\text{He}$ -Impulsbereich liegt.

Eine Ausnahme bildet die Deuteronenaufbruchreaktion  $d+p \rightarrow (p+n)+p$ . Wie der Name schon sagt, bricht das Deuteron bei dieser Reaktion auf und der Impuls des entstehenden Protons und Neutrons beträgt jeweils ungefähr die Hälfte des Strahlimpulses. Effektiv reagiert hierbei nur ein Nukleon des Strahldeuterons mit dem Targetproton und das andere Nukleon, auch „Spectator“-Teilchen genannt, ist nur ein Beobachter der Reaktion. Dieses Spectator-Teilchen erfährt bei der Reaktion nur einen kleinen zusätzlichen Impulsübertrag durch die Fermi-Energie der Nukleonen im Deuteron. Das andere Nukleon führt hingegen eine klassische quasielastische Streuung mit dem Targetproton durch. Aufgrund der geringen Bindungsenergie des Deuterons von 2,2 MeV wird diese „quasi“ Zwei-Teilchen-Reaktion gegenüber einer „richtigen“ Drei-Teilchen-Reaktion begünstigt und hat einen extrem großen Wirkungsquerschnitt.

Da im Deuteron entweder das Neutron oder das Proton die Rolle des Spectator-Teilchens haben können, gibt es zwei mögliche Varianten der Reaktion. Wenn das Neutron das Spectator-Teilchen ist, so gibt es eine quasielastische Streuung zwischen den beiden Protonen. Durch diese Streuung sind die Impulsverteilungen der beiden Protonen danach so, dass sie in einem Bereich liegen, für den es nur eine geringe Akzeptanz im Detektorsystem gibt. Das Spectator-Neutron wird nicht vom Magnetfeld des Spektrometers abgelenkt und daher auch nicht im Detektorsystem nachgewiesen.

Wenn das Proton im Deuteron das Spectator-Teilchen ist, so gibt es eine quasielastische Streuung zwischen dem Neutron und dem Targetproton. Die Akzeptanz für das gestreute Targetproton verhält sich wie im ersten Fall und das Neutron wird wiederum nicht nachgewiesen. Für das Spectator-Proton sieht es hingegen deutlich anders aus. Es besitzt nach der Reaktion ungefähr den halben Strahlimpuls und einen recht kleinen Laborstreuwinkel. Diese Protonen haben die gleiche Ladung wie die Strahldeuteronen, aber nur etwa den halben Impuls und werden dadurch so vom Magnetfeld abgelenkt, dass fast alle in der geometrischen Akzeptanz des Vorwärtssystems liegen.

Durch diese große Akzeptanz für die Spectator-Protonen und den sehr großen Wirkungsquerschnitt der Deuteronenaufbruchreaktion liegt die Zahl der ankommenden Protonen im Vorwärtssystem um mehr als vier Größenordnungen höher als die der  $^3\text{He}$ . Zum einen sorgt diese große Zahl an Protonen für eine relative große Totzeit bei den während der Strahlzeit verwendeten Triggern. Zum anderen erfüllen durch die Landau-Verteilung sehr viele Protonen die Selektionskriterien für die  $^3\text{He}$ -Kerne.

Bei der Rekonstruktion des Laborsystemimpulses wird aber angenommen, dass es sich bei allen gemessenen Teilchen um  $^3\text{He}$ -Kerne handelt. Da die Impulsrekonstruktion über die Ablenkung der Teilchen im Magnetfeld des Spektrometers erfolgt, ist sie ladungsabhängig. Dadurch werden die Protonen, deren Ladung nur halb so

groß ist wie die der  ${}^3\text{He}$ -Kerne, mit einem doppelt so großen Laborsystemimpuls rekonstruiert. Statt dem etwa halben Strahlimpuls im Bereich von  $1,6 \text{ GeV}/c$ , den sie wirklich haben, wird den Protonen also ein Impuls im Bereich von  $3,2 \text{ GeV}/c$  zugeordnet. Damit liegen sie im Impulsbereich der echten  ${}^3\text{He}$ -Ejektile und erscheinen als Untergrund im Missing Mass Spektrum der  ${}^3\text{He}$ -Kerne.

In Abbildung 3.8 sind die Missing Mass Spektren einer Simulation der Deuteronenaufbruchreaktion für eine Energie und verschiedene  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle dargestellt. Es ist gut zu erkennen, dass die Aufbruchreaktion im Bereich von  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) \approx 1$  sehr stark ist und mit kleiner werdenden  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$  sehr schnell auf extrem kleine Werte abfällt. Damit spielt der Deuteronenaufbruch wahrscheinlich nur in Vorwärtsrichtung eine große Rolle für die Untergrundbeschreibung und wird in den anderen Winkelbereichen kaum zum Untergrund beitragen.

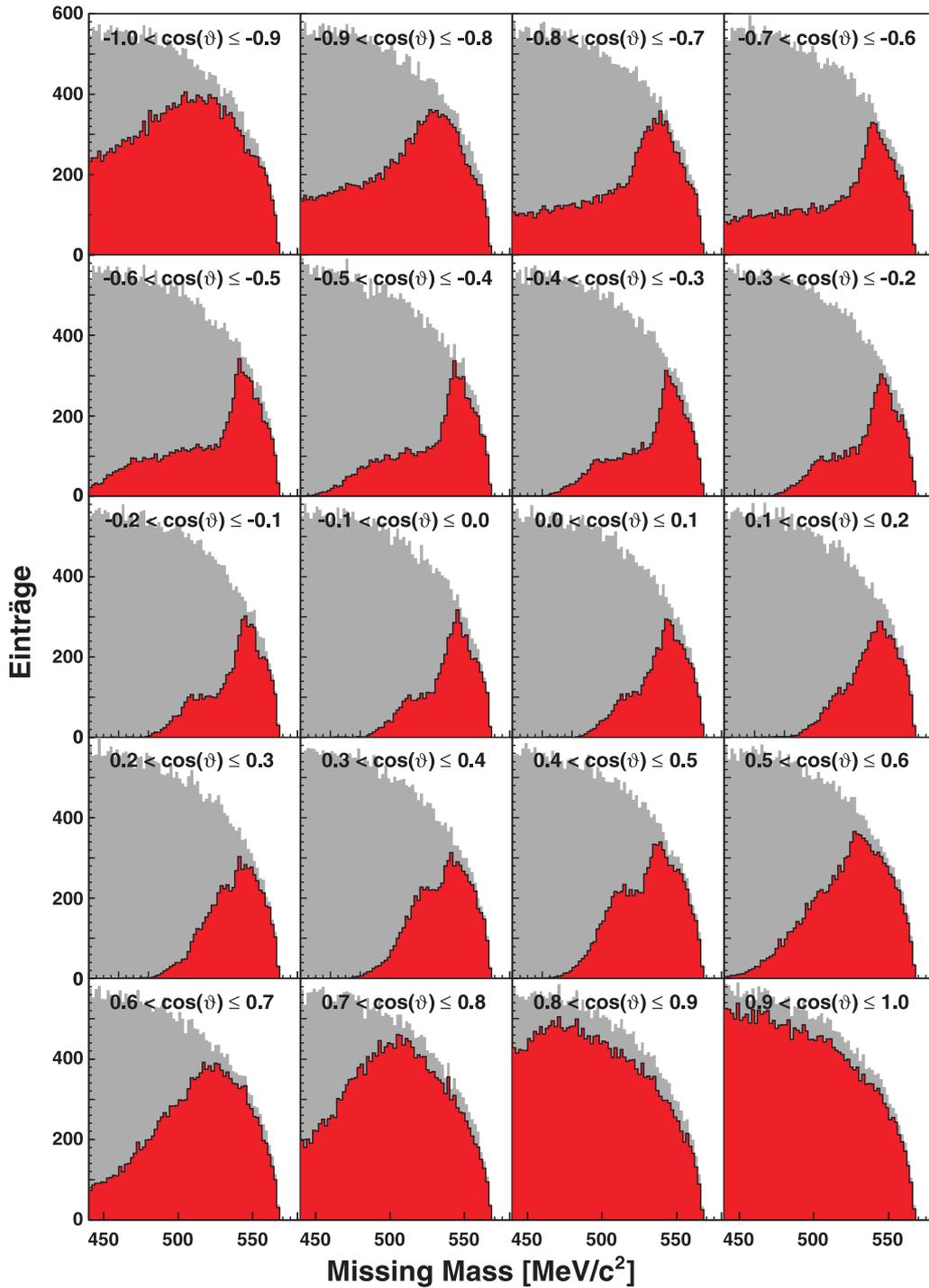


Abbildung 3.5: Missing Mass Spektren der  ${}^3\text{He}$ -Kerne aus simulierten Zwei-Pionenproduktion für verschiedene  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle bei einer Überschussenergie der  $\eta^3\text{He}$ -Reaktion von 20 MeV und zehn Millionen generierten Ereignissen. In grau sind die ursprünglichen Phasenraumverteilungen und in rot die vom Detektorsystem akzeptierten  ${}^3\text{He}$ -Kerne eingezeichnet.

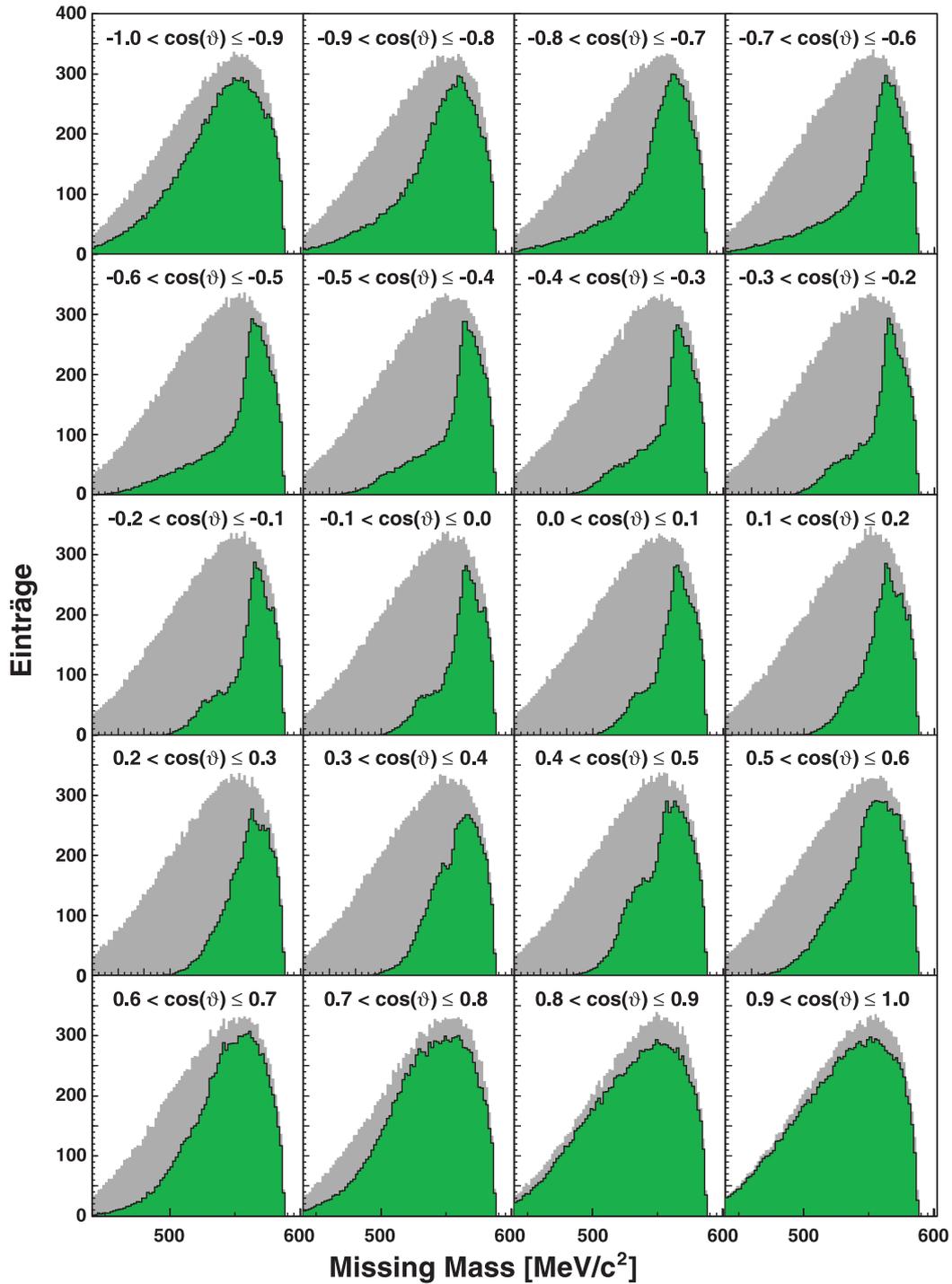


Abbildung 3.6: Missing Mass Spektren der  ${}^3\text{He}$ -Kerne aus der simulierten Drei-Pionenproduktion für verschiedene  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle bei einer Überschussenergie der  $\eta^3\text{He}$ -Reaktion von 40 MeV und zehn Millionen generierten Ereignissen. In grau sind die ursprünglichen Phasenraumverteilungen und in grün die vom Detektorsystem akzeptierten  ${}^3\text{He}$ -Kerne eingezeichnet.

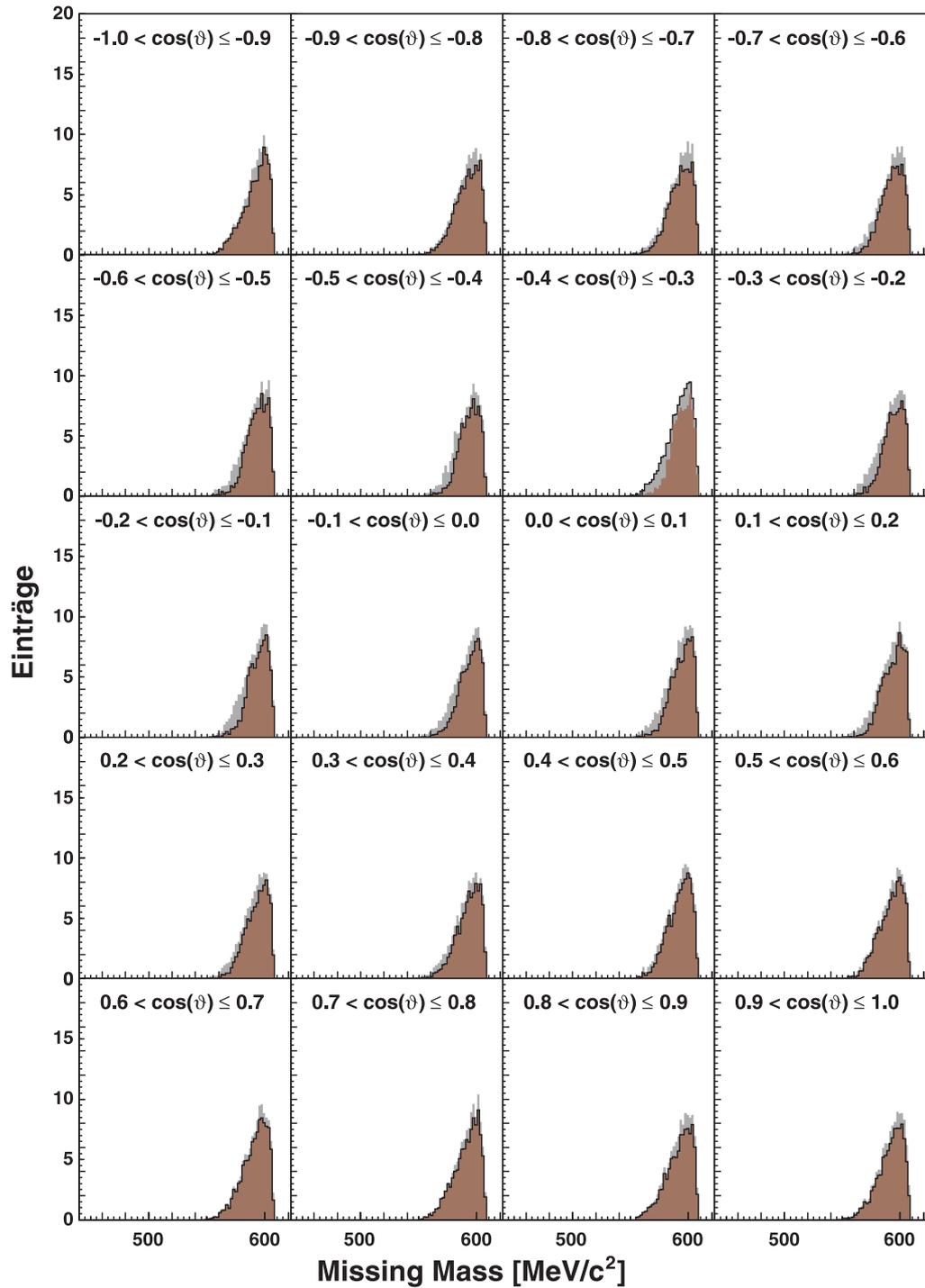


Abbildung 3.7: Missing Mass Spektren der  ${}^3\text{He}$ -Kerne aus der simulierten Vier-Pionenproduktion für verschiedene  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle bei einer Überschussenergie der  $\eta^3\text{He}$ -Reaktion von 60 MeV und 500000 generierten Ereignissen. In grau sind die ursprünglichen Phasenraumverteilungen und in braun die vom Detektorsystem akzeptierten  ${}^3\text{He}$ -Kerne eingezeichnet.

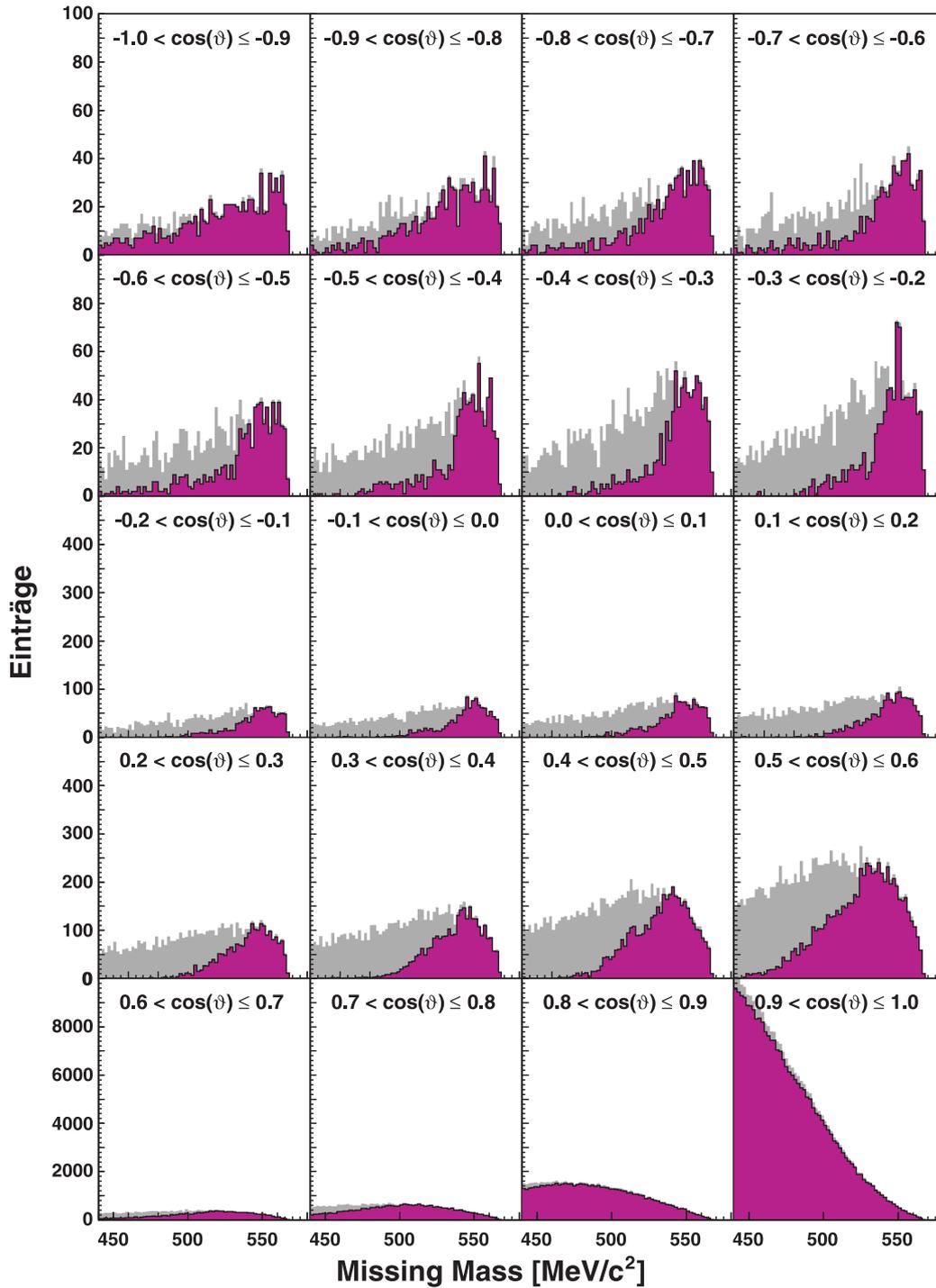


Abbildung 3.8: Missing Mass Spektren der Protonen aus der Simulation von zwei Millionen generierten Ereignissen der Deuteronenaufbruchreaktion für verschiedene  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle bei einer Überschussenergie der  $\eta^3\text{He}$ -Reaktion von 20 MeV. In grau sind die ursprünglichen Phasenraumverteilungen und in pink die vom Detektorsystem akzeptierten Protonen eingezeichnet.

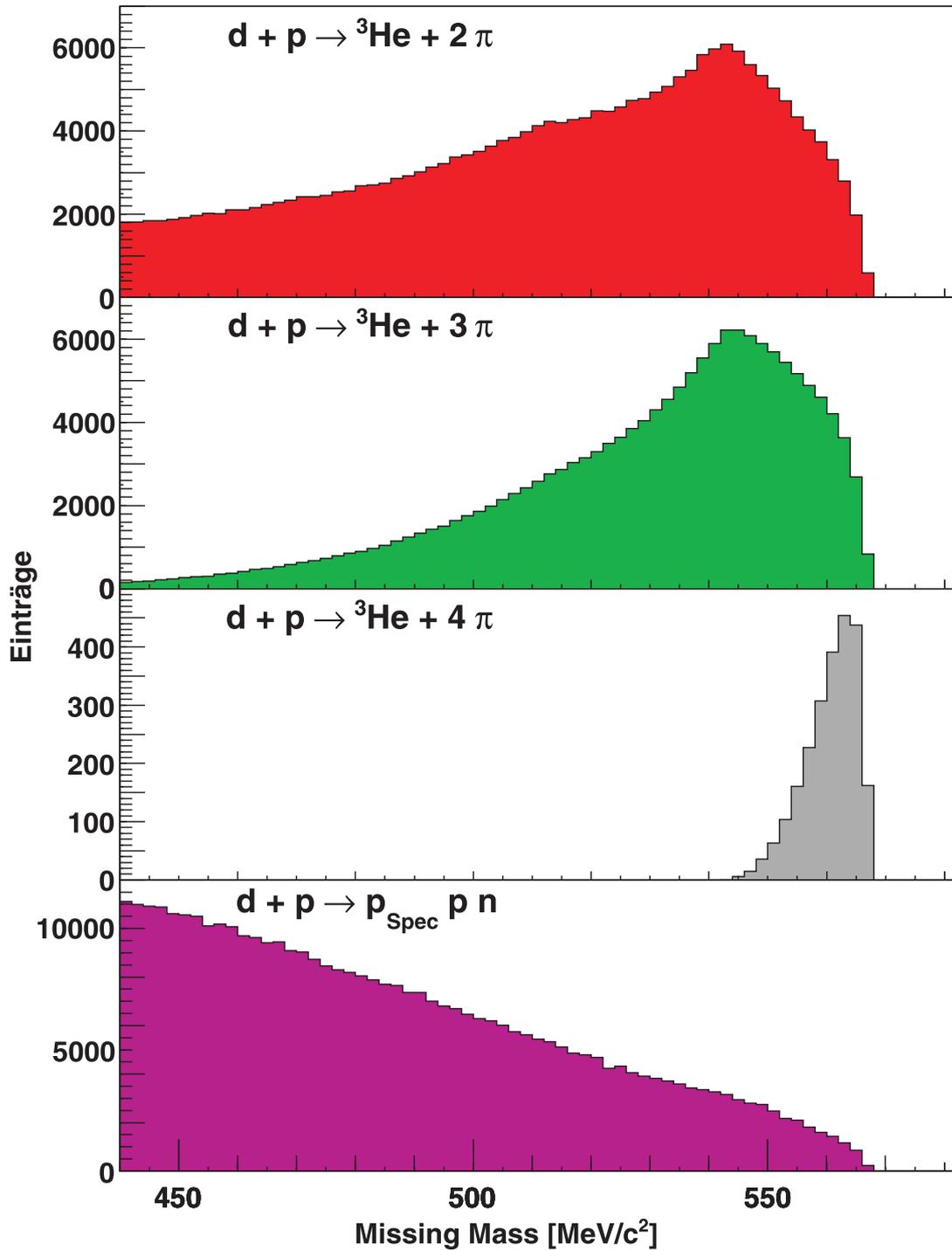


Abbildung 3.9: Missing Mass Spektren der verschiedenen Untergrundreaktionen bei einer Überschussenergie der  $\eta$ - ${}^3\text{He}$ -Reaktion von 20 MeV für den gesamten  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Bereich.

## 4 Analyse der gemessenen Daten zur Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$

Die in dieser Arbeit untersuchten Daten zur Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  wurden bei der Strahlzeit zur Untersuchung der  $\eta$ - ${}^3\text{He}$ -Wechselwirkung nahe der Produktionsschwelle am ANKE-Experiment im Januar 2005 aufgenommen [AK04]. Die Strahlzeit kann hierbei in zwei Teile unterteilt werden. Beim ersten Teil der Messung wurde der Impuls des COSY-Beschleunigerstrahls mit Hilfe einer langsamen steigenden Rampe kontinuierlich verändert. Dabei wurde ein Überschussenergieintervall zwischen -5 und 11,5 MeV linear überstrichen. Aus diesem Teil der Messung ergeben sich unter anderem unterschwellige Daten für eine mögliche Untergrundbeschreibung. Die Analyse dieser schwelennahen Daten wurde im Rahmen einer Doktorarbeit von Timo Mersmann durchgeführt [Mer07]. Beim zweiten Teil der Messung wurden Daten bei drei festen Strahlimpulsen, die Überschussenergien von ungefähr 20, 40 und 60 MeV entsprechen, aufgenommen. Durch Schwierigkeiten am COSY-Beschleuniger ist die Statistik des 60 MeV Datenpunkts geringerer als die bei den anderen beiden Datenpunkten. In Tabelle 4.1 sind die gewählten Überschussenergien, die entsprechenden Strahlimpulse und das zugehörige Magnetfeld des D2-Magneten aufgelistet. Die Strahlimpulse zu den Überschussenergien wurden mit Hilfe des zu der Zeit von der PDG angegebenen Wertes der  $\eta$ -Masse von 547,30 MeV/ $c^2$  berechnet [H<sup>+</sup>02]. Der jetzt aktuelle Wert der  $\eta$ -Masse liegt bei 547,85 MeV/ $c^2$  und dieser Wert wurde für die Analyse der Messdaten verwendet [A<sup>+</sup>08]. Für die Ergebnisse der Analyse hat diese Änderung jedoch keine Auswirkungen, da die Unsicherheit beim Einstellen des Strahlimpulses beim COSY-Beschleuniger etwa 0,1% beträgt und damit größer ist als die Veränderungen in der  $\eta$ -Masse.

Die einzelnen Schritte zur Analyse der Daten bei den drei festen Energien werden in den folgenden Abschnitten dieses Kapitels vorgestellt. Ein besonderes Augenmerk wird hierbei auf die Beschreibung des Untergrunds gelegt, die auf eine andere Weise

Überschussenergie [MeV]	Strahlimpuls [GeV/c]	D2-Magnetfeld [T]
20	3,223	1,4500
40	3,306	1,4904
60	3,389	1,5311

Tabelle 4.1: Einstellungen für die Messung der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  bei einem D2-Auslenkwinkel von 5,9°.

als bei den schwelennahen Daten erfolgt. Die Analyse führt dann am Ende des Kapitels zur präzisen Bestimmung der totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ .

## 4.1 Impulsrekonstruktion der ${}^3\text{He}$ -Kerne

Der erste Schritt bei der Analyse der Messdaten zur Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  ist die Rekonstruktion der Impulse der im Vorwärtssystem nachgewiesenen Ejektile. Die Impulse lassen sich mit den Informationen aus den Drahtkammern und dem Magnetfeld des spektrometrischen D2-Magneten bestimmen. Dazu muss das Magnetfeld sehr genau bekannt sein. Die benötigten magnetischen Feldkarten wurden für Einstellungen bei maximalen Flussdichten von 1,0, 1,3 und 1,6 Tesla erstellt [B<sup>+</sup>00b, S<sup>+</sup>01]. Für die Impulsrekonstruktion bei ANKE gibt es verschiedene Methoden. Die genaueste Methode ist das „Tracking“, das heißt eine Spurrekonstruktion für jedes einzelne Ereignis [LB81, D<sup>+</sup>04]. Aufgrund der hohen Rechenzeit dieser Methode und der sehr großen Zahl an detektierten Ereignissen wurde dieses Verfahren bei der Analyse nicht verwendet. Stattdessen wurde die sogenannte Polynommethode angewendet, bei der hohe Rechenzeiten für jedes einzelne Ereignis vermieden werden. Dieses Verfahren wird im folgenden kurz beschrieben. Eine genaue Beschreibung gibt es bei Volkov et al. und Artemov et al. [V<sup>+</sup>91, A<sup>+</sup>97].

### 4.1.1 Die Polynommethode

Bei der Polynommethode wird eine Funktion ermittelt, die zu den Trefferpositionen eines Ereignisses in den Drahtkammern direkt den dazu gehörenden Impuls ausgibt. Mit Hilfe dieser Funktion wird die benötigte Rechenzeit bei der Analyse drastisch reduziert. Zur Berechnung der Funktion wird eine genaue Simulation des Detektorsystems verwendet. Mit einer Art Teilchenkanone am Wechselwirkungspunkt der Reaktion werden dann zufallsgenerierte Impulsereignisse einer Teilchensorte über den gesamten Akzeptanzbereich des Detektors simuliert. Die Impulsereignisse sind dabei über den Impuls- und Azimutalwinkelbereich gleichverteilt, wobei der Longitudinalimpuls zwischen 1,5 und 4,0 GeV/c und der Transversalimpuls zwischen 0 und 0,8 GeV/c liegt. Die den simulierten Teilchenspuren zugehörigen Trefferpositionen werden als Variablen verwendet. Mit Hilfe dieser Variablen werden dann abschnittsweise definierte Polynome gebildet und die Polynomkoeffizienten in einer Parameterdatei abgespeichert. Für die Impulsrekonstruktion der realen Messwerte wird die Parameterdatei eingelesen und aus den Polynomen werden dann die Impulsvektoren der Ejektile durch Einsetzen der Trefferpositionen bestimmt. Die mit diesem Verfahren erreichbaren Impulsaufösungen haben die für die Analyse der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  gewünschte Präzision.

### 4.1.2 Begrenzungen und systematische Fehlerquellen bei der Impulsauflösung

Die bei der Analyse zu erreichende Impulsauflösung ist aus verschiedenen Gründen begrenzt. Diese zum Teil für den ANKE-Detektor spezifischen Gründe werden hier kurz aufgelistet:

1. Die größte Einschränkung der Impulsauflösung ergibt sich aus der Begrenzung in der Auflösung der Trefferpositionen in den Drahtkammern. Die Auflösung in den Kammern führt automatisch zu Verschmierungen bei der Impulsrekonstruktion.
2. Ein weiterer Punkt sind mögliche Mehrfachstreuungen am Austrittsfenster der Streukammer und den Mylar-Fenstern der Detektoren. Diese Mehrfachstreuungen verschmieren die echten Teilchenspuren der Ejektile.
3. Auch die Kenntnis des Wechselwirkungspunktes stellt eine Begrenzung der Impulsauflösung dar. Durch den Durchmesser des Targets von etwa einem Zentimeter und des Beschleunigerstrahls von einigen Millimetern kann der Wechselwirkungspunkt nicht exakt bestimmt werden.
4. Den geringsten Einfluss auf die Impulsauflösung hat die verwendete Impulsrekonstruktion. Die Auflösung wird hierbei durch die Genauigkeit der numerischen Verfahren und Ungenauigkeiten bei den verwendeten Feldkarten begrenzt.

Die eben genannten Gründe lassen sich kaum beeinflussen, sind aber beherrschbar. Die im Folgenden aufgelisteten systematischen Fehlerquellen müssen hingegen so gut wie möglich vermieden werden.

1. Der rekonstruierte Impuls hängt stark von der Position der Drahtkammern relativ zueinander und relativ zum Spektrometermagneten ab. Das Gleiche gilt für einen möglichen Drehwinkel zwischen den Kammern und einer Drehung des gesamten Kammersystems selbst.
2. Ein zweiter Punkt ist die Verteilung der Ereignisdichte im Wechselwirkungspunkt und die Form des Überlapps zwischen Target und Beschleunigerstrahl. Geringe Abweichungen beim Winkel mit dem der Beschleunigerstrahl auf das Target trifft können auch eine Rolle spielen.
3. Ein weiterer Faktor kann die Zeitkalibration der Driftkammern für verschiedene Impulsbereiche und Teilchensorten sein.

Der erste Punkt ist hierbei auch der mit der größten möglichen Auswirkung. Die genaue Kenntnis der Position des Drahtkammersystems ist daher von großer

Bedeutung. Die im Anschluss an die Strahlzeit gemessenen Positionen der Kammern sind die Grundlage für die Kalibration der Drahtkammersignale und die  ${}^3\text{He}$ -Identifikation und ermöglichen eine erste Impulsrekonstruktion. Da die Impulsrekonstruktion sehr empfindlich auf kleinste Abweichungen reagiert, ist eine weitere präzisere Kalibration des Detektorsystems durch Messergebnisse erforderlich. Diese Feinkalibration wird in Kapitel 4.5 genauer erläutert.

## 4.2 Effizienzbestimmung der Drahtkammern

Die Effizienz eines Detektors gibt an, welcher Anteil der Ejektile, die den Detektor treffen, auch nachgewiesen wird. Dieser Wert ist daher sehr wichtig, um bei einer Messung die tatsächlich stattgefundenen Anzahl an Ereignissen bestimmen zu können. Die Szintillatoren im Vorwärtssystem von ANKE besitzen eine Effizienz von nahezu 100% und benötigen daher keine Effizienzanalyse. Bei den Drahtkammern ist hingegen eine genaue Bestimmung der Effizienzen nötig, da die Drähte der Kammern unterschiedlich stark altern oder auch einzelne Drähte ausfallen können. Zur Bestimmung der Effizienz wird ein Unterprogramm der Spurrekonstruktionsanalyse verwendet, wobei die Effizienz der Kammern in Abhängigkeit von der Trefferposition berechnet wird. Das Prinzip des Verfahrens wird im folgenden kurz erläutert.

Um die Effizienz der Ebene  $i$  einer Drahtkammer zu berechnen, wird zuerst die Spurrekonstruktion unter Ausschluss dieser Ebene durchgeführt. Da sowohl vertikale als auch horizontale Ebenen in den Kammern mehrfach vorhanden sind, ist eine Rekonstruktion der Teilchenspur auch ohne eine einzelne Ebene möglich. Die Ebene  $i$  wird dann, um eine Effizienzkarte zu erstellen, in einzelne Zellen aufgeteilt. Um jetzt die Effizienz  $\epsilon_i^{\text{Zelle } j}$  der Zelle  $j$  zu bestimmen, wird die Zahl der Ereignisse  $N_{i, \text{Treffer}}^{\text{Zelle } j}$ , bei denen ein Treffer in der Ebene  $i$  vorliegt, durch die Zahl der Ereignisse  $N_{i, \text{Spur}}^{\text{Zelle } j}$  für die eine rekonstruierte Spur in der Zelle liegt, geteilt:

$$\epsilon_i^{\text{Zelle } j} = \frac{N_{i, \text{Treffer}}^{\text{Zelle } j}}{N_{i, \text{Spur}}^{\text{Zelle } j}} \quad (4.1)$$

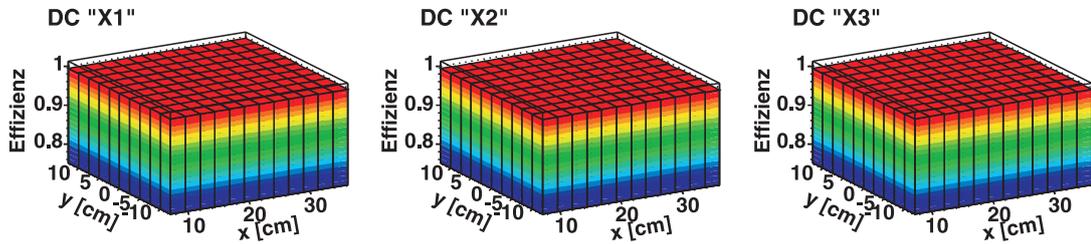
Dies wird nacheinander für alle Zellen aller Ebenen gemacht und es ergeben sich dann die in Abbildung 4.1 gezeigten Effizienzkarten der einzelnen Ebenen. Die Karten der einzelnen Runs wurden dabei zusammengefasst, da sie ein konstantes Verhalten zeigen. Die Streifenebenen verbessern die Genauigkeit der rekonstruierten Spuren kaum, daher wurden sie in der endgültigen Spurrekonstruktion nicht verwendet. Bei den Effizienzkarten fällt ein starker lokaler Abfall der Effizienz in der „Y1“-Ebene der Kammer 2 auf. Dies wird durch einen Ausfall mehrerer Drähte verursacht und ergibt ein Akzeptanzloch genau in der Mitte der Kammer. Da die Analyse ohne diese Ebene keinen Unterschied zur Analyse mit der Ebene zeigt, wird sie nicht verwendet, um systematische Unsicherheiten zu vermeiden.

Die Gesamteffizienz  $\epsilon_{\text{gesamt}}$  für jede einzelne Spur ergibt sich schließlich als Produkt der Effizienzen  $\epsilon_i^{\text{Zelle } j(i)}$  der getroffenen Zellen  $j(i)$  der einzelnen Ebenen  $i$ :

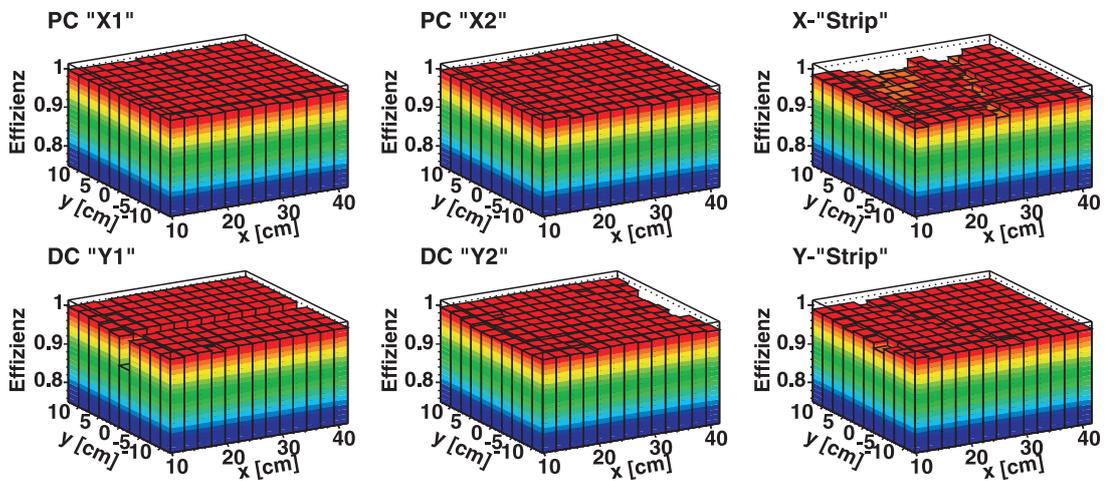
$$\epsilon_{\text{gesamt}} = \prod_{\text{Ebenen } i} \epsilon_i^{\text{Zelle } j(i)} \quad (4.2)$$

Diese Gesamteffizienz gibt an, welcher Anteil der tatsächlich stattgefundenen Ereignisse nachgewiesen wurde. Um dann bei der Analyse von den nachgewiesenen Ereignissen auf die tatsächlich stattgefundenen zu schließen, wird jedes Ereignis mit dem reziproken Wert seiner Effizienz gewichtet.

**Kammer 1: Driftkammerebenen**



**Kammer 2: Vieldraht- und Streifenebenen**



**Kammer 3: Vieldraht- und Streifenebenen**

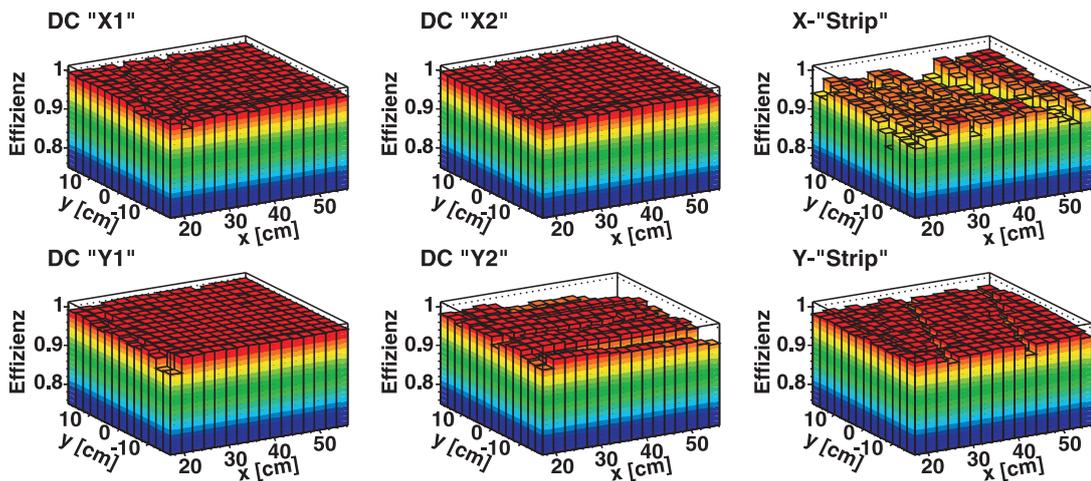


Abbildung 4.1: Effizienzkarten für die einzelnen Ebenen der Draht- und Driftkammern.

## 4.3 Identifikation der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$

Nachdem die Impulsrekonstruktion für die im Vorwärtssystem nachgewiesenen Ejektile und die Effizienzgewichtung für die Drahtkammern durchgeführt wurden, ist der nächste Schritt die Identifizierung der zu untersuchenden Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  und eine möglichst große Reduzierung der vorhandenen Untergrundereignisse. Zuerst werden dazu die Energieverluste im Szintillatordetektor gegen den Laborsystemimpuls aufgetragen und geeignete Schnitte für diese Spektren ermittelt. Danach kann mit Hilfe der Darstellung der Impulsellipse die eigentliche Reaktion identifiziert werden.

### 4.3.1 Selektion des ${}^3\text{He}$ -Bandes

Die Bethe-Bloch Formel beschreibt den Energieverlust eines geladenen Teilchens in Materie. Nach dieser Formel ist der Energieverlust abhängig vom Impuls des Teilchens. Der Energieverlust ist für Teilchen mit niedrigen Impuls am höchsten und sinkt mit steigendem Impuls bis auf ein Minimum, wo der Bereich der minimalionisierenden Teilchen beginnt. Wird also der Energieverlust gegen den Impuls aufgetragen, so ergibt sich für jede Teilchensorte ein charakteristisches Band im  $\Delta E-p^{\text{LS}}$ -Spektrum. Da der Energieverlust proportional zum Quadrat der elektrischen Ladung ist, haben die zweifach geladenen  ${}^3\text{He}$ -Kerne einen deutlich größeren Energieverlust als einfach geladene Protonen und Deuteronen.

Dieser Unterschied wurde schon beim verwendeten Trigger ausgenutzt, so dass die Bänder von Protonen und Deuteronen nicht erkennbar sind. Trotzdem gibt es einen starken Protonenuntergrund vom Deuteronenaufbruch, der Teile des  ${}^3\text{He}$ -Bandes überdeckt. Der Deuteronenaufbruch und seine Auswirkungen auf den Untergrund wurden in Kapitel 3.3 genauer erläutert.

In der Abbildung 4.2 sind die  $\Delta E-p^{\text{LS}}$ -Spektren für die drei Szintillatorlagen bei einer Überschussenergie von 20 MeV dargestellt. In den Diagrammen der mittleren Spalte ist jeweils ein Spektrum dargestellt, wo nur bei den ersten beiden Lagen, die auch für den Trigger der Messung verwendet wurden, ein Energieverlustcut auf das  ${}^3\text{He}$ -Band durchgeführt wurde. Es ist deutlich zu sehen, dass die Protonen aus dem Deuteronenaufbruch die verschiedenen  ${}^3\text{He}$ -Reaktionen stark überdecken. Erst eine koinzidente Selektion auf das  ${}^3\text{He}$ -Band in allen drei Szintillatorlagen führt zu einer deutlichen Reduktion des Untergrunds. Die Spektren in der rechten Spalte zeigen das Ergebnis der koinzidenten Schnitte im  $\Delta E-p^{\text{LS}}$ -Spektrum von allen drei Lagen. Hier sind die Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  und andere  ${}^3\text{He}$ -Reaktionen im Vergleich zu den mittleren Spektren deutlicher zu erkennen. Nach dieser Selektion auf das  ${}^3\text{He}$ -Band ist es dann möglich, sich die Impulsellipse der  $\eta$ - ${}^3\text{He}$ -Reaktion anzuschauen.

#### 4 Analyse der gemessenen Daten zur Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$

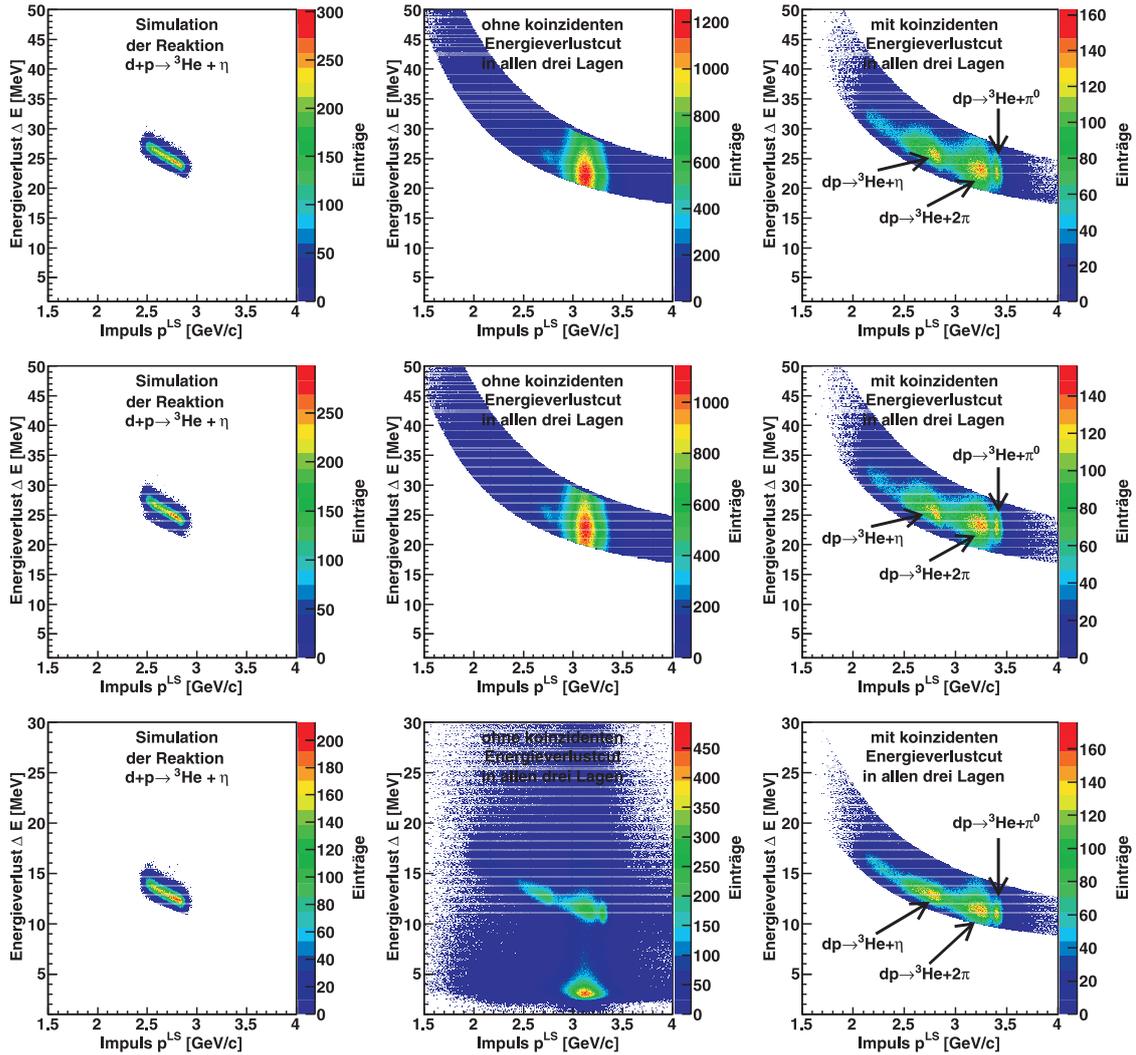


Abbildung 4.2: Darstellung der Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit von Energieverlust  $\Delta E$  und Laborsystemimpuls  $p^{\text{LS}}$  bei einer Überschussenergie von 20 MeV für eine Simulation und zwei verschiedene Cuts bei den echten Daten. Von oben nach unten sind die Spektren für die erste bis dritte Szintillatorlage abgebildet.

#### 4.3.2 Impulsellipse der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$

Für die Darstellung der Impulsellipse werden die Longitudinal- und Transversalimpulse im Schwerpunktsystem gegeneinander aufgetragen. Da bei dieser Darstellung die Ereignisdichte einer Reaktion mit Phasenraumverteilung proportional zum transversalen Impuls  $p_T$  ist, wurde bei den Spektren in Abbildung 4.3 jedes Ereignis mit dem reziproken Wert des Transversalimpulses  $1/p_T$  gewichtet. Dadurch ergibt sich bei Phasenraumverhalten eine homogene Ereignisdichte und Abweichungen davon

können leichter erkannt werden.

In den Spektren sind zwei schraffierte und zwei durchgezogenen Linien eingezeichnet. Die äußere schraffierte Linie zeigt die theoretische Impulsellipse für die Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\pi^0$  bei den drei verschiedenen Überschussenergien und die innere die der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ . Die durchgezogenen Linien zeigen das kinematische Limit der neutralen Zwei- bzw. Drei-Pionenproduktion.

In allen drei Impulsellipsen ist die  $\eta^3\text{He}$ -Reaktion gut zu erkennen. Außerdem zeigt sich, dass die Ereignisdichte der Reaktion in Vorwärtsrichtung deutlich stärker ist. Dies ist eine klare Abweichung von einer isotropen Winkelverteilung, wie sie bei Phasenraumverhalten zu erwarten wäre. Außerdem ist beim Spektrum für eine Überschussenergie von 60 MeV festzustellen, dass sich die Impulsellipse teilweise am Rand des Akzeptanzbereichs vom ANKE-Detektorsystem befindet.

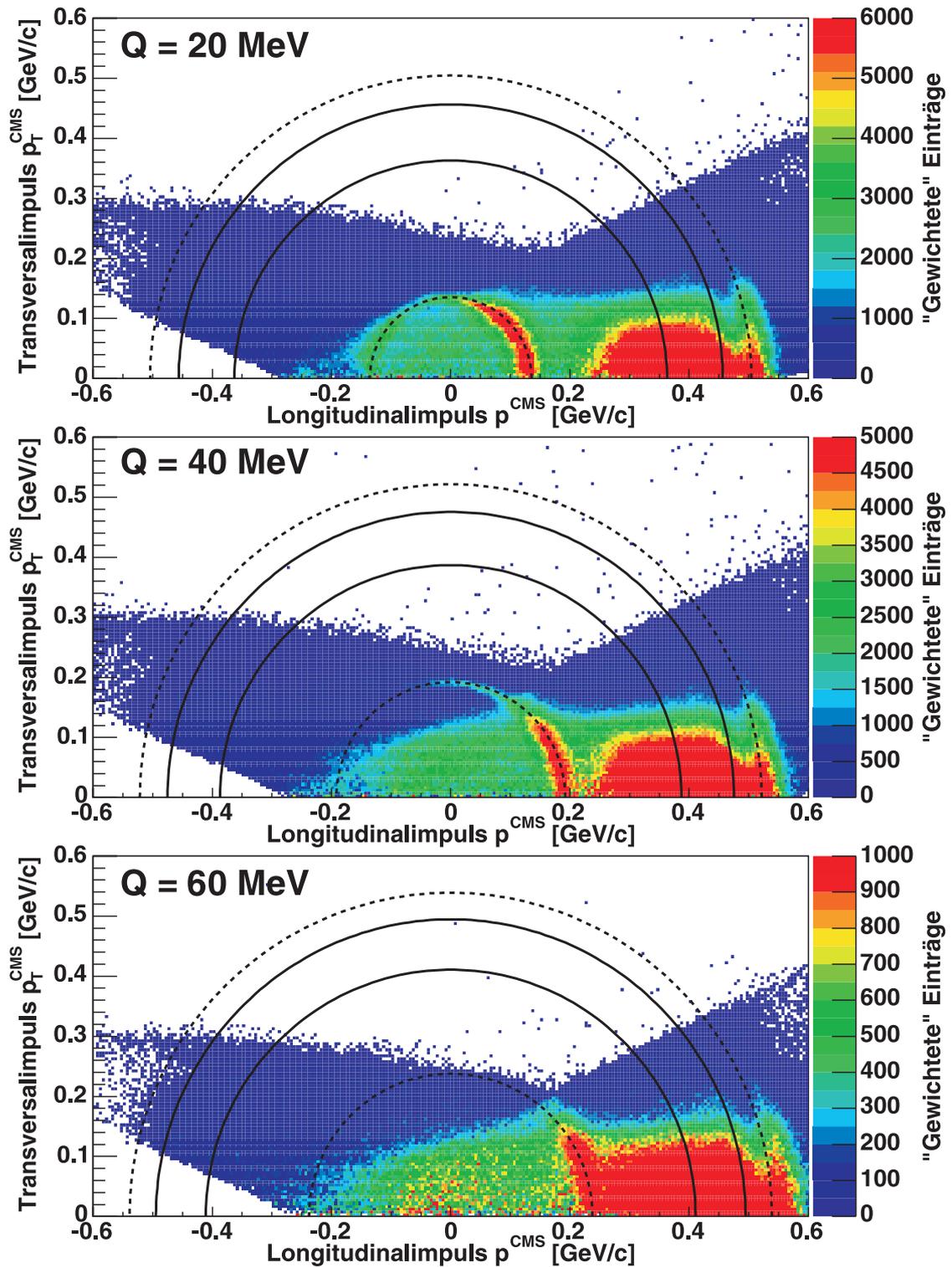


Abbildung 4.3: Darstellung der gewichteten Ereignisse in Abhängigkeit von Transversal- und Longitudinalimpuls für die drei gemessenen Überschussenergien.

## 4.4 Missing Mass Analyse

Im vorherigen Kapitel wurde das  ${}^3\text{He}$ -Band mit Hilfe der  $\Delta E$ - $p^{\text{LS}}$ -Spektren aus den Daten selektiert und anschließend die Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  anhand der Impulselipse identifiziert. Damit die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion bestimmt werden können, muss als nächstes das Signal vom vorhandenen Untergrund getrennt werden. Dies erfolgt mit Hilfe der in Kapitel 1.5 beschriebenen Missing Mass Methode.

Ein Beispiel für ein Missing Mass Spektrum ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Im Bereich der  $\eta$ -Masse von 547,8 MeV ist hier ein Peak zu erkennen, der auf einer breiten Untergrundverteilung sitzt. Der Untergrund besteht hierbei aus der Multi-Pionenproduktion und den fehlidentifizierten Protonen aus der Deuteronenaufbruchreaktion, welche in Kapitel 3.2 und 3.3 jeweils beschrieben wurden.

Um im Missing Mass Spektrum den Untergrund möglichst vollständig vom Signal zu trennen, gibt es mehrere Methoden. Eine Methode, die sehr erfolgreich bei den von Timo Mersmann untersuchten schwelennahen Daten der ANKE-Messung angewandt wurde, ist die Benutzung von unterschwelligen Daten zur Untergrundbeschreibung [Mer07]. Diese Methode und der Versuch, sie auch auf die in dieser Arbeit untersuchten Daten anzuwenden, werden als nächstes beschrieben.

### 4.4.1 Untergrundbeschreibung mit unterschwelligen Daten

Die Verwendung von unterschwelligen Daten eignet sich gut zur Untergrundbeschreibung bei schwelennahen Messungen. Hierbei werden Daten, die unterhalb der Produktionsschwelle der eigentlich zu messenden Reaktion aufgenommen wurden, auf die zu untersuchende Überschussenergie hochskaliert. Um die unterschwelligen Daten hochzuskalieren, werden die Daten analysiert, als ob sie bei dem untersuchten Strahlimpuls oberhalb der Schwelle gemessen worden wären. Diese Art der Analyse ist notwendig, damit sowohl für unterschwellige Daten als auch für die eigentlichen Messdaten das kinematische Limit im Missing Mass Spektrum an der gleichen Stelle liegt. Anschließend wird im Missing Mass Spektrum noch die Höhe des unterschwelligen Datensatzes an die Höhe der Messdaten angepasst.

Damit diese Methode angewandt werden kann, müssen zwei Bedingungen erfüllt sein. Zum einen darf sich das Akzeptanzverhalten des Detektorsystems im untersuchten Energiebereich nur schwach ändern. Zum anderen darf sich auch der Wirkungsquerschnitt und das Phasenraumverhalten der Untergrundreaktionen nur unwesentlich ändern. Sollte eine der Bedingungen nicht erfüllt sein, so würden die Missing Mass Verteilungen der Reaktionen unterhalb und oberhalb der Schwelle unterschiedlich aussehen und wären somit nicht mehr miteinander vergleichbar.

Bei den schwelennahen Daten aus der kontinuierlichen Rampe hat diese Art der Untergrundbeschreibung bis zur höchsten Überschussenergie von etwa 11 MeV sehr gut funktioniert. Daher wurde versucht, dies auch auf die Daten bei 20, 40 und 60 MeV Überschussenergie anzuwenden. In Abbildung 4.4 sind als Beispiel die Missing

Mass Spektren der drei Überschussenergien für ein  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervall zwischen -0,8 und -0,6 dargestellt. Bei 20 MeV Überschussenergie scheint die Untergrundbeschreibung noch relativ gut zu funktionieren. Aber bei den beiden anderen Energien ist zu erkennen, dass die Missing Mass Verteilung der Untergrundreaktionen unterhalb der Schwelle (rot) nicht mit der Verteilung der echten Daten (schwarz) bei der jeweiligen Überschussenergie übereinstimmt. Während bei kleiner Missing Mass die Höhe der unterschwelligen Daten noch gut passt, ist bei hoher Missing Mass diese deutlich zu niedrig. Ein Anpassen der Höhe bei hoher Missing Mass würde aber dazu führen, dass die Beschreibung bei niedriger Missing Mass nicht mehr funktioniert. Die Form der Missing Mass Verteilung der Untergrundreaktionen stimmt also nicht mehr überein und diese Differenz steigt mit zunehmender Überschussenergie.

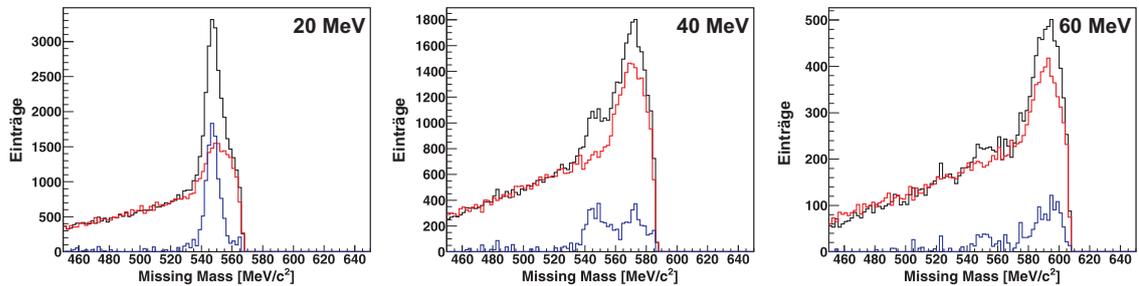


Abbildung 4.4: Darstellung der Missing Mass Verteilungen mit Untergrundbeschreibung durch unterschwellige Daten bei den drei gemessenen Überschussenergien für ein  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervall. Die echten Daten sind in schwarz, die unterschwelligen Daten in rot und die Differenz zwischen ihnen in blau dargestellt.

Ein Grund für die Unterschiede in den Missing Mass Verteilungen sind wahrscheinlich zu große Akzeptanzänderungen des Detektorsystems mit steigender Energie für die einzelnen Reaktionen. Ein anderer Grund könnte die Vier-Pionenproduktion sein, da diese zum Teil erst oberhalb der  $\eta$ -Schwelle einsetzt und somit nicht vollständig in den unterschwelligen Daten enthalten ist.

Da die Untergrundbeschreibung mit unterschwelligen Daten nicht funktioniert, wurde eine andere Methode angewendet. Hierbei wurde der Untergrund mit Hilfe von Simulationen der verschiedenen Reaktionen bestimmt. Diese Methode und ihre Anwendung auf die Messdaten wird in den nächsten Abschnitten beschrieben.

### 4.4.2 Untergrundbeschreibung mit Hilfe von Simulationen

Für die Untergrundbeschreibung mit Hilfe von Simulationen muss zuerst bekannt sein, aus welchen Reaktionen sich der Untergrund zusammensetzt. Diese Untergrundreaktionen und die eigentlich zu untersuchende Reaktion werden dann simuliert und die zugehörigen Missing Mass Spektren für einen Fit an die echten Daten verwendet. Dabei werden als Fitparameter die Höhen der einzelnen simulierten Missing Mass Verteilungen verwendet und diese durch die Fitroutine so optimiert, dass die echte Missing Mass Verteilung möglichst exakt beschrieben wird. Dann wird die Summe der Verteilungen der Untergrundreaktionen von den echten Daten abgezogen, wodurch ein untergrundfreies Signal der zu untersuchenden Reaktion extrahiert werden kann.

Die möglichen Untergrundreaktionen im Falle der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  sind die Multi-Pionenproduktion und die Deuteronenaufbruchreaktion. Die Phasenraum-simulationen dieses Untergrunds und der  $\eta^3\text{He}$ -Reaktion wurden im Kapitel 3 beschrieben. Für den anschließenden Fit wurden die Missing Mass Verteilungen bei allen drei Überschussenergien in zwanzig  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle mit einer Breite von jeweils 0,1 unterteilt. Dies ergibt eine möglichst feine Auflösung der Winkelverteilungen bei ausreichender Statistik in den einzelnen Intervallen. Läge jetzt Phasenraumverhalten bei allen Reaktionen vor, also ein konstantes Verhalten für alle Streuwinkel, so würde ein Fit in einem einzelnen  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Spektrum ausreichen und anschließend könnten die Fitparameter auf die anderen Spektren der gleichen Überschussenergie übertragen werden. Da bei den Reaktionen jedoch nicht von Phasenraumverhalten ausgegangen werden kann, wird der Fit für jedes der  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle einzeln durchgeführt.

Eine erste Beschreibung des Untergrundes bei 40 MeV Überschussenergie mit Hilfe von Simulationen ist in Abbildung 4.5 dargestellt. In der Abbildung sind die echten Daten schwarz, die Summe der Untergrundreaktionen grau und deren Differenz als hellblaue Fläche dargestellt. Die einzelnen Untergrundreaktionen sind in pink (Deuteronenaufbruch), rot (Zwei-Pionenproduktion), grün (Drei-Pionenproduktion) und braun (Vier-Pionenproduktion) eingezeichnet und die Simulation der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  in dunkelblau. In den Spektren ist zu erkennen, dass die Beschreibung für einige Intervalle gut funktioniert, aber bei den meisten gibt es starke Abweichungen. Zusätzlich wird das Verhältnis zwischen Signal und Untergrund im Bereich unterhalb von  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) = -0,6$  so ungünstig, dass kein  $\eta$ -Peak mehr zu erkennen ist.

Ein Grund für diese Schwierigkeiten kann darin bestehen, dass bei Überschussenergien oberhalb von 20 MeV keine vollständige geometrische Akzeptanz im Detektorsystem mehr vorliegt. Wie im Kapitel 3.1 beschrieben, liegen ab dieser Energie Teile der Impulskugel der  $\eta^3\text{He}$ -Reaktion außerhalb der Drahtkammern. In den Abbildungen 4.6 und 4.7 sind die Trefferpositionen in der letzten Drahtkammer für Simulationen und echte Daten im jeweils gleichen  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervall bei 20 und 40 MeV Überschussenergie dargestellt.

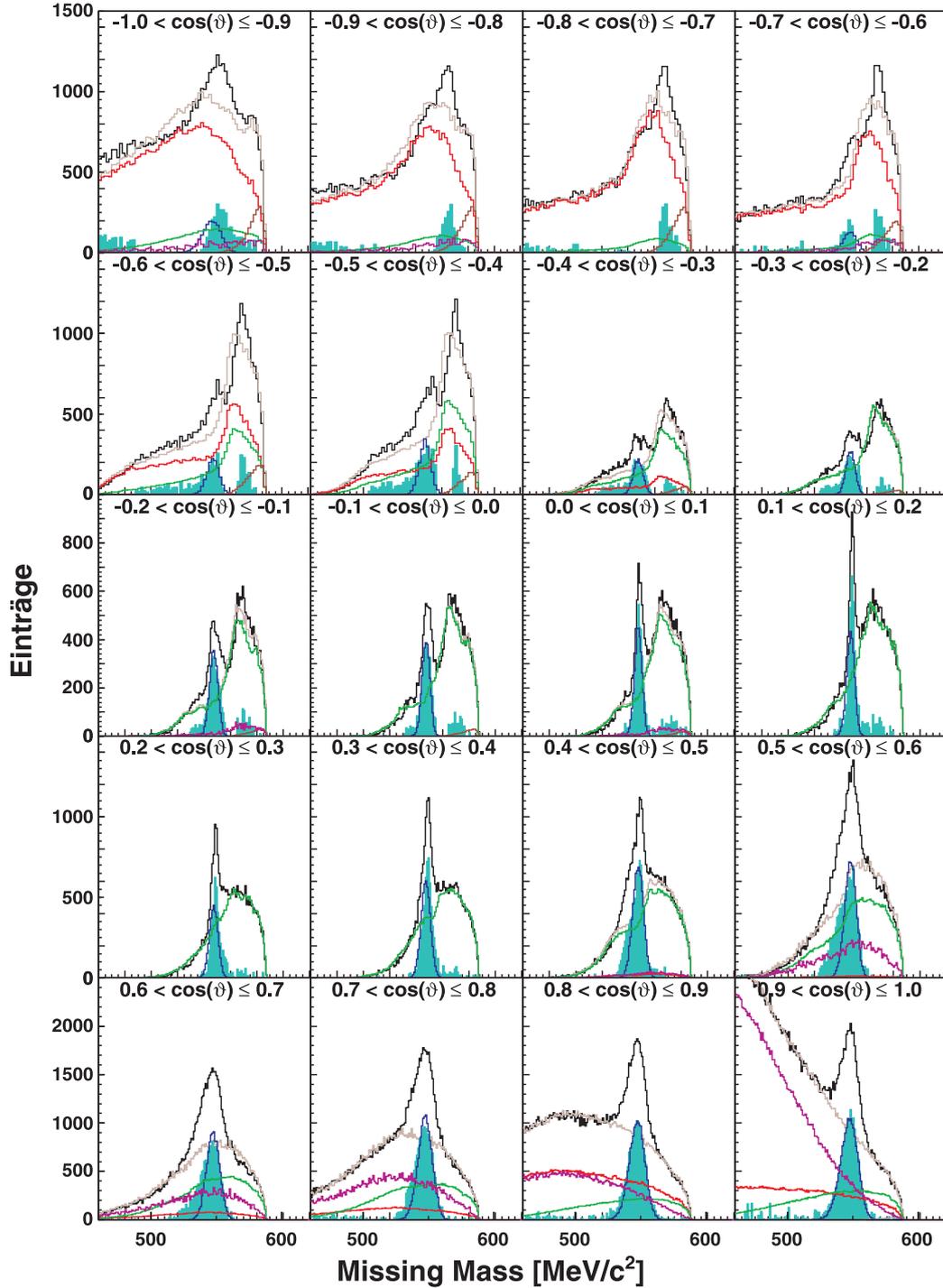


Abbildung 4.5: Fit an die Missing Mass Spektren mit Hilfe von Simulationen bei 40 MeV Überschussenergie und ohne Cut auf den  $\varphi$ -Winkel. Die echten Daten sind in schwarz, die Summe der Untergrundreaktionen grau und deren Differenz als hellblaue Fläche dargestellt. Die einzelnen Reaktionen sind dunkelblau ( $\eta$ -Reaktion), pink (Deuteronenaufbruch), rot (Zwei-Pionen), grün (Drei-Pionen) und braun (Vier-Pionen) dargestellt.

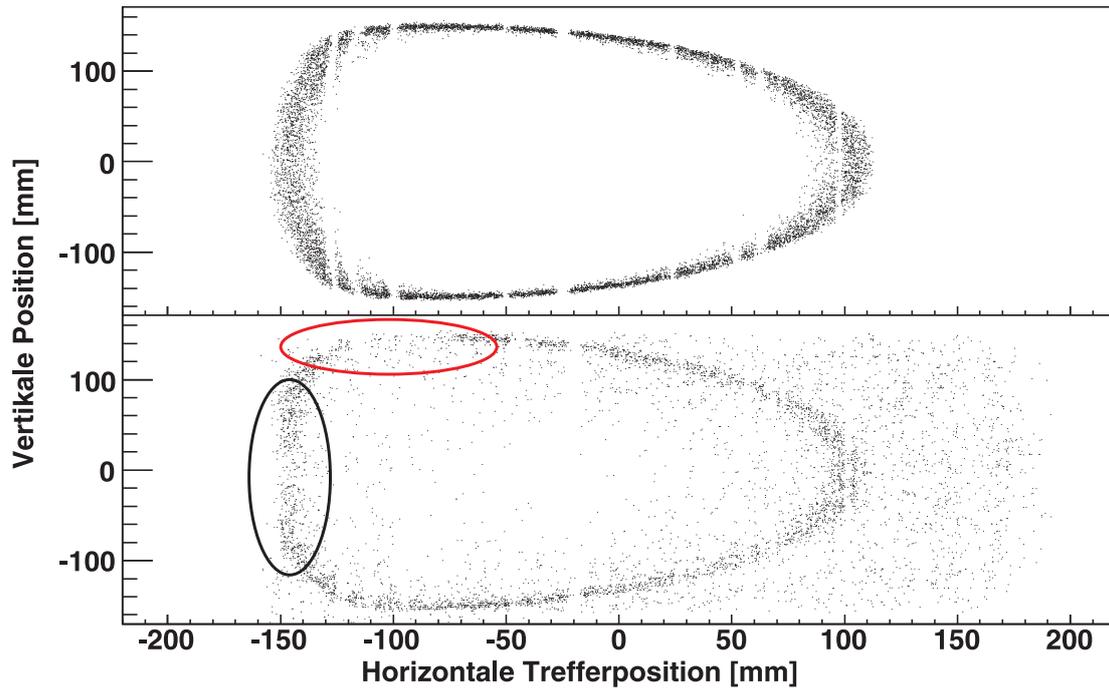


Abbildung 4.6: Darstellung der Trefferpositionen in der ersten Drahtkammer für Simulationen und echte Daten im  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Bereich zwischen 0,0 und 0,1 bei 20 MeV Überschussenergie.

In der Abbildung für 20 MeV ist zu erkennen, dass gerade noch alle  ${}^3\text{He}$ -Ejektile aus der  $\eta^3\text{He}$ -Reaktion die Drahtkammer treffen. Die Ejektile treffen aber sehr nahe am Rand der Kammer auf und in diesen Randbereichen können unter anderem Abweichungen in den elektrischen Feldern auftreten. Dadurch kommt es zu systematischen Unsicherheiten in den Messwerten, die so nicht von den Simulationen dargestellt werden können. Eine weitere Schwierigkeit im Randbereich der Drahtkammern stellen Ejektile dar, die doch nicht mehr alle Kammern treffen und dadurch falsch rekonstruiert werden können. An den beiden in Abbildung 4.6 umrandeten Stellen sind Abweichungen in den echten Daten zu erkennen. Um diese Abweichungen deutlicher zu erkennen, können für diese eingeschränkten Bereiche, das heißt für den zugehörigen Bereich des Azimutalwinkels  $\varphi$ , Missing Mass Spektren erzeugt werden. In der Abbildung 4.8 sind die Missing Mass Spektren für die rot und schwarz umrandeten Bereiche aus Abbildung 4.6 dargestellt. Die Bereiche entsprechen dabei dem  $\varphi$ -Winkelbereich zwischen 90 und 135 Grad und dem Winkelbereich zwischen 135 und -135 Grad. Es ist deutlich zu erkennen, dass der  $\eta$ -Peak im Vergleich zur Simulation in beiden Spektren deutlich verschoben ist. Im rechten Spektrum ist der Peak außerdem asymmetrisch. Solche und ähnliche Abweichungen in einzelnen  $\varphi$ -Bereichen erzeugen systematische Fehler bei der Beschreibung des Untergrunds und werden daher mit Hilfe eines Cuts auf den  $\varphi$ -Winkel entfernt.

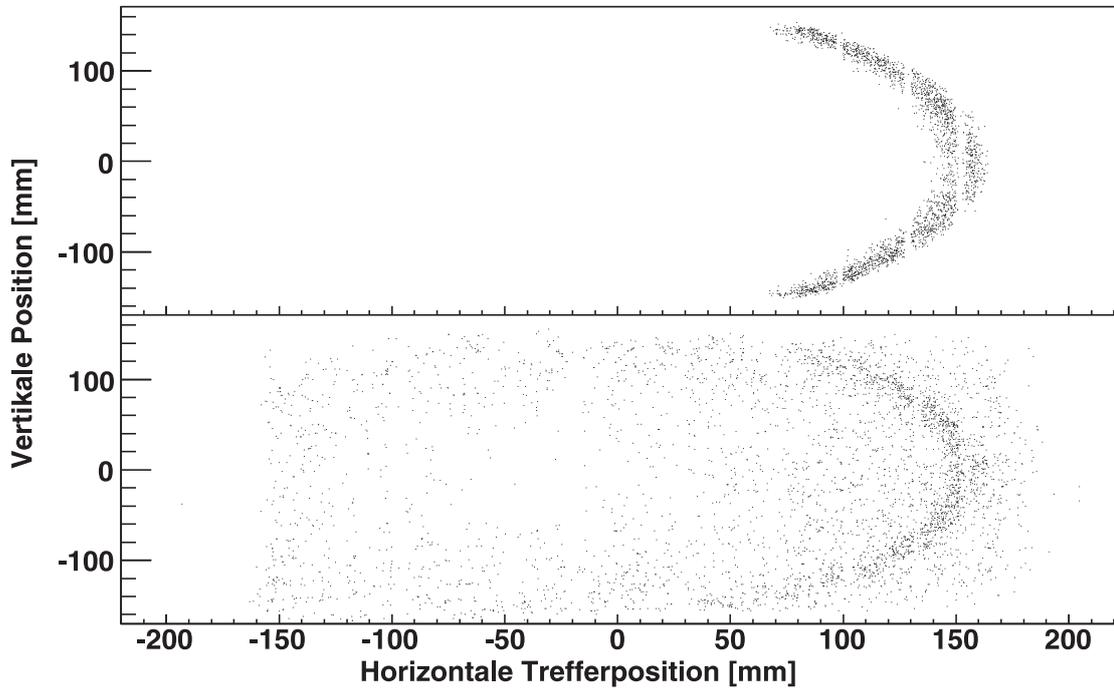


Abbildung 4.7: Darstellung der Trefferpositionen in der ersten Drahtkammer für Simulationen und echte Daten im  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Bereich zwischen 0,0 und 0,1 bei 40 MeV Überschussenergie.

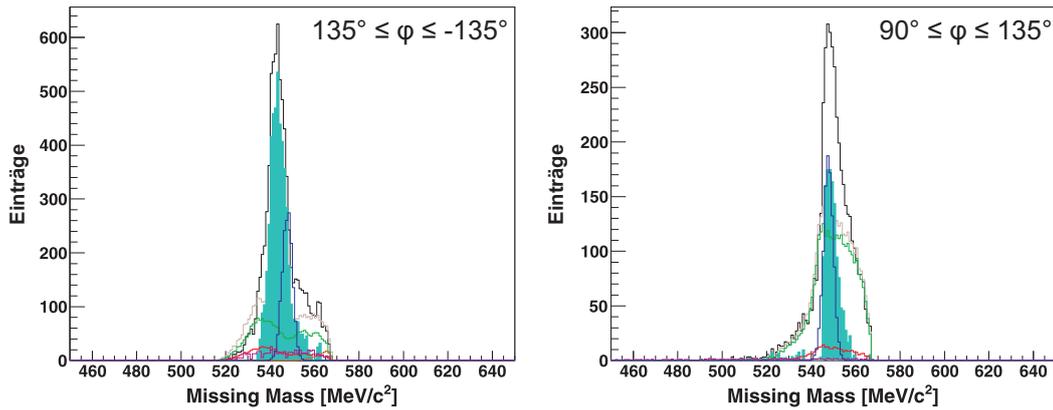


Abbildung 4.8: Missing Mass Spektren für die umrandeten Bereiche aus Abbildung 4.6. Das linke Spektrum zeigt den schwarz umrandeten Bereich und das rechte den roten. Die Farbkodierung ist dieselbe wie in Abbildung 4.5.

In der Darstellung der Trefferpositionen für 40 MeV Überschussenergie ist zu erkennen, dass für diesen  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Bereich ein großer Teil der  ${}^3\text{He}$ -Ejektile aus der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  nicht mehr die Kammer trifft. Für die  $\varphi$ -Winkelbereiche größer als 45 Grad oder kleiner als -45 Grad liegt keine Akzeptanz mehr vor. Diese Bereiche tragen nur zum Untergrund bei und können daher vernachlässigt werden. Durch einen zusätzlichen Cut auf den  $\varphi$ -Winkel kann somit der Untergrund weiter reduziert werden. Solch ein Cut hat nur Auswirkungen auf die Statistik der Messung und nicht auf die zu extrahierenden differentiellen Wirkungsquerschnitte, da bei einer unpolarisierten Messung aus Symmetriegründen keine Winkelasymmetrie im Azimutalwinkel  $\varphi$  vorliegen kann.

#### 4.4.3 Untergrundbeschreibung mit zusätzlichem Phi-Cut

Aufgrund der im vorherigen Abschnitt genannten Gründe wird für alle Überschussenergien ein zusätzlicher Cut auf den  $\varphi$ -Winkel durchgeführt. Es werden dabei alle Bereiche herausgenommen, für die entweder keine Akzeptanz für die  ${}^3\text{He}$ -Ejektile aus der  $\eta{}^3\text{He}$ -Reaktion vorhanden ist oder systematische Abweichungen im Missing Mass Spektrum beobachtet werden. Die Auswirkungen dieses Cuts auf die Akzeptanz werden in Abbildung 4.9 gezeigt. In rot bzw. grün sind hier die vor bzw. nach dem Phi-Cut akzeptierten Ereignisse dargestellt. Für alle  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Bereiche ist immer noch eine Akzeptanz von mindestens 10% vorhanden.

Die sich ergebenden Missing Mass Spektren für die drei Überschussenergien sind

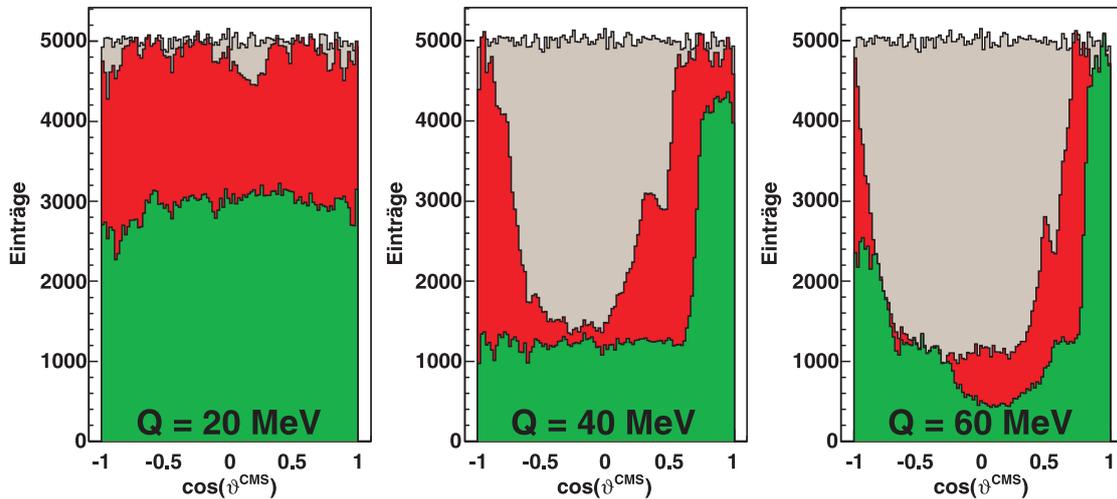


Abbildung 4.9: Darstellung der Akzeptanz in Abhängigkeit von  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$  für die Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  bei den drei untersuchten Überschussenergien. In grau sind die phasenraumgenerierten Ereignisse, in rot die ohne Phi-Cut akzeptierten Ereignisse und in grün die mit Phi-Cut akzeptierten Ereignisse dargestellt.

in den Abbildungen 4.10 bis 4.13 dargestellt. Die Farbkodierung ist dieselbe wie in Abbildung 4.5. Die Spektren zeigen, dass die Untergrundbeschreibung nach dem zusätzlichen Cut auf den  $\varphi$ -Winkel für alle  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle funktioniert. Außerdem hat sich für einige Winkelbereiche das Verhältnis zwischen Signal und Untergrund verbessert. Zum Beispiel ist das  $\eta$ -Signal für  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) \leq -0,6$  bei 40 MeV Überschussenergie jetzt zu erkennen. Ein guter Indikator für die Verbesserung der Untergrundbeschreibung durch den zusätzlichen Cut im  $\varphi$ -Winkel sind die  $\chi^2/n$ -Werte ( $n$  = Anzahl der Freiheitsgrade) der Fits an die Missing Mass Spektren. Bei einem perfekten Fit sollte das Ergebnis genau 1 betragen. Während diese Werte vorher für sehr viele  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle über 10 lagen, sind sie mit dem Cut alle im Bereich zwischen 1 und 5.

Zur Überprüfung auf einen möglichen systematischen Fehler in allen winkelabhängigen Missing Mass Spektren dient die Abbildung 4.13. In diesen Diagrammen ist die Addition der Missing Mass Spektren aller  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle dargestellt. Falls es eine systematische Abweichung bei der Untergrundbeschreibung gibt, sollte sie hier auch zu erkennen sein. Da sowohl die Untergrundbeschreibung als auch die Simulation der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  sehr gut mit den echten Daten übereinstimmen, liegt offensichtlich kein größerer systematischer Fehler vor.

Durch die in diesem Kapitel beschriebene erfolgreiche Untergrundbeschreibung ergibt sich für alle Spektren ein untergrundfreies  $\eta$ -Signal, das dann ausgezählt werden kann. Mit Hilfe dieser  $\eta$ -Signale können in Kapitel 4.9 die präzisen differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  berechnet werden.

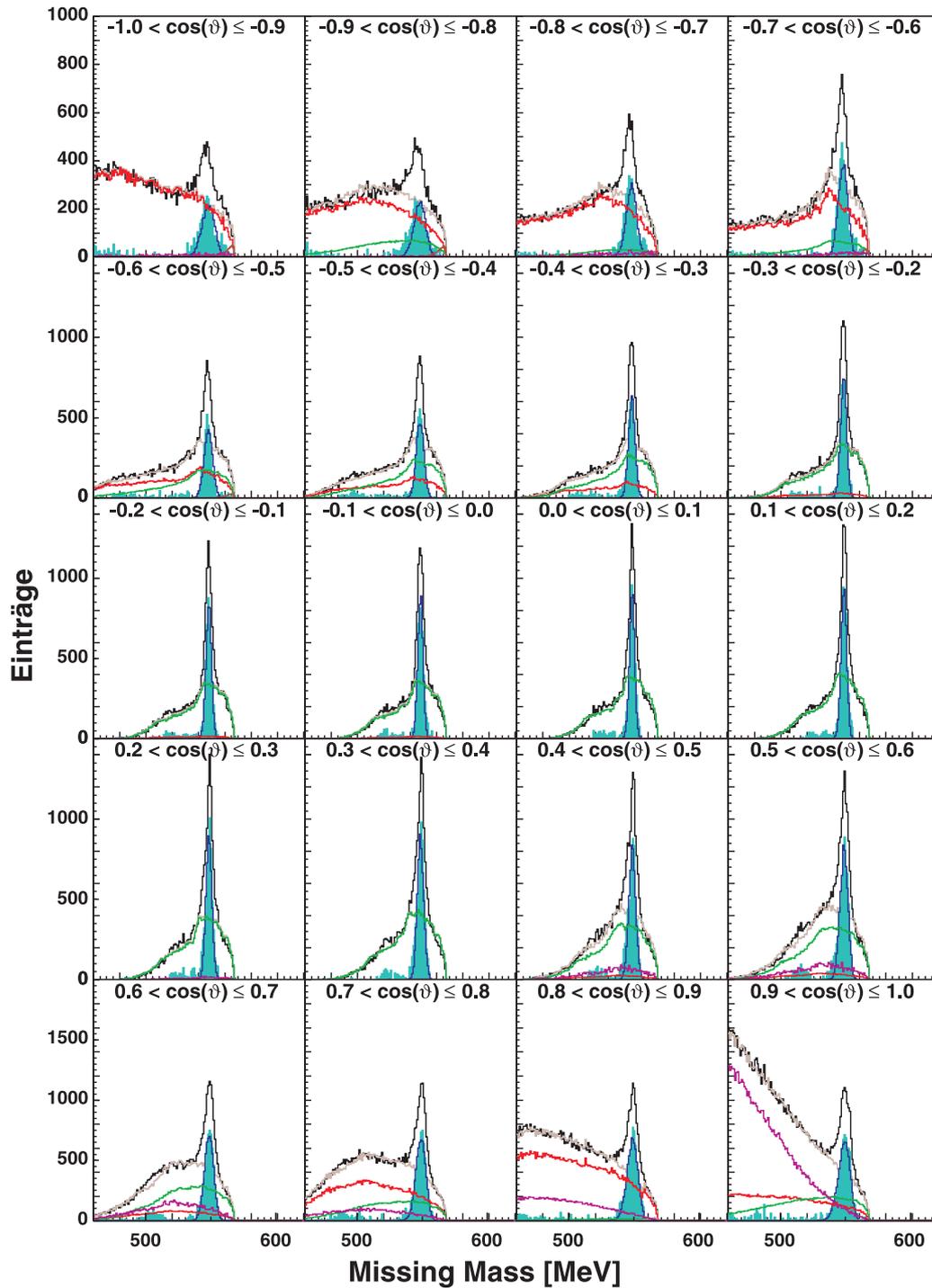


Abbildung 4.10: Fit an die Missing Mass Spektren mit Hilfe von Simulationen bei 20 MeV Überschussenergie und zusätzlichem Cut auf den  $\varphi$ -Winkel. Die Farbkodierung ist dieselbe wie in Abbildung 4.5.

4 Analyse der gemessenen Daten zur Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$

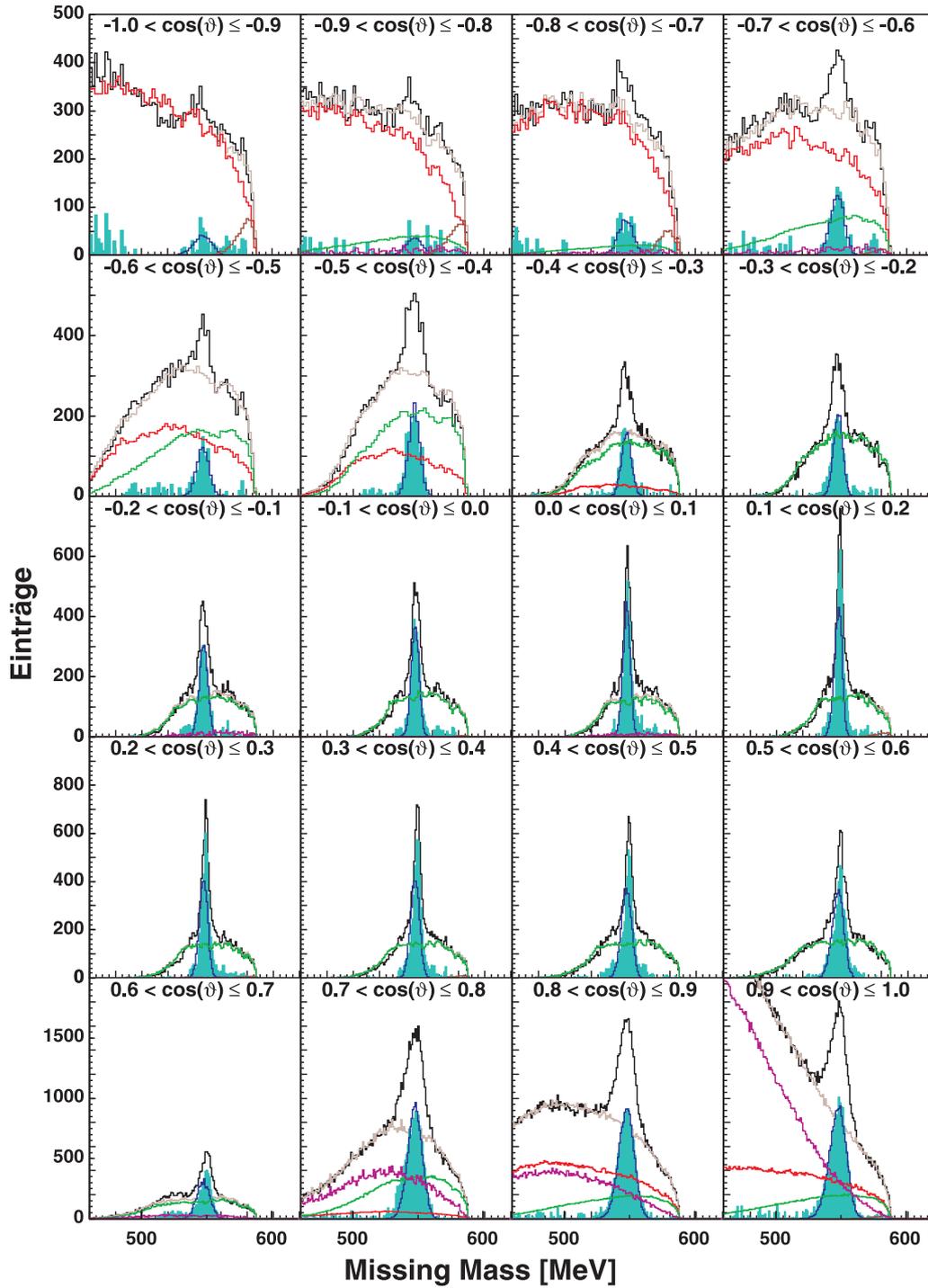


Abbildung 4.11: Fit an die Missing Mass Spektren mit Hilfe von Simulationen bei 40 MeV Überschussenergie und zusätzlichem Cut auf den  $\varphi$ -Winkel. Die Farbkodierung ist dieselbe wie in Abbildung 4.5.

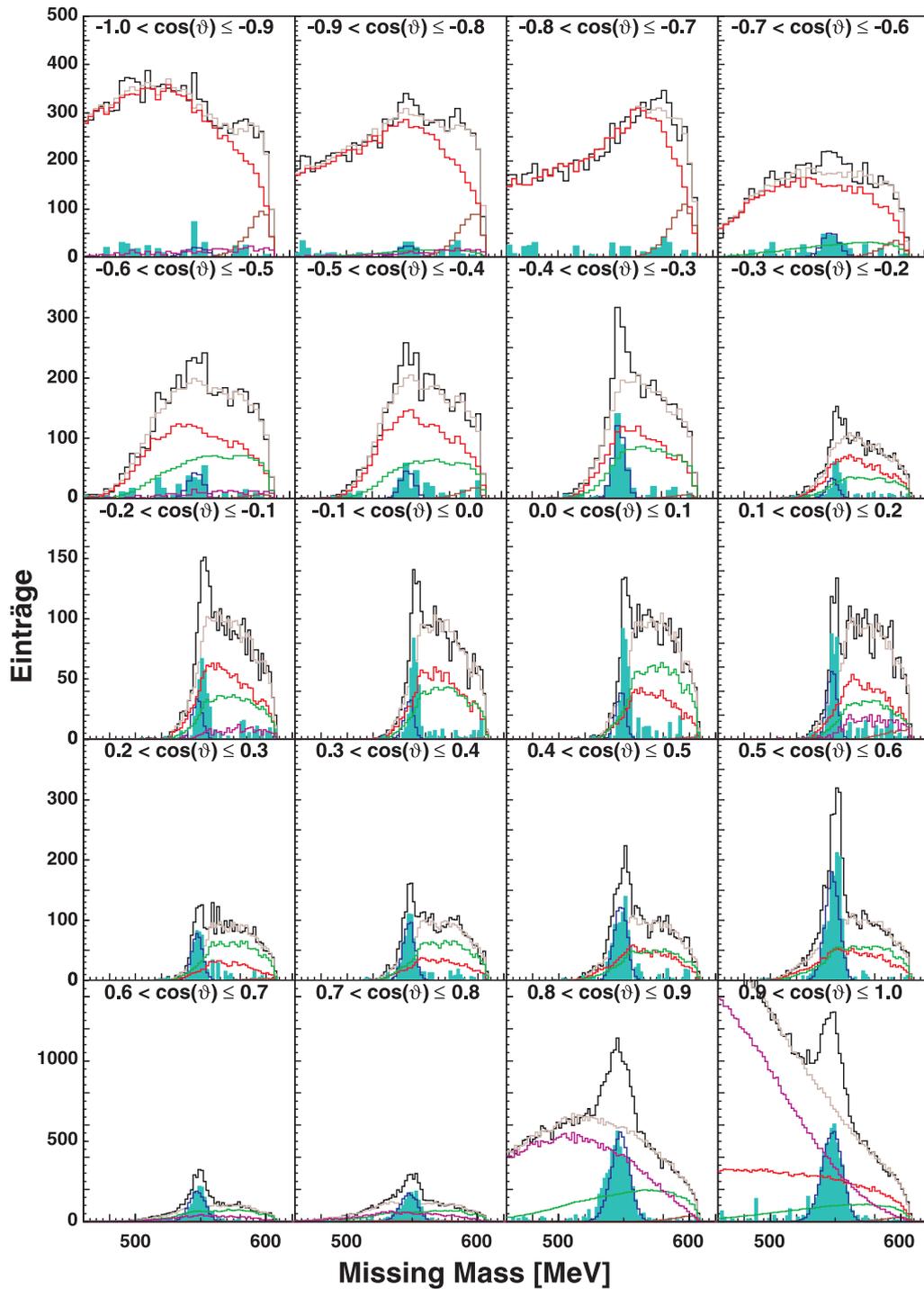


Abbildung 4.12: Fit an die Missing Mass Spektren mit Hilfe von Simulationen bei 60 MeV Überschussenergie und zusätzlichem Cut auf den  $\varphi$ -Winkel. Die Farbkodierung ist dieselbe wie in Abbildung 4.5.

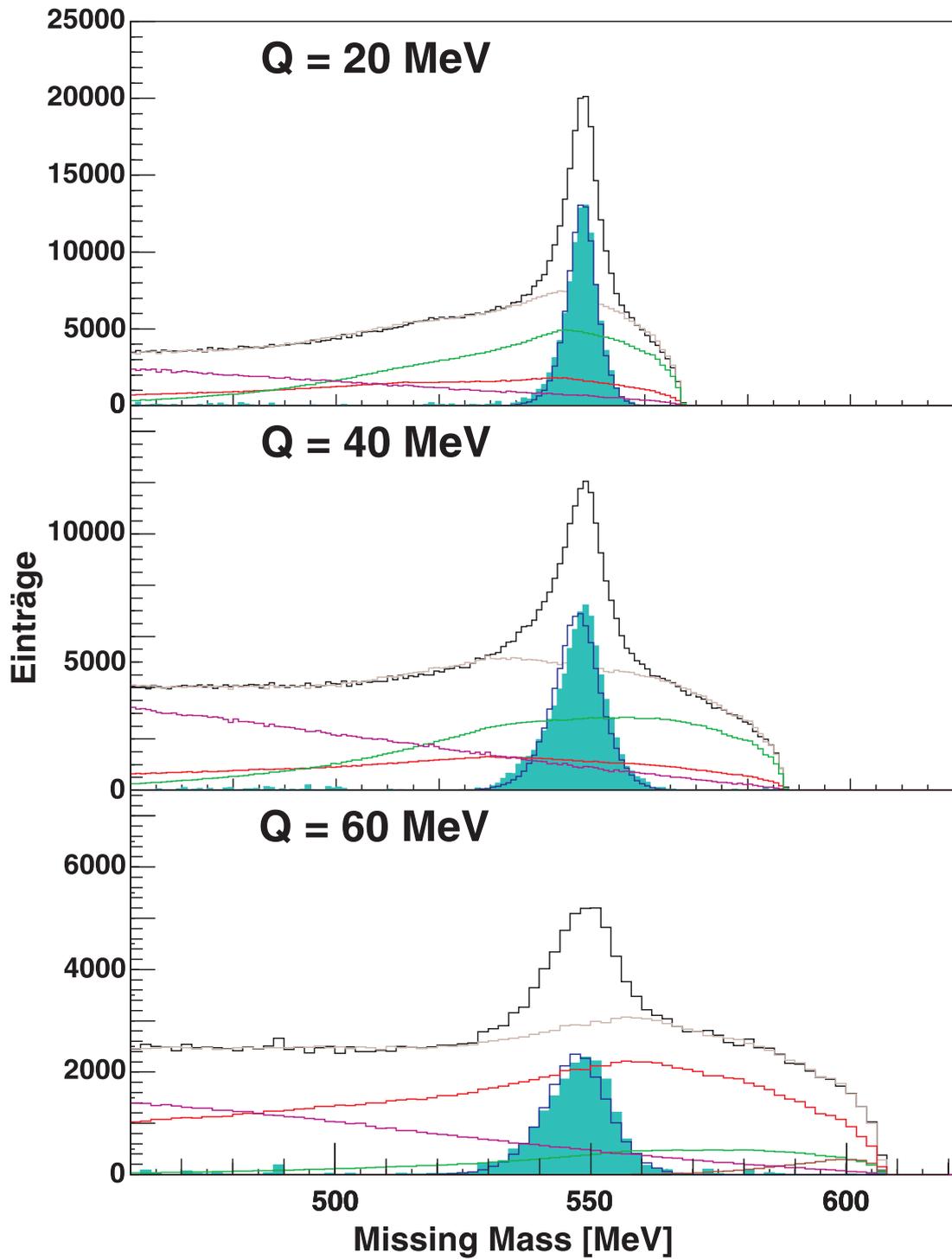


Abbildung 4.13: Darstellung der Addition aller Missing Mass Spektren der einzelnen  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle für alle drei Überschussenergien. Die Farbkodierung ist dieselbe wie in Abbildung 4.5.

## 4.5 Präzise Kalibration des Detektorsystems

Am Ende von Kapitel 4.1 wurde erläutert, dass die Präzision der Impulsrekonstruktion stark von einer genauen Kalibration des Detektorsystems abhängt. Diese präzise Kalibration wurde bei allen bisher beschriebenen Analyseschritten verwendet, aber es wurde noch nicht erklärt, wie sie durchgeführt wurde. Der Grund dafür besteht darin, dass die Kalibration iterativ erfolgt und die bisher erläuterten Analyseschritte dabei mitbenutzt werden. Bei der endgültigen Kalibration wird ausgenutzt, dass der rekonstruierte Schwerpunktsimpuls der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  unabhängig vom Streuwinkel  $\theta$  und vom Azimutalwinkel  $\varphi$  konstant sein muss.

Um eine erste Analyse der Messdaten durchzuführen, muss schon eine grobe Kalibration der Ortsposition der Detektoren vorhanden sein. Diese anfängliche Kalibration basiert auf der Vermessung des Detektionssystems im Anschluss an die Strahlzeit und der daraus erstellten Parameterdatei für die Detektoreinstellungen. Hiermit lässt sich dann unter Voraussetzung eines bekannten Magnetfeldes eine Spur- und Impulsrekonstruktion der zu untersuchenden Daten durchführen. Die Genauigkeit mit der eine Vermessung und damit eine Kalibration durchgeführt werden kann, reicht aber noch nicht für eine ausreichend präzise Impulsrekonstruktion, da diese sehr stark von den Kammerpositionen abhängt.

Da die Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  eine Zwei-Teilchen-Reaktion ist, müssen die Ejektile im Schwerpunktsystem einen entgegengesetzt gleich großen Impuls besitzen. Der Betrag dieses Endzustandsimpulses  $p_f$  ist außerdem aufgrund der Energieerhaltung durch den Strahlimpuls festgelegt. Das heißt die durch die Analyse rekonstruierten Schwerpunktsimpulse müssten bei einer perfekten Kalibrierung für alle Winkel  $\theta$  und  $\varphi$  konstant sein. Ist dies nicht der Fall, so muss mit Hilfe von Kalibrationsvariablen nachjustiert werden, um die Abweichungen auszugleichen.

Wie in Kapitel 4.1 erläutert, hängt die Impulsrekonstruktion am stärksten von den Kammerpositionen ab. Dies wirkt sich besonders auf die Anteile der Impulse in der  $xz$ -Ebene aus, die senkrecht zum Magnetfeld des D2-Spektrometers steht, da hier schon kleine Abweichungen bei den Kammerpositionen zu großen Änderungen bei der rekonstruierten Spur und damit dem Impuls führen. Der Anteil in  $y$ -Richtung sollte hingegen nicht vom Magnetfeld beeinflusst werden, daher wirken sich Abweichungen deutlich schwächer auf diesen Anteil des Impulses aus. Das Koordinatensystem des Anke-Experiments ist in Kapitel 2.2 beschrieben. Daher bieten sich folgende Parameter als Kalibrationsvariablen an:

1. Eine Verschiebung des gesamten Kammerystems in  $x$ -Richtung relativ zum Wechselwirkungspunkt.
2. Eine relative Verschiebung der zweiten Drahtkammer zur ersten in  $x$ -Richtung.

Um die Auswirkung der Kalibrationsvariablen auf die Qualität der Kalibration zu überprüfen, werden die Eigenschaften der Kinematik einer Zwei-Teilchen-Reaktion verwendet. Da der rekonstruierte Schwerpunktsimpuls unabhängig vom

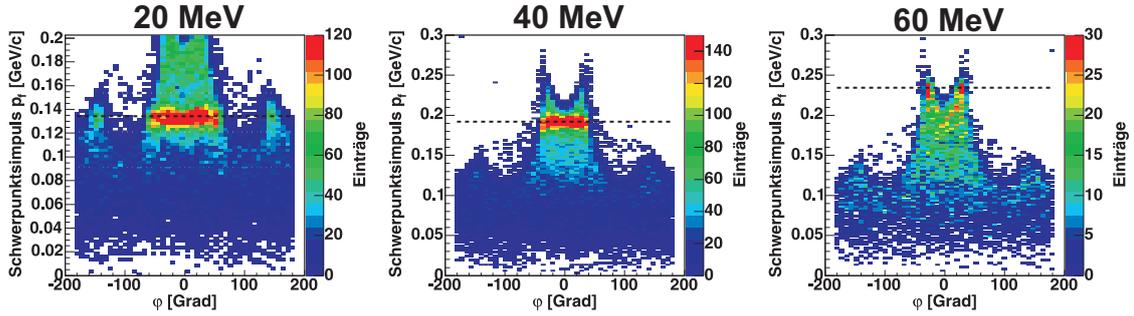


Abbildung 4.14: Darstellung der Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit vom Schwerpunktsimpuls und vom Azimutalwinkel  $\varphi$  für den Winkelbereich  $-0,2 < \cos(\theta^{\text{CMS}}) < 0,2$  bei den drei gemessenen Überschussenergien.

Winkel konstant sein muss, sollte bei einer Darstellung des Schwerpunktsimpuls in Abhängigkeit von  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$  oder  $\varphi$  eine Horizontale bei dem zur Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  gehörenden Impuls erkennbar sein. Sollten Abweichungen vorliegen, so werden die Kalibrationsvariablen variiert, bis eine möglichst perfekte Kalibration erreicht wird.

In der Abbildung 4.14 ist im linken Spektrum der Schwerpunktsimpuls in Abhängigkeit vom Azimutalwinkel  $\varphi$  im  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Bereich zwischen  $-0,2$  und  $0,2$  bei einer Überschussenergie von 20 MeV dargestellt. Eine Abweichung des Impulses von der Horizontalen ließe sich hier relativ leicht erkennen. Da wie im Kapitel 4.4.3 erläutert die  $\varphi$ -Winkelakzeptanz mit zunehmender Überschussenergie abnimmt, sind im mittleren und rechten Spektrum für immer kleinere Bereiche Einträge vorhanden. Daher sind hier mögliche Abweichungen deutlich schwerer zu erkennen.

Die Spektren des Schwerpunktsimpulses in Abhängigkeit von  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$  für die drei Energien sind in Abbildung 4.15 dargestellt. Durch die Verteilung des Untergrunds in diesem Spektrum und der immer deutlicheren Asymmetrie der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  sind Abweichungen in dieser Darstellung nicht genau genug erkennbar für eine präzise Kalibration.

Daher wird stattdessen die Schwerpunktsimpulsverteilung für einzelne  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle betrachtet. Die gleiche, wie in Kapitel 4.4.2 beschriebene Methode zur Beschreibung des physikalischen Untergrunds, wird für diese Verteilungen verwendet. Das dann übrigbleibende Signal der  $\eta$ -Mesonen wird mit einer Gaußschen Normalverteilung angefitet. In Abbildung 4.16 sind die sich ergebenden Mittelwerte mit ihren Unsicherheiten gegen den Streuwinkel  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$  für echte Daten und Simulationen aufgetragen. Außerdem wurde bei jedem Spektrum ein linearer Fit angewendet. Wenn keine systematische Verschiebung des Longitudinalimpulses vorliegt, sollte dieser Fit bei einer gelungenen Kalibration eine horizontale Linie ergeben. In den Spektren ist zu erkennen, dass die Mittelwerte des Schwerpunktsimpulses im Bereich von  $|\cos(\theta^{\text{CMS}})| \approx 1$  größer sind als im Bereich von  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) \approx 0$ . Dies

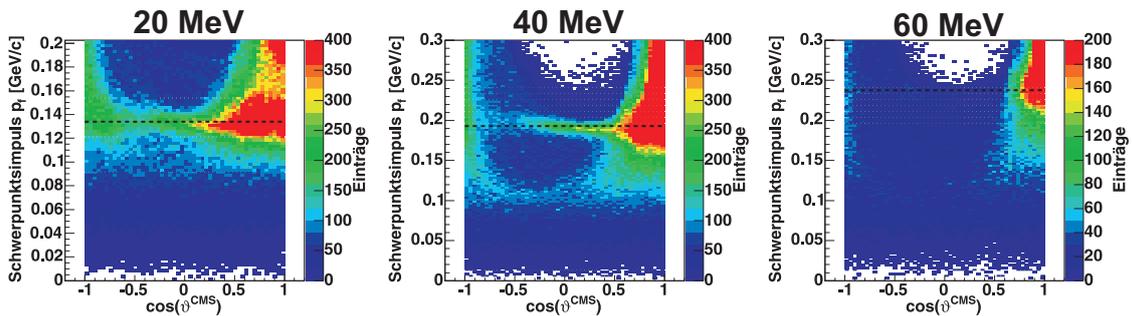


Abbildung 4.15: Darstellung der Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit vom Schwerpunktsimpuls und von  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$  bei den drei untersuchten Überschussenergien.

hat seine Ursachen in der unterschiedlichen Auflösung bei der Rekonstruktion vom Transversal- und Longitudinalimpuls und ergibt sich auch bei einer perfekten Kalibration.

Die Kalibration liefert für alle drei untersuchten Energien die gleichen Werte für die Kalibrationsvariablen. Dies war zu erwarten, da zwischen den Messungen der festen Energien keine Änderungen an den Detektoreinstellungen vorgenommen wurden und außerdem die Strahl- und Targetpositionen gleich blieben.

Die gleichen Detektoreinstellungen wurden auch für die schwellennahe Messung in der kontinuierlichen Rampe im ersten Teil der Strahlzeit verwendet. Zwischen der Messung in der Rampe und der Messung bei festen Energien ist nur die Position des Beschleunigerstrahls um 5 mm verschoben worden. Das geschah, um einen besseren Überlapp zwischen Beschleunigerstrahl und Target zu erzielen. Bis auf diesen Unterschied beim Strahltargetüberlapp stimmen die Werte für die Kalibrationsparameter der Daten aus der kontinuierlichen Rampe und der Daten bei festen Energien überein. Das heißt, dass es keine systematische Unsicherheit zwischen den beiden Datensätzen durch Unterschiede in der Kalibration gibt.

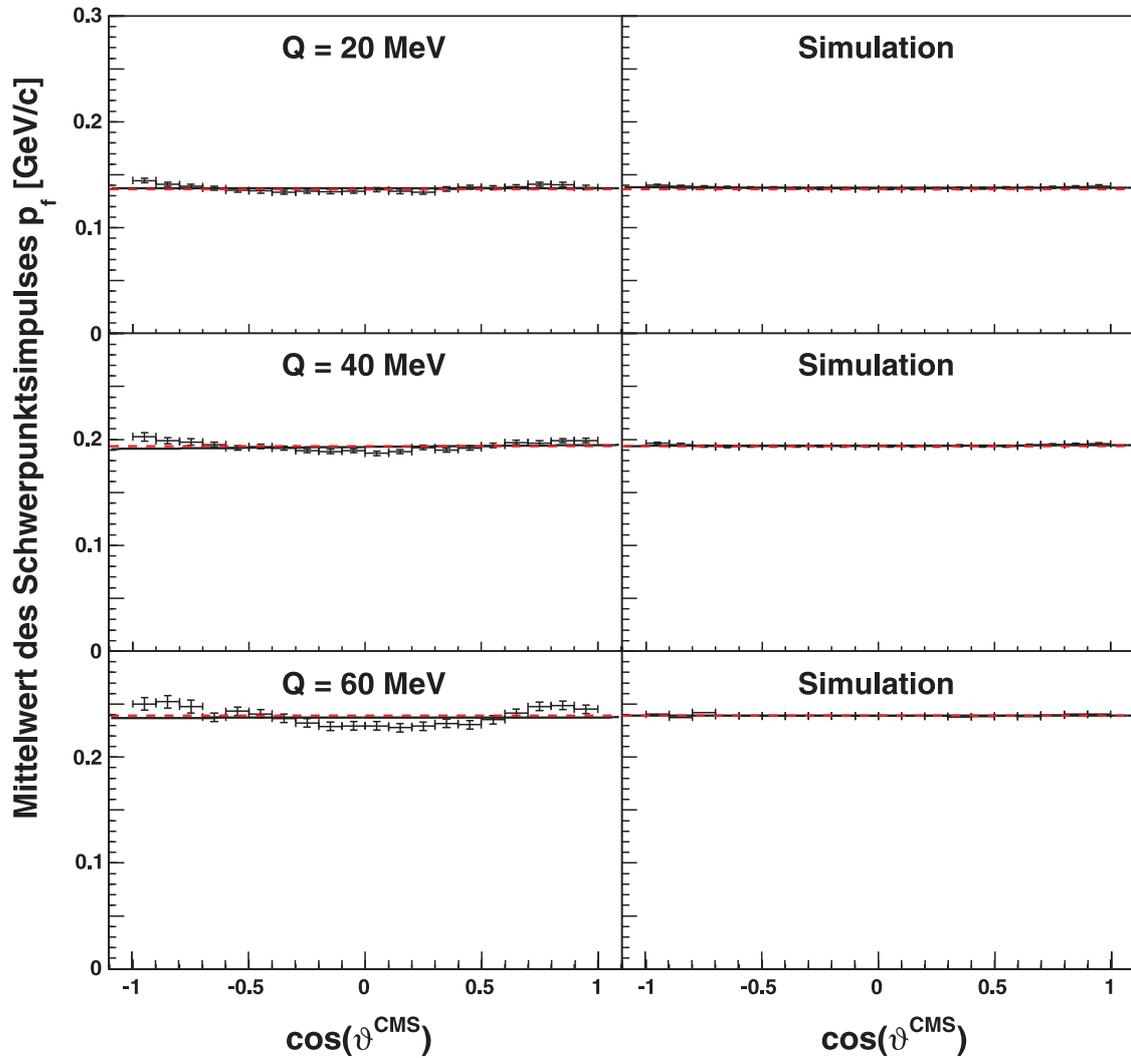


Abbildung 4.16: Mittelwert des  ${}^3\text{He}$ -Schwerpunktsimpulses für das  $\eta$ -Signal in Abhängigkeit von  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$  für echte Daten und Simulationen bei den drei untersuchten Überschussenergien. Die schwarzen Linien stellen Fits mit einer linearen Funktion an die jeweilige Verteilung dar. Die roten gestrichelten Linien entsprechen den bei der jeweiligen Strahlenergie zu erwartenden Schwerpunktsimpulsen.

## 4.6 Luminositätsbestimmung mit Hilfe der dp-elastischen Streuung

Damit aus der Zahl der gemessenen Ereignisse der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  der zugehörige Wirkungsquerschnitt bestimmt werden kann, muss die integrierte Luminosität berechnet werden. Die Luminosität  $L$  wird über den Quotienten aus der Ereignisrate  $\Delta N/\Delta t$  und dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  einer bestimmten Reaktion definiert:

$$L = \frac{\Delta N/\Delta t}{\sigma} \quad (4.3)$$

Aus den jeweiligen Eigenschaften von Beschleunigerstrahl und Target ergibt sich die Luminosität einer bestimmten Messung. Erhöht sich zum Beispiel die Dichte des Targets, erhöht sich auch die Zahl der Ereignisse einer Reaktion pro Zeitintervall. Die Luminosität ist dabei unabhängig von der untersuchten Reaktion.

Die Luminosität lässt sich nicht sehr genau aus den bekannten Werten zum Teilchenstrahl und zum Clusterjet-Target bestimmen. Zeitliche Schwankungen der Targetdichte und der nicht exakt bekannte Überlapp zwischen Target und Teilchenstrahl machen eine exakte Bestimmung kaum möglich. Es gibt jedoch auch die Möglichkeit die Luminosität über eine Referenzreaktion zu bestimmen, für die Wirkungsquerschnitte bekannt sind. Bei dieser Analyse wird die dp-elastische Streuung als Referenzreaktion verwendet. Für diese Reaktion gibt es eine Vielzahl an Datensätzen zum Wirkungsquerschnitt.

Um dann die Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  bestimmen zu können, wird die über die Messzeit integrierte Luminosität benötigt:

$$L_{\text{int}} = \int_{t_{\text{Messzeit}}} L(t) dt \quad (4.4)$$

Die Bestimmung der integrierten Luminosität aus der Analyse der dp-elastischen Streuung ist ein Hauptbestandteil der Diplomarbeit von Michael Papenbrock und dort ausführlich beschrieben [Pap08]. Im folgenden gibt es eine kurze Zusammenfassung der Analyse.

### 4.6.1 Analyse der dp-elastischen Streuung

Zum Nachweis der dp-elastischen Streuung wird wie bei der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  das Vorwärtsdetektorsystem verwendet. In diesem Fall handelt es sich um die gestreute Deuteronen und nicht um  ${}^3\text{He}$ -Kerne, die nachgewiesen werden. Der Energieverlust der Deuteronen ist deutlich geringer und sie können daher nicht mit dem Haupttrigger T1 der Strahlzeit aufgenommen werden. Hierfür wurde stattdessen der Trigger T2 verwendet, der nur einen Treffer in der ersten oder zweiten Lage

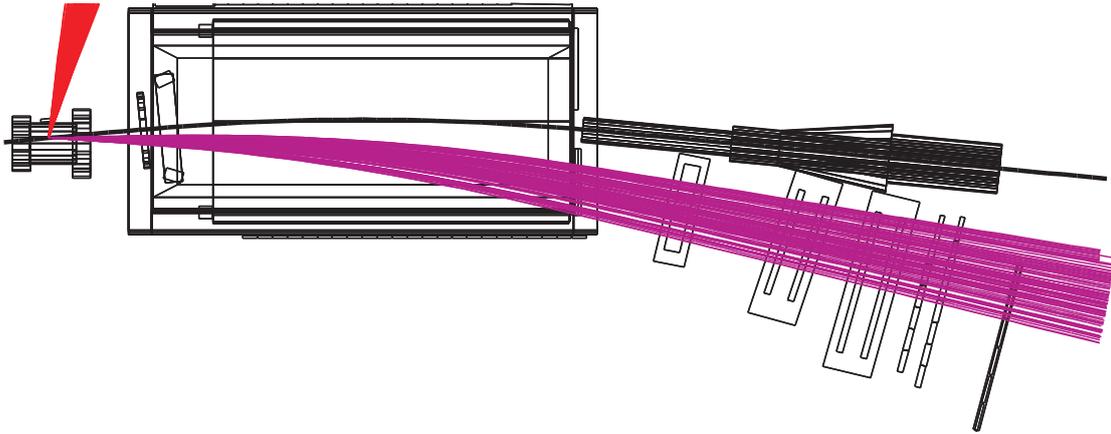


Abbildung 4.17: Simulation der dp-elastischen Streuung an ANKE im Bereich der Produktionsschwelle der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ . Die Teilchen Spuren der Protonen sind in rot und die der Deuteronen in magenta dargestellt. In der Abbildung wurden nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen die Spuren der Deuteronen im Akzeptanzbereich des Vorwärtssystems liegen.

des Szintillatorrhodoskops fordert und 999fach untersetzt ist. Selbst mit dieser hohen Untersetzung ist aufgrund des hohen Wirkungsquerschnitts der dp-elastischen Streuung die Datenmenge ausreichend für die Luminositätsbestimmung.

In Abbildung 4.17 ist eine Simulation der dp-elastischen Streuung an ANKE dargestellt. Man kann erkennen, dass die in der Akzeptanz liegenden Deuteronen durch ihren sehr großen Impuls nur geringfügig vom Magnetfeld abgelenkt werden und ihre Spur nahe am Strahlrohr entlangläuft. Aufgrund der sehr großen Impulsellipse der Reaktion ist der Akzeptanzbereich der Deuteronen deutlich eingeschränkt und liegt zwischen Streuwinkeln von  $4,5^\circ$  und  $10,5^\circ$  im Laborsystem. Im mittleren und rechten Bild von Abbildung 4.18 ist dies deutlich zu erkennen. Der Impuls der Deuteronen ist deshalb so groß, da bei der elastischen Streuung keine Masse erzeugt wird und die Schwerpunktsimpulse der Teilchen im Eingangs- und Ausgangszustand gleich groß sein müssen. Durch den geringen Impulsübertrag ist der Impuls der Deuteronen auch nach der Streuung im Bereich des Strahlimpulses. Aus keiner anderen möglichen Reaktion resultieren Ejektile mit solch großen Impulsen. Das führt zu einem nahezu untergrundfreien Signal im Impulsspektrum und einem klaren Peak bei der Masse des Protons im Missing Mass Spektrum der Deuteronen, wie es im linken Spektrum der Abbildung 4.18 zu erkennen ist.

#### 4.6.2 Referenzdatenbasis der dp-elastischen Streuung

Da nur ein kleiner Winkelbereich der elastischen Streuung im Akzeptanzbereich liegt, kann nicht der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  zur Luminositätsbestimmung ver-

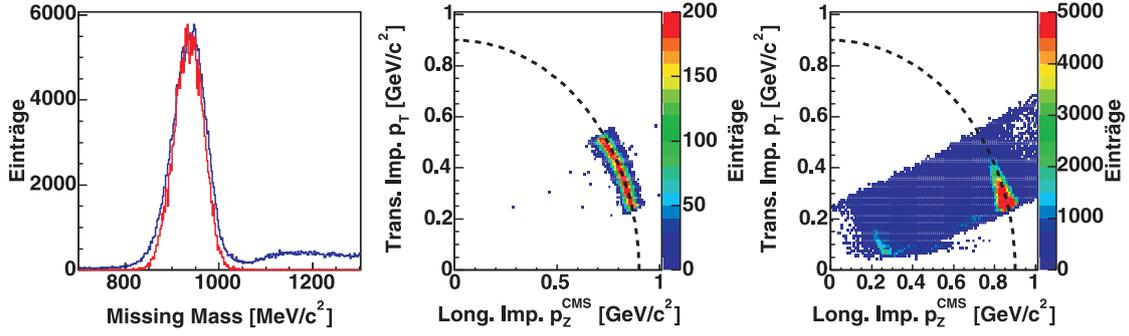


Abbildung 4.18: Missing Mass Verteilung der Deuteronen aus der dp-elastischen Streuung für gemessene (blau) und simulierte (rot) Daten bei einem Strahlimpuls von 3,223 GeV/c (linkes Bild). Das mittlere Bild zeigt die Impulsellipse im Schwerpunktsystem für die Simulation und das rechte Bild zeigt die Impulsellipse für die echten Daten.

wendet werden. Stattdessen benötigt man den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  für das gemessene Raumwinkelement  $\Omega$ . Messungen zur Winkelverteilung der dp-elastischen Streuung haben gezeigt, dass es günstiger ist, den differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des Impulsübertrags  $t$  und nicht des Streuwinkels darzustellen.

Der Impulsübertrag stellt den Impuls dar, der vom Strahldeuteron auf das Targetproton übertragen wird. Zwischen dem Impulsübertrag  $t$  und dem Streuwinkel  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$  besteht folgender Zusammenhang:

$$t = -2 \cdot p_f^2 \cdot (1 - \cos(\theta^{\text{CMS}})) \quad (4.5)$$

Dieser Zusammenhang kann in [EB94] nachgeschlagen werden, wo er ausführlich hergeleitet wird. In Abbildung 4.19 sind die vorhandenen Referenzdatensätze [D<sup>+</sup>68, Bos72, Win80, I<sup>+</sup>83, V<sup>+</sup>88, G<sup>+</sup>91] für die differentiellen Wirkungsquerschnitte der dp-elastischen Streuung in Abhängigkeit vom Impulsübertrag dargestellt. Es ist ein starker Abfall des Wirkungsquerschnitts mit steigendem Impulsübertrag zu erkennen. Ein Fit an diesen Verlauf mit folgender Parametrisierung ist zusammen mit den Unsicherheiten auch eingezeichnet:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}(t)\right)_{ref} = e^{a+b\cdot t+c\cdot t^2} \frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2} \quad (4.6)$$

Die Fitparameter und ihre Unsicherheiten wurden mit dem MINUIT-Paket im Root-Programmpaket bestimmt:

$$\begin{aligned} a &= (12.458 \pm 0.012) \\ b &= (-27.40 \pm 0.23) \cdot 1/(\text{GeV}/c)^2 \\ c &= (27.10 \pm 0.67) \cdot 1/(\text{GeV}/c)^4 \end{aligned}$$

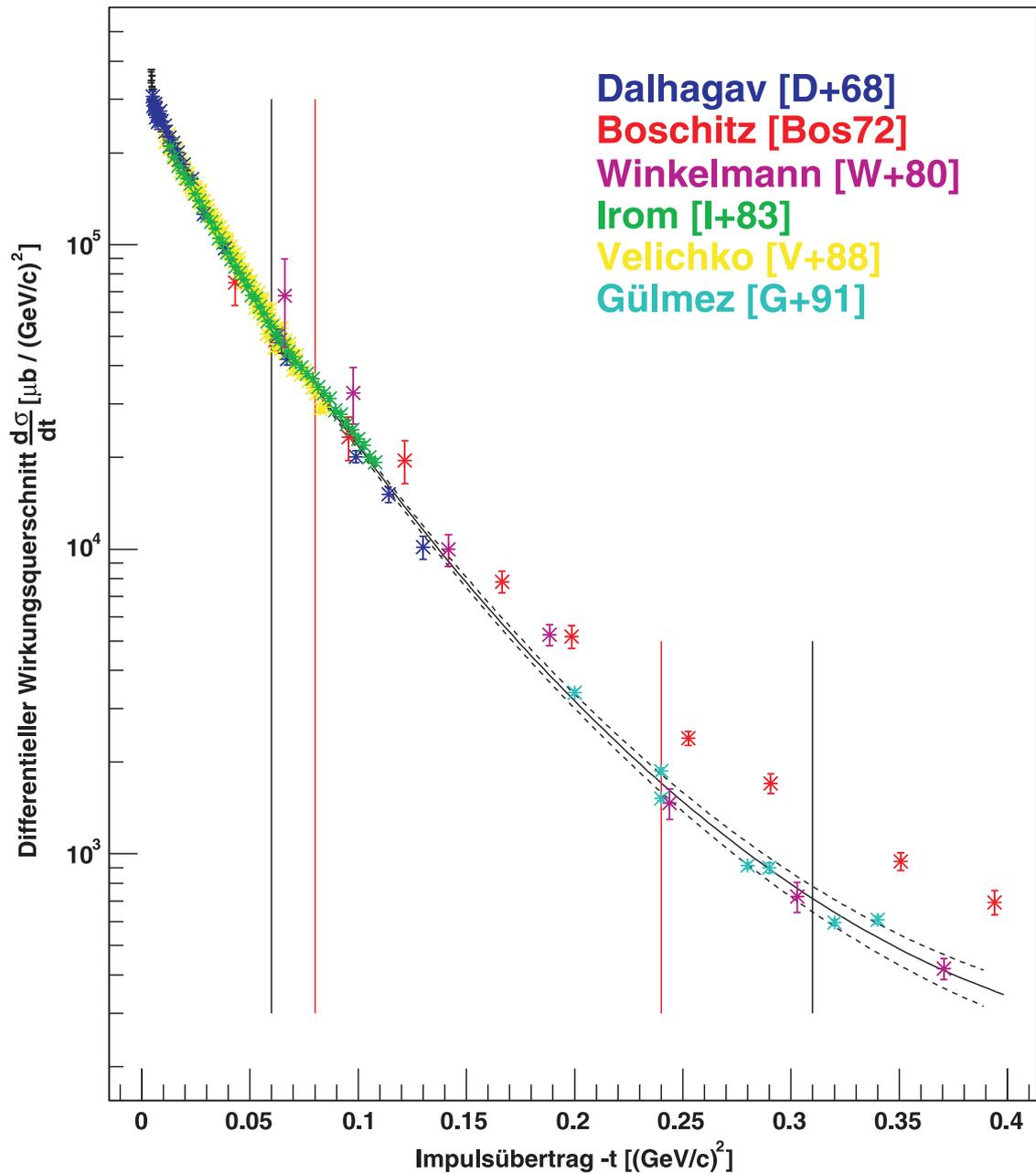


Abbildung 4.19: Darstellung der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Referenzdatensätze zur dp-elastischen Streuung [D<sup>+</sup>68, Bos72, Win80, I<sup>+</sup>83, V<sup>+</sup>88, G<sup>+</sup>91]. Die schwarze Kurve stellt den verwendeten Fit an die Daten und die schraffierten Kurven die zugehörigen Unsicherheiten dar. Der Impulsübertragsbereich, der innerhalb der Detektorakzeptanz von ANKE liegt, ist durch die senkrechten schwarzen Linien markiert. Die roten Linien zeigen den Bereich, der für die Luminositätsbestimmung verwendet wurde.

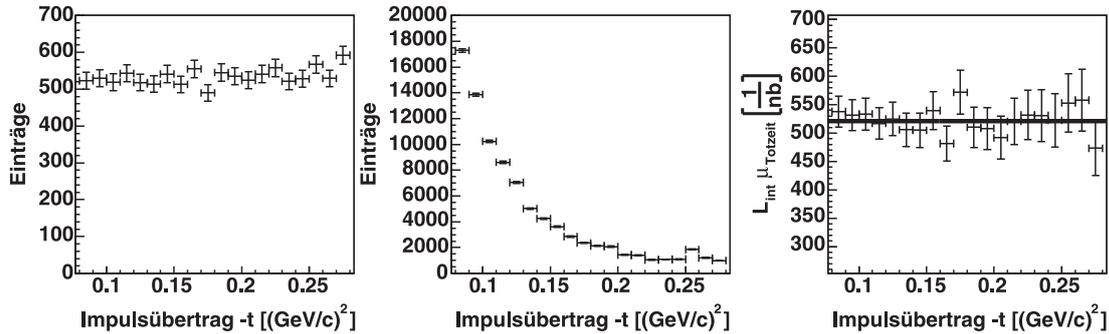


Abbildung 4.20: Die Anzahl der akzeptierten Ereignisse der  $dp$ -elastischen Streuung in Abhängigkeit vom Impulsübertrag für Phasenraum-Simulationen (linkes Bild) und für gemessene Daten (mittleres Bild). Das rechte Bild zeigt die zugehörige integrierte Luminosität ohne Totzeitkorrektur für die Intervallbreite des Impulsübertrags von  $0,01 \text{ (GeV/c)}^2$ . Die Abbildungen zeigen die Ergebnisse für einen Strahlimpuls von  $3,223 \text{ GeV/c}$ .

Die senkrechten Linien zeigen den Bereich der Akzeptanz von ANKE (schwarz) und den Bereich der für die Luminositätsbestimmung verwendet wurde (rot). Der Bereich von  $0,06 \text{ (GeV/c)}^2 \leq -t \leq 0,32 \text{ (GeV/c)}^2$  wurde aufgrund von zu großen systematischen Unsicherheiten bei der Akzeptanzbestimmung nicht verwendet. Im verwendeten Bereich fällt der Wirkungsquerschnitt stark ab. Daher ist die Genauigkeit der rekonstruierten Luminosität sehr empfindlich auf Unsicherheiten bei der Bestimmung des Impulsübertrags. Aufgrund einer systematischen Unsicherheit in der Streuwinkelbestimmung von  $0,1^\circ$  ergibt sich für den Impulsübertrag im Mittel eine systematische Abweichung von  $0,0175 \text{ (GeV/c)}^2$ . Dies führt dann bei der Bestimmung der Luminosität aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten zu einer systematischen Unsicherheit von 15%. Das muss als Unsicherheit bei der absoluten Normierung der Daten berücksichtigt werden.

### 4.6.3 Bestimmung der integrierten Luminosität

Für die Bestimmung der integrierten Luminosität werden für alle drei Strahlimpulse die Missing Mass Spektren für verschiedene Impulsübertragsbereiche aufgetragen und der Peak der  $dp$ -elastischen Streuung ausgezählt. Das wird sowohl für echte als auch simulierte Daten durchgeführt und die Ergebnisse werden anschließend gegen den Impulsübertrag aufgetragen. In Abbildung 4.20 sind die sich ergebenden Spektren für den Strahlimpuls von  $3,223 \text{ GeV/c}$  mit einer Intervallbreite des Impulsübertrags von  $0,01 \text{ (GeV/c)}^2$  dargestellt. Dann wird mit Hilfe der Parametrisierung der Referenzdaten der durchschnittliche differentielle Wirkungsquerschnitt für jedes Intervall des Impulsübertrags  $[t_1, t_2]$  bestimmt:

Strahlimpuls [GeV/c]	integrierte Luminosität [1/nb]
3,223	$531,8 \pm 5,7$
3,306	$531,2 \pm 5,7$
3,389	$167,3 \pm 2,1$

Tabelle 4.2: Die integrierte Luminosität für die drei Strahlimpulse ohne Korrektur auf die Totzeit. Zu der angegebenen statistischen Unsicherheit kommt noch eine systematischen Unsicherheit von 15% hinzu.

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}(t)\right)_{[t_1,t_2]} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{d\sigma}{dt}(t)\right)_{ref} dt \quad (4.7)$$

Die Effizienz des Detektorsystems wurde bereits bei der Analyse als reziprokes Gewicht für jedes Ereignis berücksichtigt. Die integrierte Luminosität jedes Intervalls lässt sich damit folgendermaßen berechnen:

$$L_{\text{int}}^{[t_1,t_2]} = \left( \frac{N_{\text{gen}}^{\text{total}}}{4p_f^2 \cdot \left(\frac{d\sigma}{dt}(t)\right)_{[t_1,t_2]}} \cdot \frac{N_{\text{ana}}^{[t_1,t_2]}}{N_{\text{sim}}^{[t_1,t_2]}} \right) \cdot \frac{1}{\mu_{\text{Totzeit}}} \quad (4.8)$$

Hierbei ist  $N_{\text{gen}}^{\text{total}}$  die Gesamtanzahl der für die Phasenraum-Simulation generierten Ereignisse.  $N_{\text{ana}}^{[t_1,t_2]}$  und  $N_{\text{sim}}^{[t_1,t_2]}$  sind Anzahl der gemessenen und simulierten Ereignisse, die im Intervall des Impulsübertrags  $[t_1, t_2]$  vom Detektorsystem registriert wurden. Der Schwerpunktsimpuls  $p_f$  der Deuteronen entspricht dem Radius der Impulsellipse.  $1/\mu_{\text{Totzeit}}$  ist der Totzeitfaktor, der im Abschnitt 4.7 näher erläutert und erst bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  berücksichtigt wird.

Die sich ergebenden Luminositäten für den Strahlimpuls von 3,223 GeV/c sind im rechten Bild von Abbildung 4.20 aufgetragen. Die Luminosität ist, wie zu erwarten, bis auf statistische Schwankungen für alle Intervalle des Impulsübertrags konstant. Durch einen horizontalen Fit kann dann die integrierte Luminosität für den entsprechenden Strahlimpuls rekonstruiert werden. Das wurde für alle drei Strahlimpulse durchgeführt und die sich ergebenden Werte für die Luminositäten sind in Tabelle 4.2 aufgelistet.

#### 4.6.4 Vergleich mit der Schottky-Methode

Eine weitere Möglichkeit, die integrierte Luminosität zu berechnen, stellt die Schottky-Methode dar. Hierbei wird der Energieverlust der Strahlteilchen bei der Durchquerung des Clusterjet-Targets bestimmt. Diese Energieverluste verändern das Spektrum der Umlauffrequenz des Beschleunigerstrahls. Durch Messung des Frequenzspektrums lässt sich mit einem Beschleunigerparameter und der Bethe-Bloch-Formel die Targetdichte berechnen. Bei gut bekannter Strahlintensität kann dann

Q [MeV]	Trigger	Eingegangene Ereignisse $N_{in}$	Gespeicherte Ereignisse $N_{out}$	Totzeitfaktor $\mu_{\text{Totzeit}, T_i}$
19,5	T1	$872 \cdot 10^6$	$256 \cdot 10^6$	0,293
	T2	$60 \cdot 10^6$	$18 \cdot 10^6$	0,305
	T1 & T2		$11 \cdot 10^4$	$\mu_{T2}/\mu_{T1} = 1,041$
39,4	T1	$1266 \cdot 10^6$	$317 \cdot 10^6$	0,251
	T2	$73 \cdot 10^6$	$19 \cdot 10^6$	0,260
	T1 & T2		$14 \cdot 10^4$	$\mu_{T2}/\mu_{T1} = 1,036$
59,4	T1	$249 \cdot 10^6$	$88 \cdot 10^6$	0,355
	T2	$16 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^6$	0,366
	T1 & T2		$4 \cdot 10^4$	$\mu_{T2}/\mu_{T1} = 1,031$

Tabelle 4.3: Werte der einzelnen Trigger und die sich daraus ergebenden Totzeitfaktoren für die drei Überschussenergien.

auch die Luminosität bestimmt werden. Eine genauere Beschreibung der Methode findet sich bei Zapfe et al. [Z<sup>+</sup>96] und H. J. Stein et al. [S<sup>+</sup>08].

Die Bestimmung der Luminosität mit dieser Methode wurde während der Strahlzeit von Irakli Keshelashvili bei der Überschussenergie von 20 MeV durchgeführt. Das Ergebnis stimmt sehr gut mit den Werten aus der dp-elastischen Streuung überein [Kes07]. Dies ist eine gute Bestätigung der Luminositätsbestimmung durch die elastische Streuung. Die berechnete Luminosität aus der Schottky-Methode besitzt jedoch eine größere Unsicherheit.

## 4.7 Totzeitfaktoren der verwendeten Trigger

Der Totzeitfaktor ist ein Wert, der von Begrenzungen in der Datenaufnahme abhängt. Das für die Strahlzeit von 2005 verwendete Datenaufnahmesystem von ANKE konnte zwischen 3000 und 4000 Ereignisse pro Sekunde speichern. Die Ereignisrate im Vorwärtssystem lag aber aufgrund des großen Wirkungsquerschnitts der Deuteronenaufbruchreaktion im Bereich von  $10^6$  pro Sekunde. Ohne einen Koinzidenztrigger und mit nur zwei Lagen, auf die nach Energieverlusten getriggert wird, ist eine Reduzierung dieser Rate um mehr als zwei Größenordnungen nicht möglich. Im Haupttrigger T1 lag daher die Ereignisrate bei bis zu 14000 Ereignissen pro Sekunde. Durch den um einen Faktor 999 untersetzten Trigger T2 kamen nochmal etwa 1000 Ereignisse pro Sekunde hinzu. Deshalb konnten während der Strahlzeit nicht alle Ereignisse vom Datenaufnahmesystem gespeichert werden. Der Totzeitfaktor  $\mu_{\text{Totzeit}, T_i}$  des jeweiligen Triggers entspricht dabei dem Verhältnis zwischen der Gesamtanzahl der eingegangenen und der gespeicherten Ereignisse des Triggers.

$$\mu_{\text{Totzeit}, T_i} = \frac{N_{out}}{N_{in}^{T_i} + N_{in}^{T1 \& T2}} \quad (4.9)$$

Ereignisse  $N_{in}^{T1 \& T2}$ , die beide Trigger auslösen, müssen bei der Berechnung der Totzeitfaktoren auch für beide Trigger gezählt werden. In der Tabelle 4.3 sind die Summen der eingegangenen und gespeicherten Ereignisse  $N_{in}$  und  $N_{out}$  der beiden Trigger und die sich daraus ergebenden Totzeitfaktoren für die drei Strahlimpulse aufgelistet. Die Normierung der Daten zur Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  wird durch die dp-elastische Streuung als Normierungsreaktion erreicht. Für die Analyse der Hauptreaktion wurden dabei nur die Daten aus dem Haupttrigger T1 und für die Normierungsreaktion nur die Daten aus dem Trigger T2 verwendet. Daher ist für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts nur das Verhältnis der Totzeitfaktoren  $\mu_{T2}/\mu_{T1}$  der beiden Trigger für die jeweilige Überschussenergie wichtig.

## 4.8 Bestimmung der Überschussenergie

Bei der Analyse der, in einer Rampe gemessenen, schwellennahen Daten der ANKE-Strahlzeit konnten die Überschussenergien der einzelnen Datenpunkte mit einer hohen Präzision bestimmt werden [Mer07]. Eine einfache Übertragung der dabei verwendeten Methode auf die Daten bei den festen Überschussenergien ist nicht möglich, da die Methode auf den Eigenschaften der kontinuierlichen Rampe und der großen Zahl an schwellennahen Datenpunkten beruht.

Eine andere Möglichkeit zur Bestimmung der Überschussenergie ist die Position des  $\eta$ -Peaks im Missing Mass Spektrum. Wenn der für die Analyse der Daten angenommene Strahlimpuls dem bei der Strahlzeit tatsächlich vorhandenen entspricht, sollte im Missing Mass Spektrum der Peak genau bei der  $\eta$ -Masse liegen. Zur Bestimmung der Peakposition wird der Mittelwert des im Kapitel 4.4 extrahierten untergrundfreien  $\eta$ -Signals mit Hilfe einer Gaußschen Normalverteilung berechnet. Durch eine Änderung des Strahlimpulses wird das gesamte Missing Mass Spektrum verschoben und damit auch die Position des  $\eta$ -Peaks. Bei der Analyse wird daher der Strahlimpuls solange angepasst, bis im Missing Mass Spektrum für den gesamten Winkelbereich der Mittelwert des Peaks der  $\eta$ -Masse entspricht. Mit dem entsprechenden Strahlimpuls kann danach die zugehörige Überschussenergie ausgerechnet werden.

Dies wurde für die Daten der drei Überschussenergien durchgeführt und anschließend wurden die Mittelwerte der  $\eta$ -Signale für die verschiedenen  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle bei echten Daten und Simulationen bestimmt. In Abbildung 4.21 sind die Ergebnisse für die Überschussenergie von etwa 20 MeV dargestellt. Sowohl echte als auch simulierte Daten zeigen ein ähnliches Verhalten aber einzelne Punkte unterscheiden sich dennoch um bis zu  $0,5 \text{ MeV}/c^2$ . Diese Differenzen steigen bei den höheren Überschussenergien noch weiter an. Auch bei der schwellennahen Messung wird mit steigender Überschussenergie eine Zunahme der Abweichungen zwischen den Werten aus den echten Daten und den Simulationen beobachtet.

Die Differenzen zwischen den Werten werfen die Frage auf, welche Größe für die Unsicherheit der Überschussenergie angegeben werden kann. Die Schwankungen bei

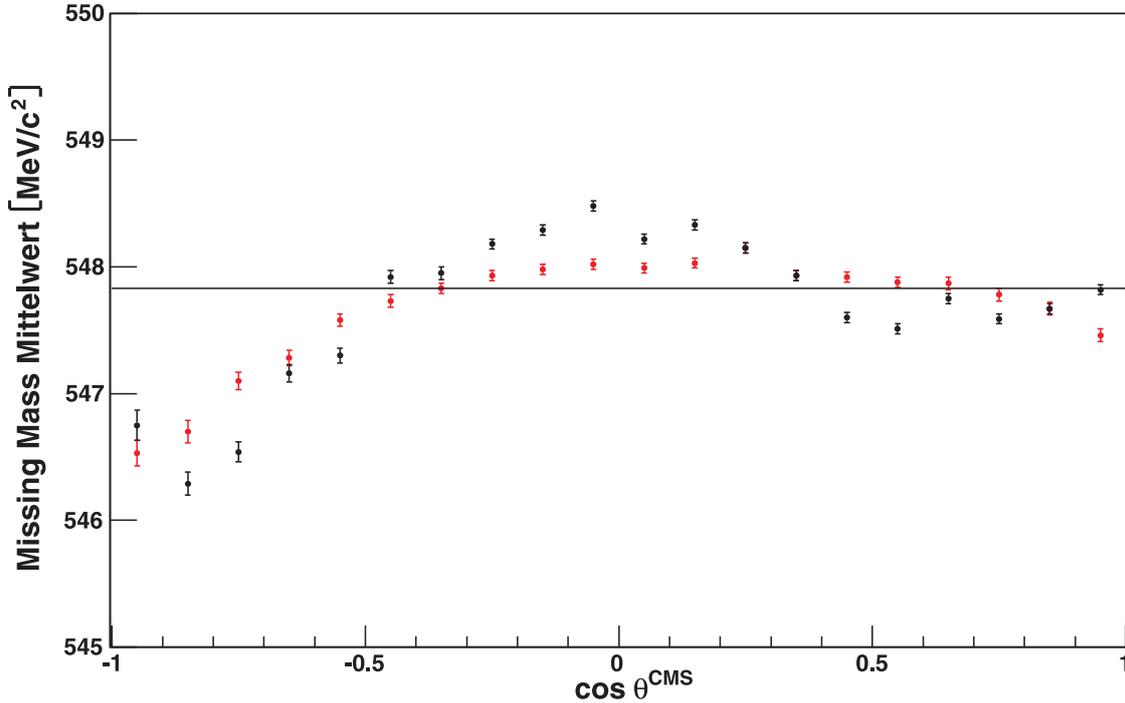


Abbildung 4.21: Darstellung der durch Fits mit Gaußverteilungen bestimmten Mittelwerte der  $\eta$ -Signale für die verschiedenen  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle bei einer Überschussenergie von etwa 20 MeV. Echte Daten sind in schwarz und simulierte in rot eingezeichnet. Die horizontale Linie stellt die aktuelle  $\eta$ -Masse von  $547,85 \text{ MeV}/c^2$  dar.

den Mittelwerten der einzelnen  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle sind deutlich größer als der Fehler des Mittelwerts beim Fit vom Gesamtpeak. Außerdem beträgt die Genauigkeit bei der Einstellung des Strahlimpulses beim COSY-Beschleuniger etwa 0,1%. Beim verwendeten Strahlimpuls im Bereich von etwa  $3,3 \text{ GeV}/c$  entspricht das einer Unsicherheit bei der Überschussenergie von ungefähr 0,8 MeV. Diese Unsicherheit ist entweder etwa gleich groß oder sogar kleiner als die Differenzen bei den Mittelwerten der  $\eta$ -Peaks. Aus diesem Grund kann daher auch direkt die Unsicherheit bei der Einstellung des Strahlimpulses als Unsicherheit der Überschussenergie genommen werden.

Wird die Unsicherheit des bei der Strahlzeit eingestellten Strahlimpulses verwendet, so muss auch die Überschussenergie aus diesem Wert berechnet werden. Da bei der Analyse der aktuelle Wert für die  $\eta$ -Masse verwendet wurde, ergeben sich die in der Tabelle 4.4 angegebenen Werte für die Überschussenergie und deren Unsicherheit. Aufgrund der recht konservativen Vorgehensweise sind die dadurch erhaltenen Werte für die Unsicherheiten deutlich größer als die der schwelennahen Daten. Aber die Genauigkeit bei der Kenntnis der Überschussenergie spielt für die Interpretation der Daten bei höheren Überschussenergien keine so entscheidende Rolle wie im

Strahlimpuls [GeV/c]	Überschussenergie [MeV]
$3,223 \pm 0,003$	$19,5 \pm 0,8$
$3,306 \pm 0,003$	$39,4 \pm 0,8$
$3,389 \pm 0,003$	$59,4 \pm 0,8$

Tabelle 4.4: Die Strahlimpulse und die zugehörigen Überschussenergien mit ihren Unsicherheiten.

schwelennahen Bereich. Es kann daher auf eine weitergehende Suche nach einer exakteren Bestimmung der Überschussenergie verzichtet werden.

## 4.9 Bestimmung der differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte

Eine der wichtigsten Größen für die Interpretation einer Reaktion ist deren Wirkungsquerschnitt. Dabei wird zwischen dem differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ , der die Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\theta$  darstellt, und dem totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{total}$ , der ein Integral über den gesamten Streuwinkelbereich darstellt, unterschieden. Zuerst soll der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  bestimmt werden und dies geschieht über die folgende Formel:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_i = \frac{1}{4\pi} \frac{N_{i,\eta}}{L_{int} \cdot N_{i,akz}/N_{i,gen}} \cdot \frac{\mu_{T2}}{\mu_{T1}} \quad (4.10)$$

Die einzelnen Bestandteile der Formel für die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts  $(d\sigma/d\Omega)_i$  im  $i$ -ten  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervall sind dabei die folgenden Werte, deren Bestimmung in den vorherigen Abschnitten erläutert wurde:

1.  $N_{i,\eta}$  ist die Anzahl der gemessenen Ereignisse der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ , die entsprechend dem Kapitel 4.4 mit Hilfe der Missing Mass Analyse ermittelt wurden.
2.  $L_{int}$  ist die integrierte Luminosität ohne Totzeitkorrektur, deren Bestimmung mit Hilfe der dp-elastischen Streuung im Kapitel 4.6 beschrieben wurde.
3. Der Quotient  $N_{i,akz}/N_{i,gen}$  stellt die Gesamtakzeptanz des Detektorsystems dar.  $N_{i,gen}$  ist hierbei die Anzahl der generierten Ereignisse einer Phasenraum-simulation der  $\eta$ -Produktion und  $N_{i,akz}$  die Anzahl der akzeptierten Ereignisse aus dieser Simulation. Die Simulation der  $\eta$ -Reaktion wurde im Kapitel 3.1 beschrieben.
4.  $\mu_{T2}/\mu_{T1}$  ist der Quotient aus den Totzeitfaktoren des Triggers T1 für die Hauptreaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  und des Triggers T2 für die dp-elastische Streuung als Normierungsreaktion. Die Bestimmung der Totzeitfaktoren ist im Kapitel 4.7 erläutert worden.

In der Abbildung 4.22 sind die Winkelverteilungen der sich ergebenden differentiellen Wirkungsquerschnitte mit den zugehörigen statistischen Fehlern dargestellt. Die Breite der einzelnen  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle beträgt jeweils 0,1 und ist durch die horizontalen Balken dargestellt. Nicht dargestellt ist die systematische Unsicherheit von 15% bei der absoluten Normierung, die auf der in Kapitel 4.6 geschilderten Luminositätsbestimmung beruht. Die genauen Zahlenwerte können in der Tabelle 6.1 im Anhang nachgelesen werden.

Um die totalen Wirkungsquerschnitte zu berechnen, wird die Summe der differentiellen Wirkungsquerschnitte gebildet, wobei die differentiellen Wirkungsquerschnitte jeweils mit dem von ihnen abgedeckten Raumwinkelbereich gewichtet werden:

$$\sigma_{total} = \sum_i 2\pi \cdot \Delta \cos\theta \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_i \quad (4.11)$$

Die sich daraus ergebenden totalen Wirkungsquerschnitte sind in der Tabelle 4.5 zusammen mit den zugehörigen Überschussenergien aufgelistet. Im nachfolgenden Kapitel 5 erfolgt die Interpretation der Ergebnisse für die differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte.

Überschussenergie $Q$ [MeV]	totaler Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tot}$ [nb]
$19,5 \pm 0,8$	$326,7 \pm 2,0$
$39,4 \pm 0,8$	$428,8 \pm 3,4$
$59,4 \pm 0,8$	$388,1 \pm 7,2$

Tabelle 4.5: Die totalen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{tot}$  der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  mit ihren statistischen Unsicherheiten für die drei untersuchten Überschussenergien  $Q$ . Zusätzlich zum statistischen Fehler liegt eine Unsicherheit von 15% aus der Luminositätsbestimmung vor.

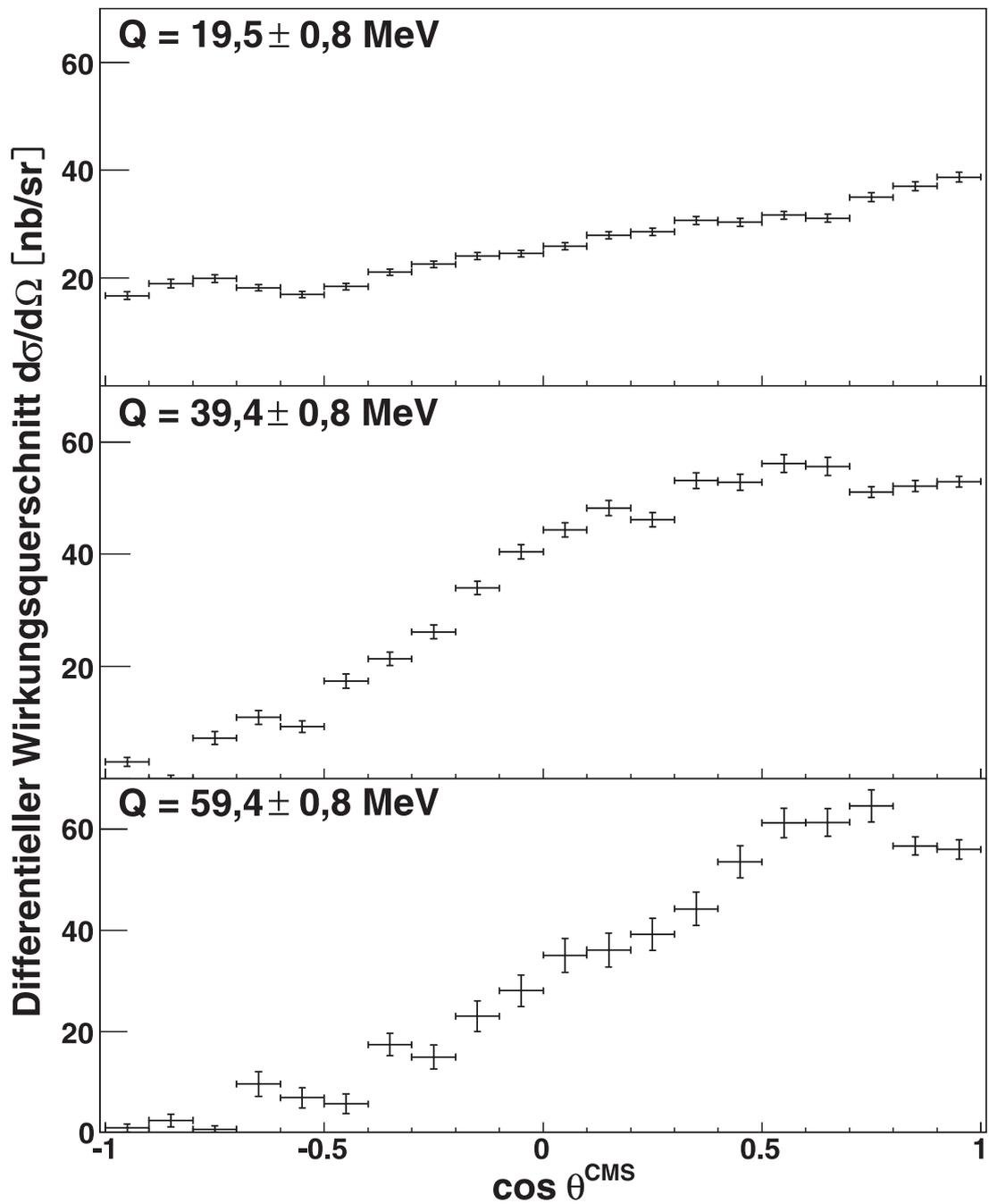


Abbildung 4.22: Darstellung der Winkelverteilungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit ihren statistischen Fehlern für die drei verschiedenen Überschussenergien.

# 5 Interpretation der Messergebnisse

Nachdem im vorherigen Kapitel die Analyse der am ANKE-Experiment gemessenen Daten beschrieben wurde, erfolgt in diesem Kapitel die Interpretation der differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte. Zum einen werden die Ergebnisse mit den Referenzdatensätzen aus Kapitel 1.2, Daten der  $\eta$ -Photoproduktion in der Reaktion  $\gamma+{}^3\text{He}\rightarrow{}^3\text{He}+\eta$  und dem Zwei-Stufen Modell verglichen. Zum anderen wird untersucht, welche Erkenntnisse zur möglichen Existenz eines  $\eta$ -mesischen Kerns mit den neuen Daten gewonnen werden können.

## 5.1 Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit Referenzdatensätzen

In Abbildung 5.1 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die drei gemessenen Überschussenergien zusammen mit den vorhandenen Datensätzen im jeweiligen Energiebereich aufgetragen [B<sup>+</sup>73, B<sup>+</sup>85, B<sup>+</sup>00a, B<sup>+</sup>02, A<sup>+</sup>07, R<sup>+</sup>09].

Es ist gut zu erkennen, dass in rückwärtiger Streurichtung, das heißt  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) < 0$ , die vorhandenen Messwerte innerhalb ihrer statistischen Fehler recht gut mit den neuen ANKE-Daten übereinstimmen. In Vorwärtsrichtung gibt es hingegen deutliche Diskrepanzen mit einigen der früheren Messungen. Sowohl die Werte der frühen Messungen am Saturne als auch die Werte von GEM liegen für  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) > 0$  deutlich über den ANKE-Werten. Auch die Ergebnisse vom COSY-11-Experiment aus dem Jahre 2006 sind bei 20 MeV in Vorwärtsrichtung etwas höher als die ANKE-Daten, während sie bei 40 MeV in diesem Bereich zu deutlich kleineren Werten hin abweichen. Da die Werte von Saturne, GEM und COSY-11 außerdem eine deutlich schwächere Winkelauflösung und Statistik im Vergleich zu den Werten von ANKE haben, werden sie für die weiteren Interpretationen nicht mehr berücksichtigt. Auch die Daten von SPES-IV werden im Weiteren vernachlässigt, da sie zwar gut mit den ANKE-Daten übereinstimmen, aber nur einen sehr kleinen Winkelbereich nahe bei  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) = -1$  abdecken.

Die größte Übereinstimmung besteht mit den Ergebnissen vom WASA/PROMICE Experiment. Da diese auch die höchste Präzision der bisher vorhandenen Datensätze haben, werden die ANKE-Daten im weiteren Verlauf nur noch mit diesen verglichen. In Abbildung 5.2 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte von ANKE und WASA/PROMICE für einen genaueren Vergleich noch einmal dargestellt. Da es noch keine Daten von WASA für 60 MeV Überschussenergie gibt, ist zu beachten, dass für den Vergleich mit den ANKE-Daten bei 59,4 MeV die WASA-Daten von 80 MeV

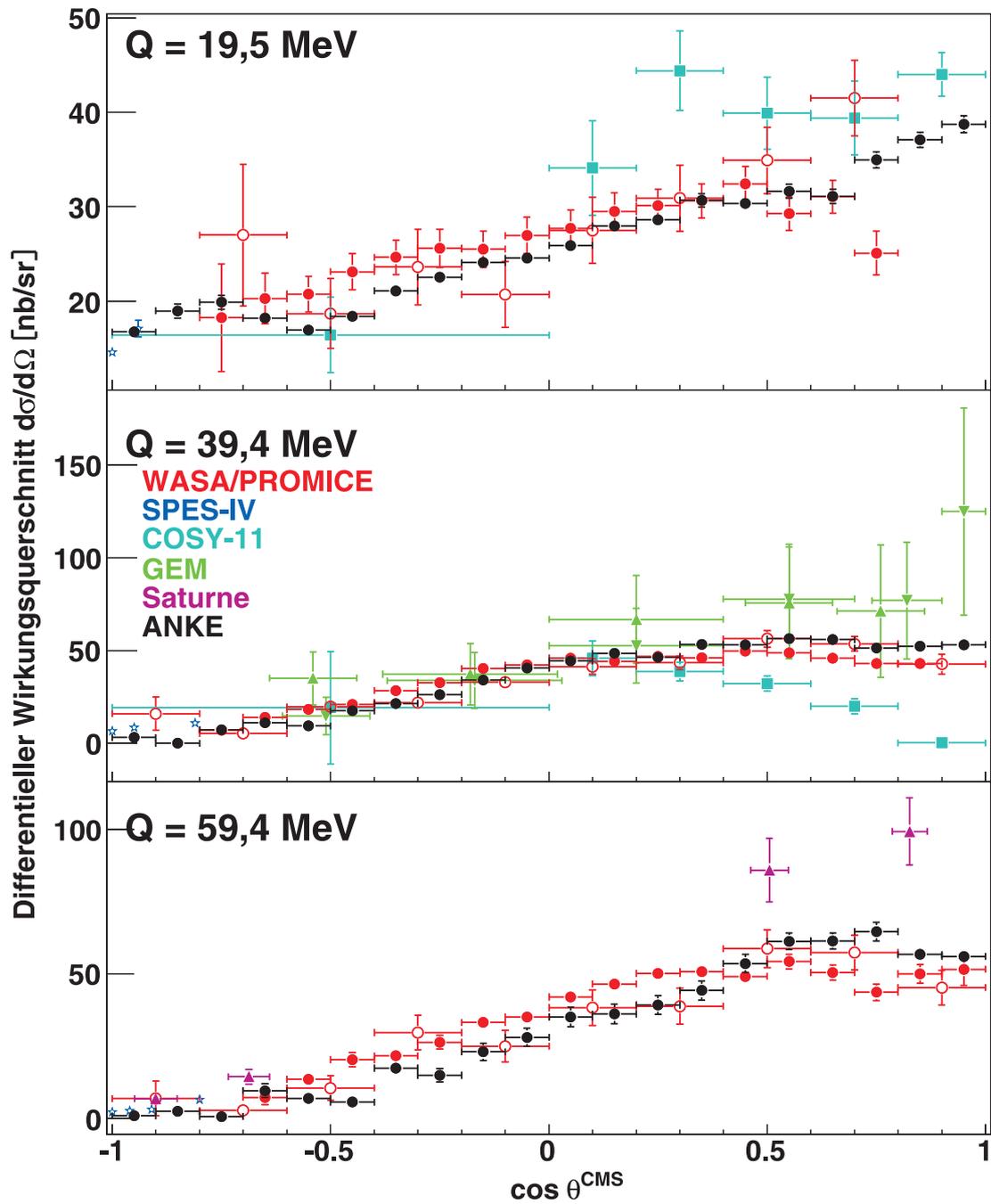


Abbildung 5.1: Vergleich der in dieser Analyse gewonnenen differentiellen Wirkungsquerschnitte mit allen vorhandenen Messwerten im Bereich der drei gemessenen Überschussenergien.

verwendet werden. Zusätzlich dargestellt sind die von Bilger et al. durchgeführten Polynomfits an die WASA-Daten und Polynomfits an die ANKE-Daten nach der folgenden Formel:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{n=0}^4 a_n (\cos \theta^{\text{CMS}})^n \quad (5.1)$$

Die sich aus den Fits an die ANKE-Daten ergebenden Fitparameter  $a_n$  der drei Polynome und der jeweilige  $\chi^2/n$ -Wert ( $n = \text{Anzahl der Freiheitsgrade}$ ) sind in der Tabelle 5.1 aufgeführt.

Bei 19,5 MeV Überschussenergie zeigen die differentiellen Wirkungsquerschnitte bei ANKE durchgehend einen fast linearen Anstieg. Die WASA-Ergebnisse stimmen bis auf den Wert bei  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) = 0,75$  sehr gut damit überein. Dieser einzelne nach unten abweichende Wert liegt außerdem in einem Bereich nahe der Akzeptanzgrenze von WASA für die Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ , wo die Akzeptanz des WASA-Detektors stark abnimmt. Daher könnten Schwierigkeiten bei der Akzeptanzkorrektur für den niedrigen Wert dieses Datenpunkts verantwortlich sein. Das ANKE-Experiment hat demgegenüber gerade in diesem Bereich eine fast vollständige Akzeptanz, so dass hier keine Ungenauigkeiten durch eine Akzeptanzkorrektur auftreten. Die neuen ANKE-Daten zeigen daher, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt für  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) > 0,5$  nicht wie aufgrund der WASA-Daten vermutet abfällt, sondern weiter linear ansteigt.

Durch die voneinander abweichenden Werte gibt es Unterschiede bei den Polynomfits und damit auch bei der Interpretation der Daten. Der Fit der WASA-Daten erforderte ein Polynom dritten Grades und deutete damit auf Beiträge von Partialwellen in der Streuamplitude über s- und p-Wellen hinaus hin. Für den Fit an die ANKE-Daten genügt jedoch ein quadratischer  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Term, so dass Beiträge von s- und p-Wellen für die Beschreibung des Verlaufs des differentiellen Wirkungsquerschnitts ausreichend sind. Das Verhalten des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei einer Überschussenergie von 19,5 MeV sieht damit sehr ähnlich aus, wie das Verhalten im oberen Bereich der schwelennahen ANKE-Daten bei 10 MeV. Auch hier ist bei den in Abbildung 5.3 dargestellten differentiellen Wirkungsquerschnitten ein linearer Anstieg zu erkennen, der durch s- und p-Partialwellen beschrieben werden kann.

Im Bereich von 40 MeV Überschussenergie gibt es dann für den differentiellen

Q [MeV]	$a_0$ [nb/sr]	$a_1$ [nb/sr]	$a_2$ [nb/sr]	$a_3$ [nb/sr]	$a_4$ [nb/sr]	$\chi^2/n$
19,5	$24,9 \pm 0,3$	$11,6 \pm 0,4$	$2,8 \pm 0,8$	–	–	2,5
39,4	$41,7 \pm 0,9$	$43,4 \pm 1,8$	$-36,7 \pm 4,6$	$-18,6 \pm 2,2$	$22,6 \pm 4,5$	1,9
59,4	$30,1 \pm 1,5$	$57,0 \pm 3,2$	$11,5 \pm 7,4$	$-31,7 \pm 4,5$	$-15,7 \pm 8,0$	1,4

Tabelle 5.1: Tabelle der Fitparameter  $a_n$  und der  $\chi^2$ -Werte aus den Polynomfits an die differentiellen Wirkungsquerschnitte.

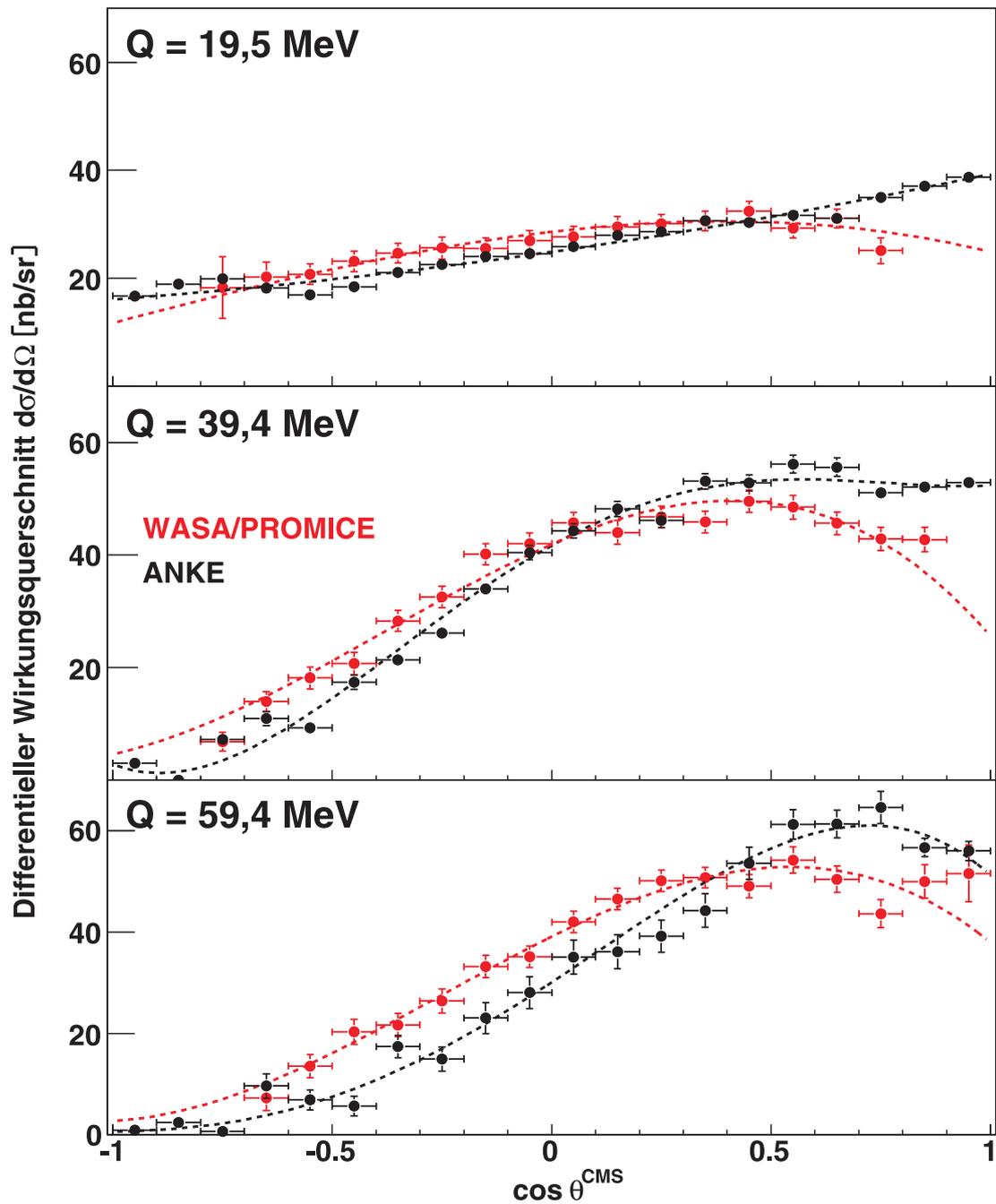


Abbildung 5.2: Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte von ANKE und WASA mit den zur jeweiligen Messung gehörenden Polynomfits. Bei 59,4 MeV Überschussenergie wurden die Messwerte von WASA bei 80 MeV zum Vergleich verwendet.

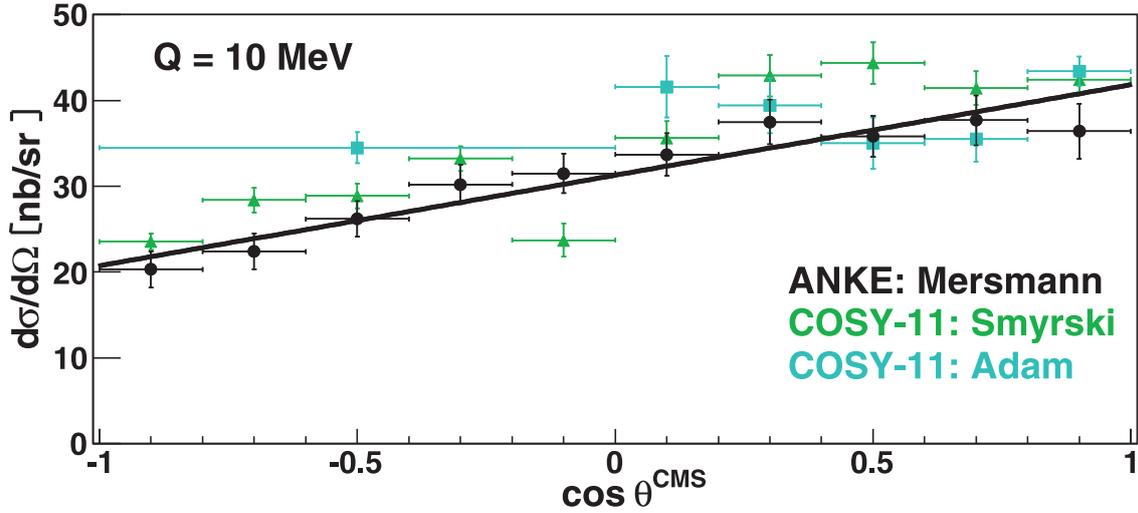


Abbildung 5.3: Darstellung der differentiellen Wirkungsquerschnitte für den Bereich von 10 MeV Überschussenergie aus dem von Timo Mersmann analysierten Teil der ANKE-Messung [M<sup>+</sup>07].

Wirkungsquerschnitt sowohl bei den ANKE-Daten als auch bei den WASA-Daten keinen linearen Anstieg. Auch hier stimmen die Werte bis auf den Bereich um  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) \approx 1$  relativ gut überein. In diesem Bereich liegen die Ergebnisse von WASA wieder deutlich unter den Ergebnissen von ANKE und die Gründe sind dieselben wie bei 20 MeV. Insgesamt ist der Anstieg bei den Werten von ANKE etwas steiler und für  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) > 0,5$  bleibt der differentielle Wirkungsquerschnitt nahezu konstant und fällt nicht wie bei WASA ab. Beide Ergebnisse zeigen, dass spätestens ab 40 MeV Überschussenergie höhere Partialwellen als s- und p-Wellen zur Beschreibung des Verlaufs benötigt werden.

Für 60 MeV Überschussenergie lassen sich die ANKE-Daten nur eingeschränkt mit WASA-Daten vergleichen, da die am nächsten liegenden Daten von WASA bei 80 MeV aufgenommen wurden. Jedoch sehen die Verläufe bei 60 und 80 MeV recht ähnlich aus bis auf die gleichen Unterschiede, die auch zwischen den verschiedenen Daten bei 40 MeV zu erkennen waren. Während sich im Bereich zwischen 20 und 40 MeV das Verhalten des differentiellen Wirkungsquerschnitts sehr stark ändert, gibt es ab 40 MeV nur noch relativ geringe Änderungen mit steigender Energie. Die Verläufe zwischen 40 und 80 MeV sind sich sehr ähnlich. Der größte Unterschied ist der Wert des  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Winkels bei dem ein maximaler Wirkungsquerschnitt erreicht wird.

Insgesamt gibt es mit den neuen ANKE-Daten zum ersten Mal eine Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte, die den gesamten Winkelbereich bei allen drei Energien mit einer vorher nicht erreichten Präzision darstellt. Die Daten stimmen dabei für alle drei Energien bis auf den Bereich bei großen  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Werten relativ gut mit den Ergebnissen von WASA überein. Vermutlich gibt es gerade in diesem

Bereich Unterschiede, da das WASA-Experiment hier im Gegensatz zum ANKE-Experiment eine sich stark verändernde Akzeptanz mit einer sich anschließenden Akzeptanzlücke besitzt. Für Werte von  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) > 0,5$  zeigen die Ergebnisse von ANKE, dass der in den WASA Daten gesehene Abfall im differentiellen Wirkungsquerschnitt so nicht stattfindet. Stattdessen steigen die Wirkungsquerschnitte bei 20 MeV weiter linear an und zeigen bei 40 und 60 MeV relativ konstante Werte für  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) > 0,5$ .

## 5.2 Entwicklung der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit steigender Überschussenergie

Mit den neuen Ergebnissen, die in dieser Arbeit präsentiert werden, und den schon vorhandenen Ergebnissen zum ersten Teil der ANKE-Messung aus der Doktorarbeit von Timo Mersmann [Mer07], gibt es zum ersten Mal differentielle Wirkungsquerschnitte zur Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  für den kompletten Winkelbereich von der Erzeugungsschwelle bis zu einer Überschussenergie von etwa 60 MeV aus einem einzelnen Experiment. Damit lassen sich die Veränderungen im winkelabhängigen Verhalten mit steigender Energie genauer als bisher untersuchen. In Abbildung 5.4 sind die Ergebnisse von Polynomfits an die differentiellen Wirkungsquerschnitte für den Bereich zwischen 2 und 60 MeV Überschussenergie dargestellt.

Sehr nahe an der Schwelle sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte noch nahezu konstant für alle Streuwinkel, jedoch zeigen sich schon ab 2 MeV erste Anzeichen für eine Asymmetrie. Dies bedeutet, dass bereits bei solch niedrigen Überschussenergien kein reines s-Wellen-Verhalten mehr vorliegt. Erste Messungen in diesem Bereich von Mayer et al. ließen noch den Schluss auf reines s-Wellen-Verhalten zu [M<sup>+</sup>96]. Da sich die Winkelverteilungen sehr gut durch eine Gerade darstellen lassen, werden hier neben s-Wellen nur Beiträge von p-Wellen zur theoretischen Beschreibung des Verlaufs benötigt.

Die Asymmetrie in der Winkelverteilung nimmt dann mit weiter steigender Überschussenergie kontinuierlich zu. Bis etwa 7 MeV bleibt dabei die durchschnittliche Höhe der differentiellen Wirkungsquerschnitte ungefähr konstant und sinkt im weiteren Verlauf leicht ab. Ein Grund hierfür könnte in der Endzustandswechselwirkung liegen. Diese ist direkt an der Schwelle am stärksten und nimmt mit steigender Energie ab, da der Zeitraum, in dem die Teilchen im Ausgangskanal wechselwirken können, mit wachsenden Relativimpuls der Ejektile im Endzustand kleiner wird. Das Absinken der Höhe des Wirkungsquerschnitts scheint sich dann bis in den Bereich der neuen Ergebnisse bei 19,5 MeV fortzusetzen. Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts kann auch hier noch durch eine Gerade beschrieben werden, jedoch liefert ein Fit mit einem quadratischen Polynom eine etwas präzisere Beschreibung. Das Verhalten ist aber weiterhin allein durch Beiträge von s- und p-Welle beschreibbar

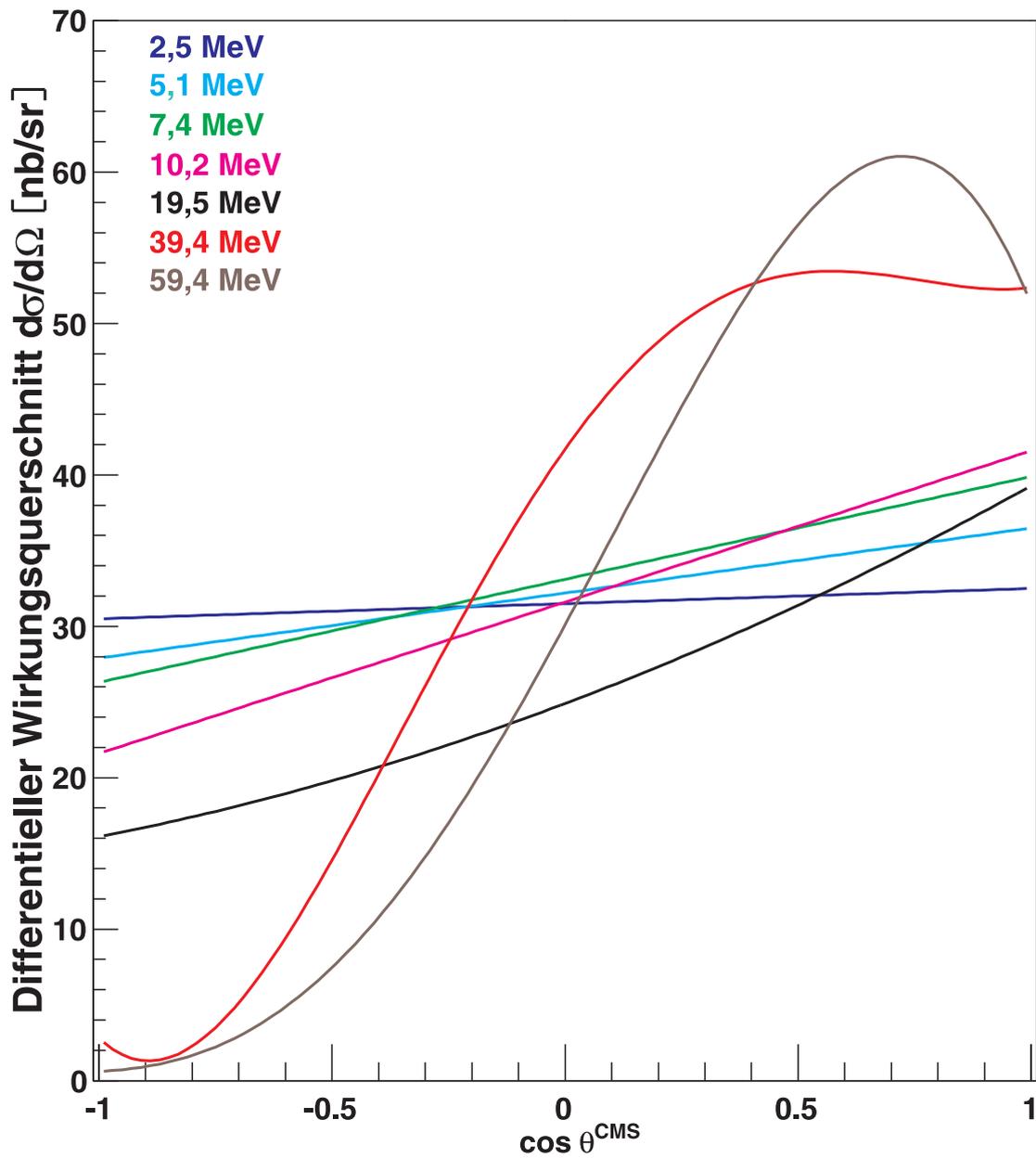


Abbildung 5.4: Vergleich der Polynomfits an die differentiellen Wirkungsquerschnitte von ANKE im Bereich zwischen 2 und 60 MeV Überschussenergie.

und höhere Partialwellen werden noch nicht benötigt.

Bei der Betrachtung der nächsten gemessenen Überschussenergie von 39,4 MeV ist ein deutlich anderer winkelabhängiger Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts zu erkennen. Bei einem Streuwinkel von  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) = -1$  liegt der Wirkungsquerschnitt hier fast bei Null. Anschließend steigt dieser dann mit steigendem  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$  sehr viel steiler an als bei niedrigeren Überschussenergien. Bei einem  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$  von etwa 0,4 erreicht der Wirkungsquerschnitt schließlich ein Maximum von über 50 nb/sr. Dann bleibt er auf diesem Niveau und bildet ein Plateau für den restlichen Streuwinkelbereich. Zur Beschreibung dieses Verlaufs sind zumindest Anteile von einer d-Welle erforderlich. Die deutliche Änderung in der Form bedeutet daher, dass im Bereich zwischen 20 und 40 MeV ein Übergang hin zu Beiträgen von höheren Partialwellen als nur s- und p-Wellen stattfindet.

Für die höchste Energie sind die Änderungen im Vergleich zur Änderung zwischen 20 und 40 MeV sehr viel geringer. Der Wirkungsquerschnitt beginnt wie bei 39,4 MeV nahe einem Wert von Null, aber der sich anschließende steile Anstieg beginnt erst ab  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) \approx -0,7$ . Außerdem wird das Maximum von über 60 nb/sr erst bei einem  $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Wert von etwa 0,6 erreicht. Die Ergebnisse in diesem Winkelbereich lassen jedoch keinen endgültigen Schluss zu, ob der Wirkungsquerschnitt dann wieder ein Plateau bildet oder ein Abfall bis  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) = 1$  stattfindet. Der Fit zeigt einen Abfall des Wirkungsquerschnitts und der Fitparameter  $a_4$  aus der Tabelle 5.1 hat einen negativen Wert. Sollte sich dies bestätigen, so wären mindestens Partialwellen bis zur f-Welle zur theoretischen Beschreibung nötig. Eine Bestätigung dieses Verlaufs könnte die Analyse neuer Daten zur Reaktion  $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  bei dieser Überschussenergie im Rahmen der Messung seltener  $\eta$ -Zerfälle am WASA-at-COSY Experiment liefern [Kup08]. Die Daten mit einer um etwa zwei Größenordnungen höheren Statistik als die ANKE-Daten werden zur Zeit von Annika Passfeld im Rahmen ihrer Diplomarbeit untersucht [Pas09].

Neben diesen neuen Daten für 60 MeV Überschussenergie wären auch neue Daten im Bereich zwischen 10 und 40 MeV sehr interessant, um die Änderungen im differentiellen Wirkungsquerschnitt in diesem Bereich genauer zu untersuchen und festzustellen, bei welcher Energie diese Änderung genau anfängt. Insgesamt lassen sich mit den neuen Daten deutlich genauere Rückschlüsse auf die zur Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts nötigen Partialwellen ziehen als dies bei früheren Messungen möglich war. Dies ist besonders wichtig für die Entwicklung eines theoretischen Modells, das die Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  über den gesamten untersuchten Energiebereich beschreiben kann und nicht nur Teilbereiche wie bei den bisher vorhandenen Modellen.

## 5.3 Vergleich mit dem Zwei-Stufen-Modell

Im Kapitel 1.3 wurde mit dem Zwei-Stufen-Modell eine mögliche theoretische Beschreibung der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  vorgestellt. Dieses Modell kann unter Berücksichtigung der Endzustandswechselwirkung die Ergebnisse des nahe der Erzeugungsschwelle gemessenen Teils der ANKE Strahlzeit recht gut reproduzieren [K<sup>+</sup>07]. Für den Bereich oberhalb von 10 MeV Überschussenergie steht jedoch noch nicht abschließend fest, ob das Zwei-Stufen-Modell die vorhandenen Messwerte beschreiben kann. Bisher konnte keine theoretische Rechnung den differentiellen Wirkungsquerschnitt wirklich zufriedenstellend beschreiben.

Inzwischen gibt es neue aktuelle Rechnungen von Khemchandani et al. [KK09], die sich mit den neuen ANKE-Messwerten bei höheren Überschussenergien überprüfen lassen. In Abbildung 5.5 sind für 20, 40 und 60 MeV die differentiellen Wirkungsquerschnitte von ANKE zusammen mit den Rechnungen zum Zwei-Stufen-Modell dargestellt. Es ist klar zu erkennen, dass für alle drei Energien die Voraussagen des Zwei-Stufen-Modells in der momentanen Form den gemessenen Verlauf nicht beschreiben können. Im Gegensatz zu den echten Daten zeigen die theoretischen Berechnungen eine negative Steigung, die außerdem noch sehr flach ist. Auch eine deutliche Änderung bei der Winkelabhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte zwischen 20 und 40 MeV, wie sie bei den echten Daten zu sehen ist, ist nicht vorhanden.

Der Vergleich zwischen Theorie und echten Daten zeigt, dass sich durch das Zwei-Stufen-Modell in der jetzigen Form nur der Bereich bis 10 MeV Überschussenergie beschreiben lässt und eine Erweiterung auf höhere Überschussenergien so nicht funktioniert. Ein Grund hierfür könnte in einer fehlenden oder sich verändernden Komponente des Zwei-Stufen-Modells liegen. Bisher scheinen jedoch Änderungen in den Rechnungen zu diesem Modell keine passenden Ergebnisse zu liefern. Daher sind auch noch andere Ursachen denkbar. Eine Möglichkeit wäre hier ein Übergang zu einem anderen Produktionsmechanismus bei Überschussenergien oberhalb von 10 MeV. Um dies zu überprüfen, werden jedoch weitere theoretische Untersuchungen der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  benötigt.

## 5.4 Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte

In Abbildung 5.6 sind die totalen Wirkungsquerschnitte der ANKE-Messung zusammen mit allen bekannten Daten für die Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  im Bereich zwischen 0 und 120 MeV Überschussenergie dargestellt [B<sup>+</sup>88, M<sup>+</sup>96, B<sup>+</sup>00a, B<sup>+</sup>02, A<sup>+</sup>07, S<sup>+</sup>07, M<sup>+</sup>07, R<sup>+</sup>09].

Die Diskrepanz im schwelennahen Bereich zwischen den ANKE-Daten und den COSY-11-Daten von Smyrski et al. [S<sup>+</sup>07] beim Verlauf des Wirkungsquerschnitts kann mit Hilfe des Ergebnisses bei 19,5 MeV geklärt werden. Dieser Wert liegt recht genau auf einer gedachten Verlängerung des bei den schwelennahen Daten von ANKE zu erkennenden Abfalls des Wirkungsquerschnitts. Damit bestätigt er

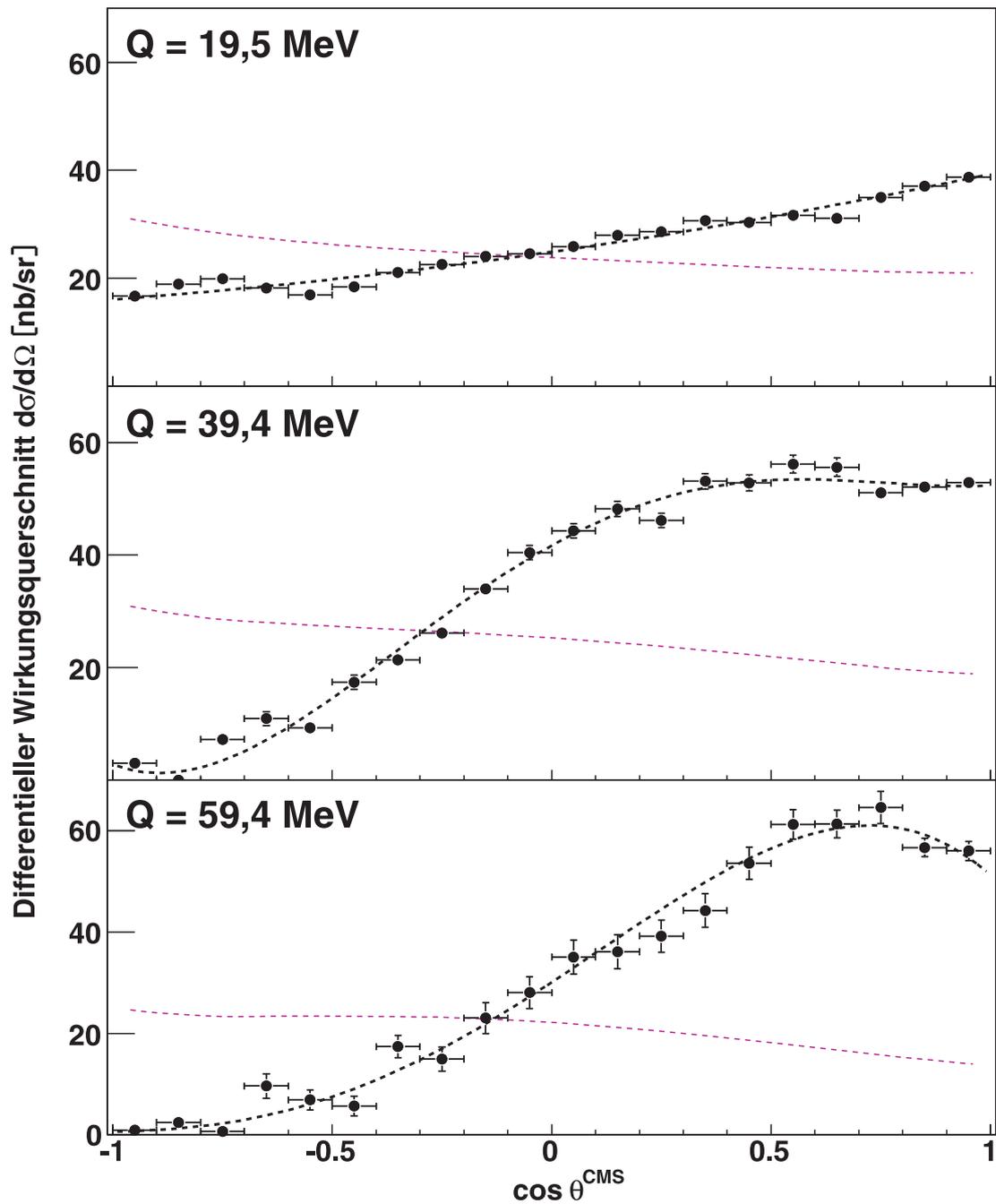


Abbildung 5.5: Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte von ANKE mit aktuellen Rechnungen von Khemchandani et al. zum Zwei-Stufen-Modell [KK09].

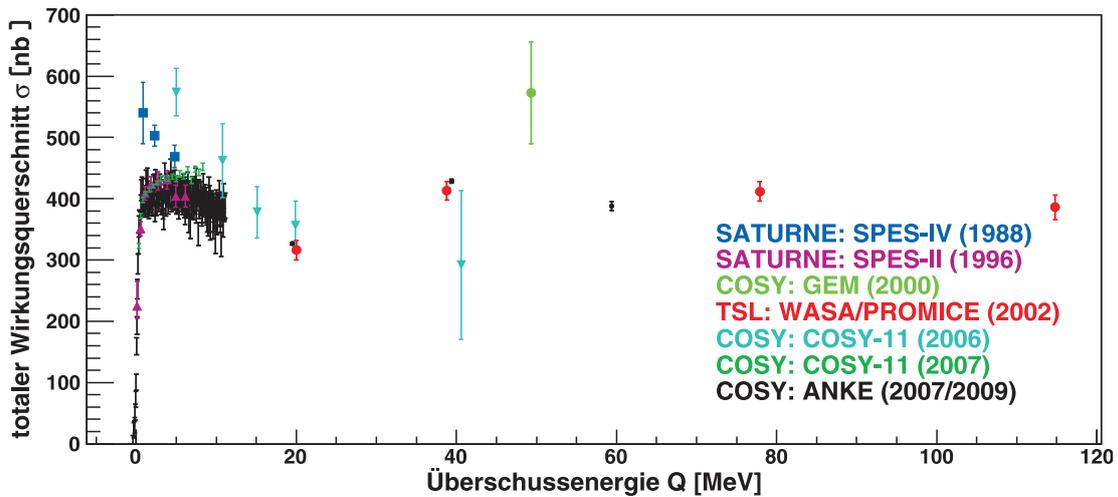


Abbildung 5.6: Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte von ANKE mit allen vorhandenen Messwerten zur Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ .

den Verlauf der schwelennahen Daten von ANKE und steht im Widerspruch zu dem bei COSY-11 gemessenen Anstieg.

Das Resultat bei 19,5 MeV Überschussenergie stimmt außerdem, genauso wie das bei 39,4 MeV, innerhalb seiner statistischen Fehler mit den Werten von WASA/PROMICE überein. Damit bekräftigen die ANKE-Daten den bei WASA/PROMICE gesehenen Anstieg im Wirkungsquerschnitt zwischen 20 und 40 MeV. Daraus folgt, dass es im Bereich um 20 MeV herum ein Minimum geben muss. Die genaue Position des Minimums kann jedoch erst durch weitere Messungen bei anderen Energien in diesem Bereich bestimmt werden. Im gleichen Bereich erfolgt auch die Änderung im winkelabhängigen Verhalten des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Wodurch diese Änderungen im totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitt verursacht werden, kann zur Zeit von der Theorie noch nicht abschließend beantwortet werden.

Der neue Datenpunkt bei 59,4 MeV Überschussenergie liegt innerhalb der statistischen Fehler auf der gleichen Höhe wie die WASA/PROMICE-Daten zwischen 40 und 120 MeV. Ab 40 MeV zeigen also beide Messungen, dass es ein Plateau beim totalen Wirkungsquerschnitt in diesem Energiebereich gibt. Der deutlich höher liegende Wert von GEM scheint daher nicht den tatsächlichen Verlauf wiederzugeben. Darauf deuten auch Daten neuer Messungen bei 50 und 60 MeV Überschussenergie zur Reaktion  $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  an WASA-at-COSY hin [Kup08]. Eine erste vorläufige Analyse dieser Daten zeigt, dass für beide Energien ein gleich großer Wirkungsquerschnitt zu erwarten ist.

Insgesamt zeigen die bei festen Energien gemessenen ANKE-Daten eine bisher unerreichte Präzision bei der Messung der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ . Zusammen mit dem schwelennahen Teil der Messung sind damit zum ersten mal Daten von der Er-

zeugungsschwelle bis zu einer Überschussenergie von etwa 60 MeV aus einer einzelnen Messung vorhanden. Damit kann der Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts ohne Unsicherheiten durch unterschiedliche Normierungen oder systematische Abweichungen, die den Vergleich verschiedener Messungen erschweren, beschrieben werden. Da die Übereinstimmung mit den WASA/PROMICE-Daten hervorragend ist, kann bei Einbeziehung dieser Daten der Verlauf sogar bis 120 MeV dargestellt werden. Mit dem extrem steilen Anstieg direkt an der Schwelle, dem Minimum im Bereich von 20 MeV und dem sich anschließenden Plateau ab 40 MeV, zeigt der gesamte Verlauf einige sehr bemerkenswerte Eigenschaften, die bei ähnlichen Reaktionen bisher so nicht beobachtet wurden.

### 5.5 Anwendung der Polstellenbeschreibung

Ein wichtiger Punkt bei der Messung der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  an ANKE war die Frage, ob es einen gebundenen Zustand zwischen einem  $\eta$ -Meson und einem  ${}^3\text{He}$ -Kern gibt. Wie im Kapitel 1.4 dargestellt, deuten die Resultate des schwelennahen Teils der Messung auf einen gebundenen Zustand hin. Inwieweit sich dies bei Einbeziehung der Ergebnisse bei höheren Energien verändert, soll im folgenden Abschnitt untersucht werden.

Der von Timo Mersmann [Mer07] für den schwelennahen Bereich durchgeführte Fit an die Asymmetrie und den totalen Wirkungsquerschnitt mit Hilfe der Gleichungen 1.18 und 1.20 aus dem Kapitel 1.4.3 wurde unter Einbeziehung der Daten bei höheren Energien erneut durchgeführt. Da die differentiellen Wirkungsquerschnitte bei 39,4 und 59,4 MeV Überschussenergie eindeutig Beiträge von höheren Partialwellen als p-Welle zeigen, hat der Asymmetriefaktor für diese Energien nur eine sehr begrenzte Aussagekraft. Wenn höhere Partialwellen von Bedeutung sind, wird der Asymmetriefaktor nicht mehr nur durch die Interferenz zwischen s- und p-Wellen bestimmt, sondern enthält auch Beiträge anderer Interferenzen und Partialwellen. Aus diesem Grund werden für den neuen Fit nur die Daten bis 19,5 MeV verwendet. Der Fit läuft hierbei iterativ in mehreren Schritten ab:

1. Zuerst wurde ein Fit an den Verlauf der totalen Wirkungsquerschnitte nach Gleichung 1.20 durchgeführt, bei dem die Beiträge von p-Wellen vernachlässigt wurden. Das heißt, es wurde für die p-Wellen-Amplitude  $f_p = 0$  angenommen. Dieser Fit lieferte erste Werte für die s-Wellen-Amplitude  $f_s$  und die Parameter aus denen sie zusammengesetzt ist.
2. Als nächstes wurde mit der Gleichung 1.18 und den Werten für  $f_s$  als Startwerte ein Fit an das Asymmetriespektrum durchgeführt. Hierdurch wurde ein Wert für  $f_p$  bestimmt.
3. Der Wert für  $f_p$  wurde dann als Startwert für einen erneuten Fit an die totalen Wirkungsquerschnitte verwendet. Der daraus folgende neue Wert für  $f_s$  wurde wiederum in Schritt zwei eingesetzt.

Die Iteration der Schritte zwei und drei wurde mehrmals durchlaufen bis eine Konvergenz der Parameter eintrat. Diese setzt beim Fit schon nach wenigen Iterationen ein und liefert die folgenden Parameter:

$$\begin{aligned}
 f_B &= (47 \pm 4) \text{ (nb/sr)}^{1/2} \\
 f_p/f_B &= [(-0,47 \pm 0,03 \pm 0,02) + i(0,05 \pm 0,08 \pm 0,21)] \text{ (GeV/c)}^{-1} \\
 p_1 &= [(-11 \pm 7) \pm i(24 \pm 2)] \text{ MeV/c} \\
 p_2 &= [(125 \pm 5 \pm 2) \pm i(117 \pm 17 \pm 3)] \text{ MeV/c} \\
 a &= (\pm 5,9 + i2,4) \text{ fm}
 \end{aligned}$$

Damit ergibt die Umrechnung des Pols  $p_1$  nach der Formel 1.14 in einen komplexen Pol  $Q_1$  in der Überschussenergie  $Q$ :

$$Q_1 = [(-0.50 \pm 0.20) \pm i(0.58 \pm 0.37)] \text{ MeV}$$

In den Abbildungen 5.7 und 5.8 sind die Fitkurven für die Winkelasymmetrie und die totalen Wirkungsquerschnitte dargestellt. Die Fitkurve an die Daten bis 19,5 MeV Überschussenergie wurde jeweils in rot eingezeichnet. Zusätzlich wurde als blaue Kurve der Fit von Timo Mersmann an die schwelennahen Daten bis 11 MeV eingefügt.

Es ist gut zu erkennen, dass der Fit an die schwelennahen Daten diese sehr gut beschreiben kann. Er zeigt jedoch bei 19,5 MeV eine deutliche Abweichung von den echten Daten. Beim totalen Wirkungsquerschnitt liegt die Kurve in diesem Bereich zu tief und bei der Asymmetrie zu hoch. Demgegenüber kann der Fit bis 19,5 MeV nicht den Verlauf der schwelennahen Daten wiedergeben. Für die Asymmetrie zeigt der Fit einen zu flachen Verlauf und die Krümmung im schwelennahen Bereich ist nicht so ausgeprägt wie bei den Daten. Beim totalen Wirkungsquerschnitt sind die Abweichungen geringer. Der Fit bis 19,5 MeV kann aber den Übergang vom steilen Anstieg nahe der Erzeugungsschwelle zum Plateau im weiteren Verlauf nicht so gut beschreiben wie der schwelennahe Fit.

Trotz der schlechteren Beschreibung der schwelennahe Daten durch den Fit bis 19,5 MeV Überschussenergie, bleibt die Position des Pols in der komplexen Energieebene relativ stabil. Der Betrag des Pols ändert sich von  $|Q_1| = 0,41 \pm 0,17$  MeV für den schwelennahen Fit zu  $0,77 \pm 0,31$  MeV für den neuen Fit. Um zu überprüfen, wie stabil die Position des Pols ist, kann der Fit für verschiedene Energieintervalle von der Erzeugungsschwelle bis zu einer bestimmten Überschussenergie durchgeführt werden. In Abbildung 5.9 sind die Ergebnisse für den Betrag des Pols  $Q_1$  gegen diejenige Überschussenergie aufgetragen, bis zu der die Daten für den Fit verwendet

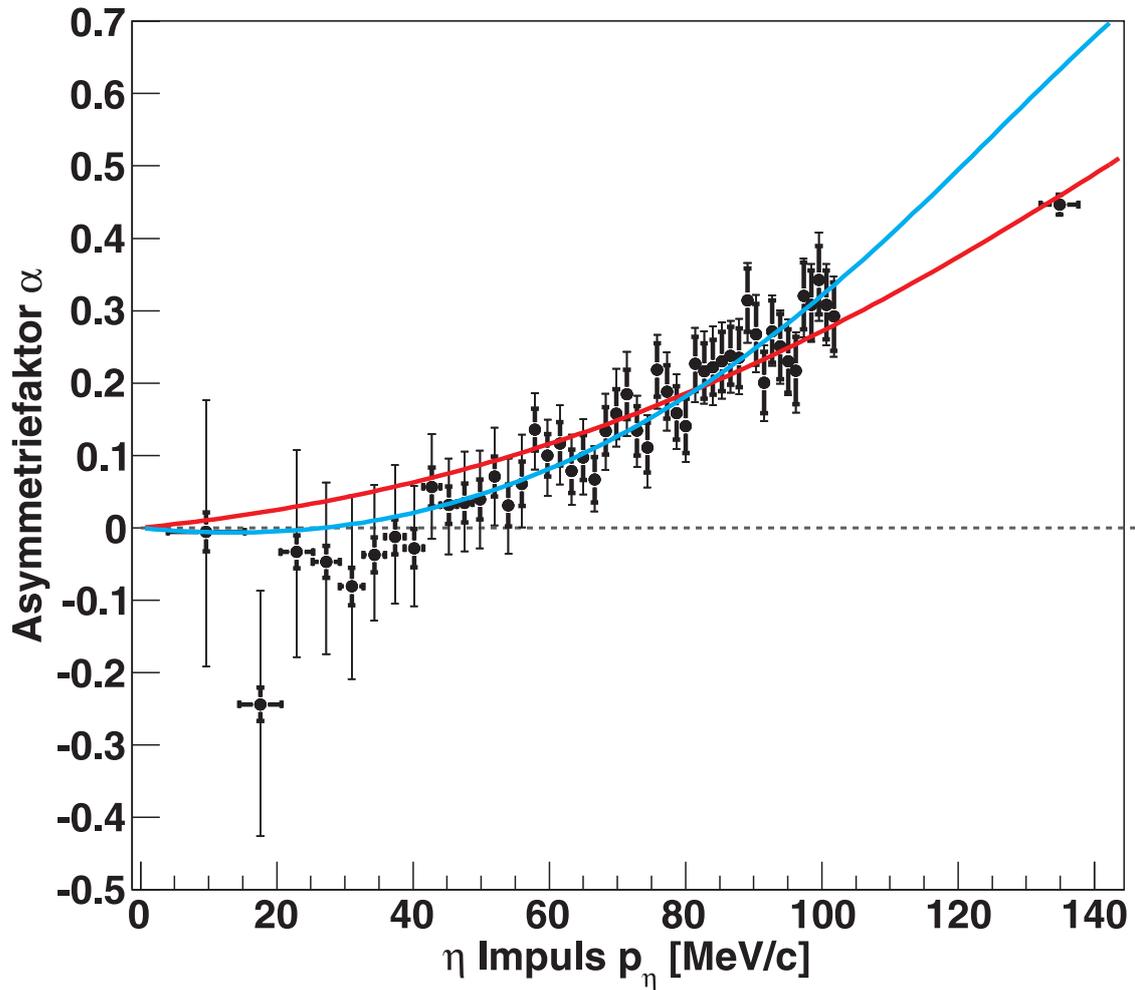


Abbildung 5.7: Darstellung des Asymmetriefaktors  $\alpha$  in Abhängigkeit des Schwerpunktsimpulses  $p_f$  für die ANKE Daten bis 19,5 MeV Überschussenergie. Ein Fit inklusive der Daten bei 19,5 MeV ist als rote Kurve eingezeichnet. Bei der blau dargestellten Fitkurve wurden nur die schwellennahen Daten bis 11 MeV verwendet.

wurden. Für alle Fits im schwellennahen Bereich bleibt die Position des Pols nahezu konstant und erst bei Verwendung der Daten bei 19,5 MeV gibt es eine deutlichere Änderung im Betrag. Das heißt, der schwellennahe Pol  $p_1$  wird fast nur vom steilen Anstieg des Wirkungsquerschnitts direkt an der Erzeugungsschwelle bestimmt.

Obwohl sich die differentiellen Wirkungsquerschnitte bei 19,5 MeV allein durch s- und p-Wellen beschreiben lassen, deutet die schlechtere Beschreibung der Daten durch den Polstellenfit auf mögliche Beiträge von höheren Partialwellen schon bei dieser Energie hin. Um die genauen Anteile der einzelnen Partialwellen bestimmen zu können, reichen aber die Informationen aus den differentiellen Wirkungsquer-

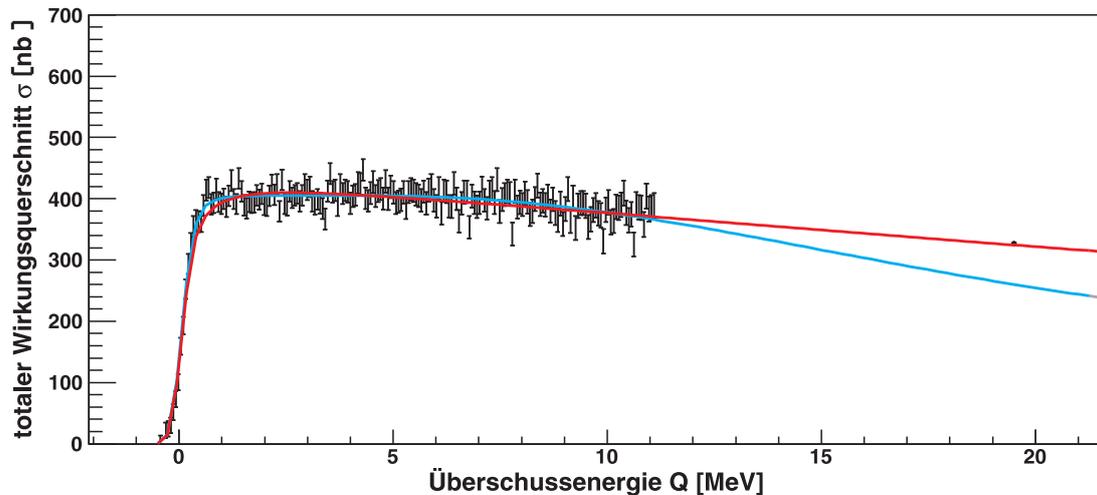


Abbildung 5.8: Totaler Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  in Abhängigkeit von der Überschussenergie  $Q$  für die ANKE Daten bis 19,5 MeV. Die rote Kurve stellt einen Fit an die Daten bis 19,5 MeV dar. Die blaue Kurve zeigt einen Fit, für den nur die Daten bis 11 MeV verwendet wurden.

schnitten alleine nicht aus. Nur durch die Bestimmung der Analysierstärken aus einfach und doppelt polarisierten Messungen der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  können alle Partialwellenanteile und die Vorzeichen ihrer Real- und Imaginärteile bestimmt werden [W<sup>+</sup>07].

Die Ergebnisse zeigen, dass die theoretische Beschreibung mit Hilfe von Polstellen über den gesamten schwelennahen Bereich funktioniert und die Stabilität des Pols sehr nahe an der Schwelle ist ein starkes Indiz für einen gebundenen Zustand zwischen  $\eta$ -Meson und  ${}^3\text{He}$ -Kern. Die Frage, ob es sich um einen quasi-gebundenen oder einen Streuzustand handelt, kann jedoch noch nicht beantwortet werden. Dazu muss erst das Vorzeichen des Imaginärteils des Pols  $p_1$  bestimmt werden. Eine Möglichkeit sind polarisierte Messungen der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  und daher wurde ein Proposal für eine solche Messung an ANKE eingereicht [Rau06]. Das Proposal wurde bewilligt und die zugehörige Strahlzeit inzwischen durchgeführt. Die Analyse der Daten wird im Rahmen einer Doktorarbeit von Michael Papenbrock vorgenommen [Pap09]. Eine andere Möglichkeit wäre die Untersuchung der  $\pi^0$ - und der  $\pi^+$ -Produktion in der Nähe der Erzeugungsschwelle des  $\eta$ -Mesons. Durch Änderungen im Verhältnis der beiden Reaktionen zueinander in der Nähe der Schwelle könnte das Vorzeichen des Imaginärteils bestimmt werden [B<sup>+</sup>03].

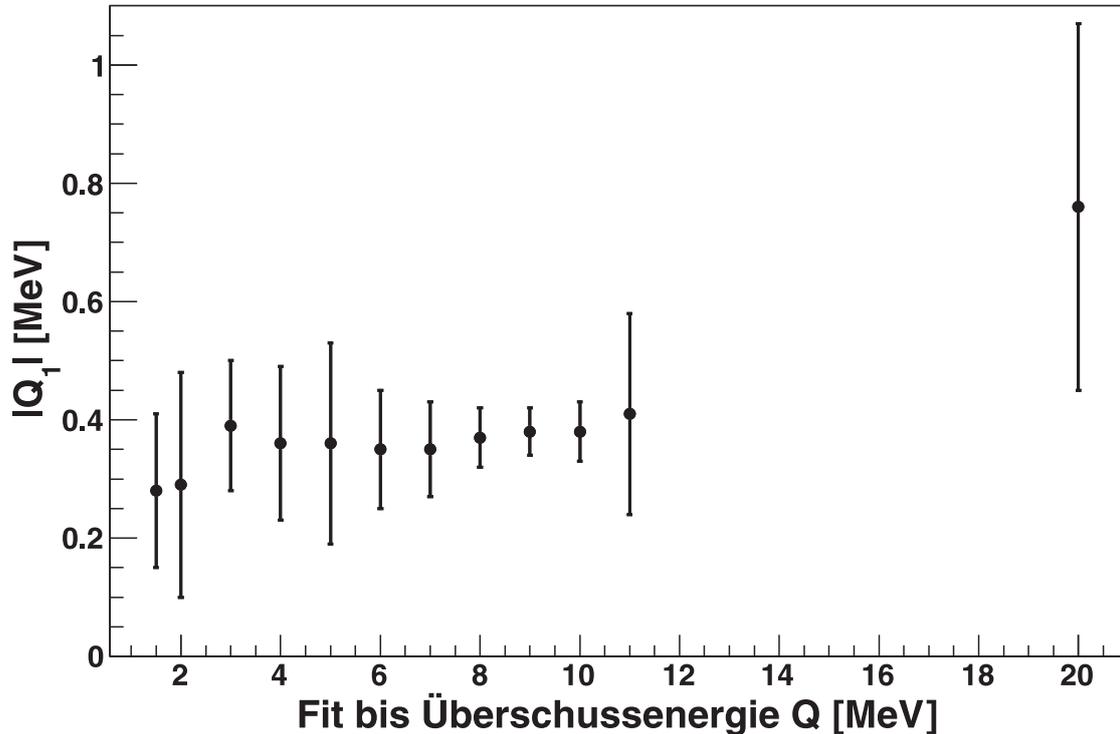


Abbildung 5.9: Darstellung des Betrags des Pols  $Q_1$  für Fits über verschiedene Überschussenergieintervalle.

## 5.6 Vergleich mit der Photoproduktion

Wenn die Ergebnisse zur Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  nahe der Schwelle auf einer starken  $\eta$ - ${}^3\text{He}$ -Endzustandswechselwirkung oder sogar einem gebundenen Zustand beruhen und Einflüsse von Produktionsprozessen vernachlässigt werden können, sollte ähnliches auch bei anderen Reaktionen mit einem  $\eta$ -Meson und einem  ${}^3\text{He}$ -Kern im Endzustand zu beobachten sein. Eine der möglichen Reaktionen ist die Photoproduktion  $\gamma+{}^3\text{He}\rightarrow{}^3\text{He}+\eta$ , die mit dem TAPS-Experiment am Mainzer Mikrotron MAMI untersucht wird.

Die Resultate einer ersten Messung von Pfeiffer et al. wurden als Nachweis eines gebundenen Zustands interpretiert [P<sup>+</sup>04]. Es gab jedoch auch Widerspruch, da die Statistik der Messung als nicht ausreichend angesehen wurde, um auf einen gebundenen Zustand schließen zu können [Han05]. Inzwischen neue Messungen durchgeführt und erste vorläufige Ergebnisse wurden auf der FewBody09 Konferenz in Bonn vorgestellt [Phe09]. Die Daten aus diesen Messungen werden im Folgenden mit den Daten aus der ANKE-Messung verglichen, um zu überprüfen, inwieweit sie ein ähnliches Verhalten zeigen.

Für den Vergleich in Abbildung 5.10 wird die Darstellung der Streuamplitude

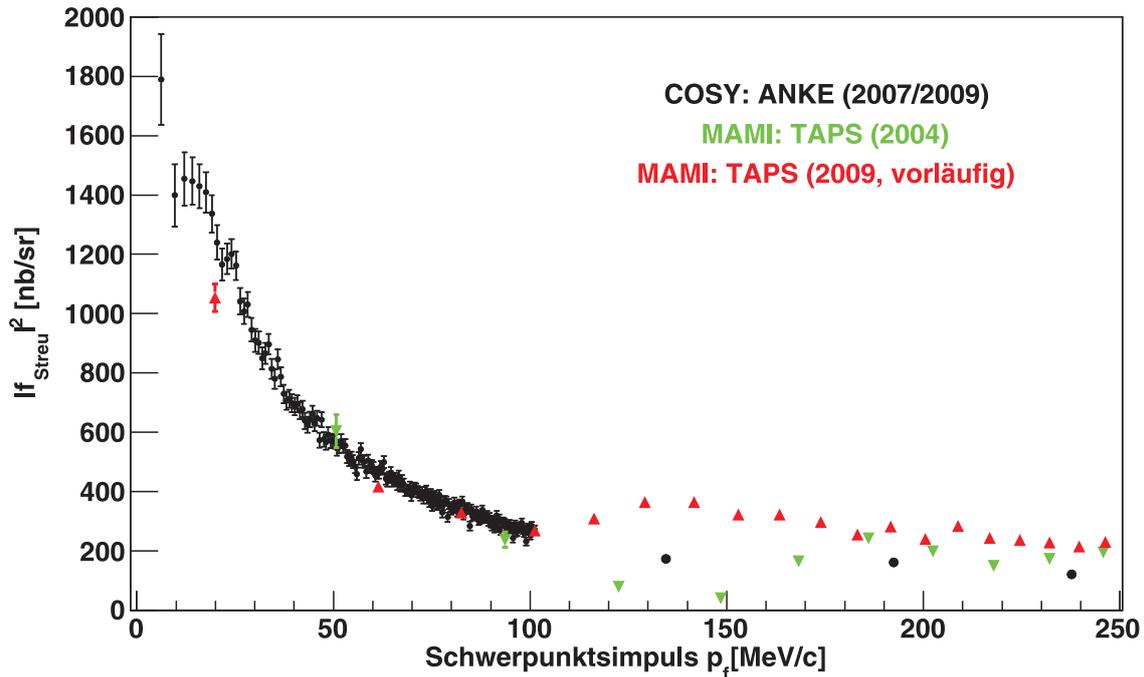


Abbildung 5.10: Vergleich der Streuamplituden der ANKE Daten zur Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  mit Daten aus der Messung der  $\eta$ - ${}^3\text{He}$ -Photoproduktion am TAPS-Detektor des Mainzer Mikrotrons MAMI [P<sup>+</sup>04, Phe09].

$|f_{Streu}|^2$  gegen den Schwerpunktsimpuls  $p_f$  verwendet. Durch die Verwendung dieser Darstellung werden Unterschiede in den Phasenraumfaktoren der beiden Reaktionen eliminiert. Der Schwerpunktsimpuls wird durch die Gleichung 1.16 aus der Überschussenergie  $Q$  bestimmt und die Streuamplitude wird nach folgender Formel aus dem totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}$  berechnet:

$$|f_{Streu}|^2 = \frac{p_i}{p_f} \cdot \frac{\sigma_{tot}}{4\pi} \quad (5.2)$$

Eine Schwierigkeit beim Vergleich der Resultate ist es, die Daten passend aufeinander zu skalieren. In diesem Fall wurden die Daten aus der Photoproduktion mit einem Faktor 2,6 skaliert, damit am Endpunkt der schwelennahen ANKE-Daten diese mit den neuen Ergebnissen von TAPS übereinstimmen.

Ohne eine Endzustandswechselwirkung ist die Streuamplitude nur von der Produktionsamplitude abhängig, die nahe der Schwelle ein nahezu konstantes Verhalten zeigen sollte. Eine Abweichung von diesem Verhalten würde damit auf den Einfluss einer Endzustandswechselwirkung hindeuten. Solch eine Abweichung ist für die Daten von ANKE nahe der Schwelle zu erkennen. Im schwelennahen Bereich zeigen die Resultate von ANKE einen steilen Anstieg der Streuamplitude mit kleiner werdendem Schwerpunktsimpuls. Die Werte aus beiden Messungen von TAPS zeigen

genau das gleiche Verhalten, auch wenn die Zahl der Datenpunkte im schwelennahen Bereich sehr viel kleiner ist. Dass sowohl die Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  als auch die Photoproduktion  $\gamma+{}^3\text{He}\rightarrow{}^3\text{He}+\eta$  nahe der Schwelle die gleichen Ergebnisse zeigen, ist ein weiterer deutlicher Hinweis auf eine starke  $\eta$ - ${}^3\text{He}$ -Endzustandswechselwirkung und einen möglichen gebundenen Zustand.

Für den Bereich mit etwas höheren Schwerpunktsimpulsen zeigen die beiden TAPS-Messungen unterschiedliche Werte, wobei die Daten der neuen Messung eine deutlich kleinere Schwankung aufweisen. Über den gesamten höheren Impulsbereich liegen die neuen TAPS-Daten oberhalb der Werte von ANKE, während die Daten der alten Messung zuerst unter und ab etwa 180 MeV/c über den ANKE-Werten liegen. Aufgrund dieser Differenzen zwischen den TAPS-Messungen ist ein Vergleich mit ANKE in diesem Bereich deutlich schwieriger. Falls jedoch nur die neuen TAPS-Daten verwendet werden, zeigt sich eine klare Diskrepanz im Verhalten der beiden Reaktionen. Der Grund hierfür sind wahrscheinlich die Unterschiede in den Produktionsmechanismen von dp-Reaktion und Photoproduktion.

Insgesamt zeigen beide Reaktionsarten im Bereich nahe der Schwelle, in dem die Endzustandswechselwirkung dominieren sollte, das gleiche Verhalten und erst bei höheren Energien, bei denen die Produktionsmechanismen überwiegen sollten, gibt es Unterschiede im Verlauf der Streuamplitude. Damit bestätigen die Ergebnisse die Interpretation, dass die Werte nahe der Schwelle durch eine sehr starke Endzustandswechselwirkung und nicht durch Wechselwirkungen im Eingangszustand oder durch den Produktionsmechanismus hervorgerufen werden.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messungen am ANKE Experiment zur Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  bei drei festen Überschussenergien von 20, 40 und 60 MeV präsentiert. Die hieraus gewonnenen Resultate decken zum ersten mal den gesamten Winkelbereich ab und zeigen eine bisher nicht erreichte Präzision. Zusammen mit den Ergebnissen aus dem schwelennahen Teil der Messung gibt es damit einen Datensatz aus einem einzelnen Experiment, der den Energiebereich von der Erzeugungsschwelle bis zu einer Überschussenergie von 60 MeV abdeckt.

Bei der Strahlzeit wurden die  ${}^3\text{He}$ -Kerne im Vorwärtssystem von ANKE nachgewiesen. Die nicht direkt gemessenen  $\eta$ -Mesonen wurden in der anschließenden Analyse mit Hilfe der Missing Mass Methode identifiziert. Für die Beschreibung des Untergrunds bestehend aus der Multi-Pionenproduktion und der Deuteronenaufbruchreaktion wurden Simulationen der verschiedenen Reaktionen verwendet. In den jeweiligen Missing Mass Spektren wurden die Simulationsergebnisse dann an die echten Daten angefügt. Der Verlauf des Untergrunds konnte hierdurch sehr gut reproduziert werden und nach Abzug des Untergrunds von den Daten ergab sich ein klarer  $\eta$ -Peak. Mit dem Peakinhalt und der Luminosität, die aus der simultan gemessenen dp-elastischen Streuung als Referenzreaktion bestimmt wurde, konnten die differentiellen Wirkungsquerschnitte berechnet werden. Die totalen Wirkungsquerschnitte ergaben sich danach aus der Summe der differentiellen Wirkungsquerschnitte.

Die aus der Analyse gewonnenen Werte stimmen bis auf den Streuwinkelbereich von  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) > 0,5$  relativ gut mit den Daten von WASA/PROMICE überein. Genau in diesem Bereich gibt es bei WASA große Änderungen in der Akzeptanz und eine Akzeptanzlücke für  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) \approx 1$ , während das ANKE Experiment hier eine nahezu vollständige Akzeptanz besitzt. Für die Streuung in Vorwärtsrichtung zeigen die differentiellen Wirkungsquerschnitte von ANKE im Gegensatz zu den Querschnitten von WASA keinen Abfall. Bei 19,5 MeV Überschussenergie gibt es einen durchgehenden fast linearen Anstieg und bei 39,4 und 59,4 MeV einen steileren Anstieg gefolgt von einem Plateau für  $\cos(\theta^{\text{CMS}}) > 0,5$ . Daher können die Werte bei 19,5 MeV noch allein durch s- und p-Wellen beschrieben werden und erst ab etwa 40 MeV Überschussenergie sind höhere Partialwellen unbedingt notwendig. Der differentielle Wirkungsquerschnitt zeigt damit bei 19,5 MeV ein ähnliches Verhalten wie im oberen Energiebereich der schwelennahen Daten. Zwischen 20 und 40 MeV gibt es dann eine sehr deutliche Änderung im Verhalten des differentiellen Wirkungsquerschnitts.

Ein ähnliches Verhalten zeigen die totalen Wirkungsquerschnitte, die innerhalb

ihrer statistischen Fehler mit den WASA/PROMICE übereinstimmen. Der Datenpunkt bei 19,5 MeV liegt auf einer gedachten Verlängerung der schwellennahen ANKE-Daten und stellt ein Minimum im Wirkungsquerschnitt dar. Damit werden die schwellennahen ANKE Daten bestätigt und der bei den COSY-11 Daten von Smyrski et al. gesehene Verlauf widerlegt. Zwischen 20 und 40 MeV steigt der Wirkungsquerschnitt wieder an und anschließend gibt es ein Plateau für noch höhere Überschussenergien.

Bei der theoretischen Beschreibung der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  hat sich gezeigt, dass das Zwei-Stufen-Modell in der derzeitigen Form den Verlauf der differentiellen Wirkungsquerschnitte nicht beschreiben kann. Das Modell zeigt im Gegensatz zu den echten Daten eine negative Steigung des Wirkungsquerschnitts und keine größeren Veränderungen zwischen 20 und 40 MeV. Daher muss entweder das Modell modifiziert werden oder es müssen andere Produktionsmechanismen in Betracht gezogen werden. Eine weitere Möglichkeit wäre ein Übergang zwischen zwei Modellen im Überschussenergiebereich zwischen 20 und 40 MeV. Insgesamt ergibt sich aus den neuen Daten zur Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  ein wichtiger Beitrag für die theoretischen Überlegungen zur  $\eta$ -Produktion.

Es wurde untersucht, ob sich die Polstellenbeschreibung der schwellennahen ANKE-Daten auch auf die neuen Daten bei 20 MeV anwenden lässt. Ein Fit unter Berücksichtigung der Werte bei 19,5 MeV konnte den Verlauf der Asymmetriefaktoren nahe der Schwelle nicht beschreiben. Dies deutet auf mögliche Beiträge von höheren Partialwellen schon bei dieser Energie hin, auch wenn bei den differentiellen Wirkungsquerschnitten kein Einfluss zu erkennen ist. Die schwellennahe Polstelle  $p_1$  hat sich jedoch trotz der schlechteren Beschreibung nur wenig geändert. Die Position der Polstelle ist sehr robust gegenüber Veränderungen des Fitbereichs und hängt nur vom steilen Anstieg des Wirkungsquerschnitts direkt an der Schwelle ab. Der stabile Pol direkt an der Schwelle ist ein starkes Indiz für einen gebundenen Zustand zwischen  $\eta$ -Meson und  ${}^3\text{He}$ -Kern. Ein weiteres Indiz zeigt sich im Vergleich mit den Daten der Photoproduktion. Im schwellennahen Bereich, wo die Endzustandswechselwirkung überwiegt, stimmt sie mit den ANKE-Daten überein. Bei höheren Energien, wo der Einfluss der Produktionsmechanismen zunimmt, gibt es hingegen Unterschiede zwischen den Reaktionen.

Ob es sich um einen quasi-gebundenen Zustand oder einen Streuzustand handelt, kann mit den vorliegenden Daten noch nicht endgültig ermittelt werden. Erst mit polarisierten Messungen lässt sich diese offene Frage beantworten. Dies ist ein Grund weswegen das Messprogramm für die Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  mit den im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse noch nicht beendet ist. Als nächster Schritt wurde eine einfach polarisierte Messung durchgeführt. Die Daten werden im Rahmen einer Doktorarbeit von Michael Papenbrock analysiert [Pap09]. Neben neuen Erkenntnissen zum gebundenen Zustand können hierdurch die Anteile der einzelnen Partialwellen genauer bestimmt werden. Für die weitere Zukunft sind auch doppelt polarisierte Messungen geplant, um unter anderem alle Partialwellenanteile extrahieren zu können.

---

Zusätzlich wird an neuen Ergebnissen aus unpolarisierten Messungen gearbeitet. Während einer Strahlzeit zur Bestimmung der  $\eta$ -Masse [Kho07] wurden Daten bei einer Überschussenergie von 15 MeV aufgenommen. Ingo Burmeister analysiert diese im Rahmen seiner Diplomarbeit [Bur09]. Die Ergebnisse können zur Bestimmung der genauen Position des Minimums im totalen Wirkungsquerschnitt beitragen.

Weitere Daten für 50 und 60 MeV gibt es von den Strahlzeiten zur Messung der seltenen  $\eta$ -Zerfällen an WASAatCOSY. In ihrer Diplomarbeit werden die Messergebnisse von Annika Passfeld untersucht [Pas09]. Die Statistik bei 60 MeV ist um ungefähr zwei Größenordnungen höher als beim ANKE-Experiment und mit den Ergebnissen bei 50 MeV können die außergewöhnlich hohen Wirkungsquerschnitte von GEM überprüft werden.

Eine weitere mögliche Idee für die Zukunft wäre eine intensive Vermessung des Bereichs zwischen 10 und 40 MeV Überschussenergie, um die Veränderungen in den totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitten zu überprüfen. Ergebnisse aus diesem Energiebereich können eine große Hilfe bei der Suche nach einem theoretischen Modell sein, das die Daten von der Schwelle bis zu höheren Energien beschreiben kann.

Neben der  $\eta^3\text{He}$ -Reaktion kann auch die Reaktion  $d+d\rightarrow^3\text{H}+\eta+p_{\text{Spectator}}$  am ANKE-Experiment gemessen werden. Hiermit ist es möglich die Wechselwirkung zwischen  $\eta$ -Meson und Nukleonen auf Ladungs- und Isospininvarianz zu untersuchen. Eine Messung der Reaktion sollte den gleiche Verlauf des Wirkungsquerschnitts wie bei der  $\eta^3\text{He}$ -Reaktion ergeben, falls die Wechselwirkung nicht von der Ladung oder dem Isospin abhängt. Ein Proposal für eine Strahlzeit am COSY-Beschleuniger wird zur Zeit vorbereitet.



# Literaturverzeichnis

- [A<sup>+</sup>97] ARTEMOV, V. et al.: *Particle Parameter determination at the ANKE spectrometer*. In: *Annual Report 1997*. Forschungszentrum Jülich, 1997.
- [A<sup>+</sup>03] AGOSTINELLI, S. et al.: *Geant4 - A simulation toolkit*. Nucl. Instr. and Meth. A, 506:250, 2003.
- [A<sup>+</sup>07] ADAM, H.-H. et al.: *The  $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$  reaction near threshold*. Phys. Rev. C, 75:014004, 2007.
- [A<sup>+</sup>08] AMSLER, C. et al.: *Review of Particle Physics*. Phys. Lett. B, 667:1, 2008.
- [AK04] A. KHOUKAZ, T. MERSMANN: *Investigation of the  ${}^3\text{He}\eta$  final state in the reaction  $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$  at ANKE*. COSY-Proposal # 137, 2004.
- [B<sup>+</sup>73] BANAIGS, J. et al.: *A study of the reactions  $dp \rightarrow \tau\pi^0$  and  $dp \rightarrow \tau\eta^0$* . Phys. Lett. B, 45:394, 1973.
- [B<sup>+</sup>85] BERTHET, P. et al.: *Very backward  $\pi^0$  and  $\eta^0$  production by proton projectiles on a deuterium target at intermediate energies*. Nucl. Phys. A, 443:589–600, 1985.
- [B<sup>+</sup>88] BERGER, J. et al.: *Identification of the  $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta$  reaction very near threshold*. Phys. Rev. Lett., 61:919, 1988.
- [B<sup>+</sup>97] BRUN, R. et al.: *ROOT - An object oriented data analysis framework*. Nucl. Instr. and Meth. A, 389:81, 1997.
- [B<sup>+</sup>00a] BETIGERI, M. et al.: *Measurement of the  $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$  in the  $S_{11}$  resonance*. Phys. Lett. B, 472:267, 2000.
- [B<sup>+</sup>00b] BÜSCHER, M. et al.: *Three dimensional ray-tracing calculations for the  $\mathcal{O}$  facility*. In: *Annual Report 2000*. Forschungszentrum Jülich, 2000.
- [B<sup>+</sup>01] BARSOV, S. et al.: *ANKE, a New Facility for Medium Energy Hadron Physics at COSY-Jülich*. Nucl. Instr. and Meth. A, 462:364, 2001.
- [B<sup>+</sup>02] BILGER, R. et al.: *Measurement of the  $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$  cross section between 930 and 1100 MeV*. Phys. Rev. C, 65:044608, 2002.
- [B<sup>+</sup>03] BARU, V. et al.: *Charge symmetry breaking as a probe for the real part of  $\eta$ -nucleus scattering lengths*. Phys. Rev. C, 68:035203, 2003.

- [Bet49] BETHE, H. A.: *Theory of the Effective Range in Nuclear Scattering*. Phys. Rev., 76:38, 1949.
- [Bos72] BOSCHITZ, E.T.: *Elastic Scattering of 600-MeV Protons from H, D,  $^3\text{He}$ , and  $^4\text{He}$* . Phys. Rev. C, 6:457, 1972.
- [Bur09] BURMEISTER, I.: „in Vorbereitung“. Diplomarbeit, WWU Münster, 2009.
- [D<sup>+</sup>68] DALHAGAV et al.: . Yad. Fiz., 8:342, 1968.
- [D<sup>+</sup>04] DYMOV, S. et al.: *The forward detector of the ANKE spectrometer. Tracking system and its use in data analysis*. Part. and Nucl., Letters, 2:40, 2004.
- [EB94] E. BYCKLING, K. KAJANTIE: *Particle kinematics*. John Wiley and Sons, 1994.
- [G<sup>+</sup>91] GÜLMEZ, E. et al.: *Absolute differential cross section measurements for proton-deuteron elastic scattering at 641.3 and 792.7 MeV*. Phys. Rev. C, 43:2067, 1991.
- [GF95] G. FÄLDT, C. WILKIN: *The reaction  $pd \rightarrow ^3\text{He}\eta$  near threshold*. Nucl. Phys. A, 587:769, 1995.
- [H<sup>+</sup>02] HAGIWARA, K. et al.: *Review of Particle Properties*. Phys. Rev. D, 66:010001, 2002.
- [Han05] HANHART, C.: *Comment on „Photoproduction of  $\eta$ -mesic  $^3\text{He}$ “*. Phys. Rev. Lett., 94:049101, 2005.
- [Har98] HARTMANN, M.: *Aufbau und Einsatz von Datenaufnahmesystemen zur Untersuchung der Strangeness-Produktion beim Beschuß von Atomkernen mit Protonen an COSY-Jülich*. Doktorarbeit, Universität Köln, 1998.
- [I<sup>+</sup>83] IROM et al.: *Measurements of small angle elastic  $pd$  scattering at 796 MeV using a recoil method*. Phys. Rev. C, 28:2380, 1983.
- [JG89] J. GERMOND, C. WILKIN: *The  $dp \rightarrow ^3\text{He}\eta$  reaction at threshold*. J. Phys. G, 15:437, 1989.
- [JL88] J.M. LAGET, J.F. LECOLLEY: *Direct evidence for three-body mechanisms in the reaction  $pd \rightarrow ^3\text{He}\eta$* . Phys. Rev. Lett., 61:2069, 1988.
- [K<sup>+</sup>86] KERBOUL, C. et al.: *Deuteron tensor analyzing power for the collinear  $dp \rightarrow ^3\text{He}\pi^0$  reaction at intermediate energies*. Phys. Lett. B, 181:28, 1986.

- [K<sup>+</sup>99] KHOUKAZ, A. et al.: *Studies on Hydrogen Cluster Beam Production*. Eur. Phys. J. D, 5:275, 1999.
- [K<sup>+</sup>02] KHEMCHANDANI, K.P. et al.: *Study of the  $\eta$ -nucleus interaction in the  $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$  reaction near threshold*. Nucl. Phys. A, 708:312, 2002.
- [K<sup>+</sup>03] KHEMCHANDANI, K.P. et al.: *Three-body mechanism of  $\eta$  production*. Phys. Rev. C, 68:064610, 2003.
- [K<sup>+</sup>07] KHEMCHANDANI, K.P. et al.: *Comment on „Hadronic  ${}^3\text{He}\eta$  production near threshold“*. Phys. Rev. C, 76:069801, 2007.
- [Kag00] KAGARLIS, M. A.: *Pluto<sup>++</sup> a Monte Carlo simulation tool for hadronic physics*. Technischer Bericht, GSI Report, 2000.
- [Kes07] KESHELASHVILI, I.: *ANKE/PAX Workshop on SPIN PHYSICS*. IUSS, Via Scienze 41b, Ferrara, Italien, 2007.
- [Kho07] KHOUKAZ, A.: *Precision measurement of the  $\eta$  mass at COSY*. COSY-Proposal # 187, 2007.
- [KK90] K. KILIAN, H. NANN: *Particle Production Near Threshold*. In: *AIP Conference Proceedings*, Band 221, Seite 185, 1990.
- [KK09] K.P. KHEMCHANDANI, N. G. KELKAR, B. K. JAIN. private Kommunikation, 2009.
- [Kup08] KUPSC, ANDRZEJ: *Eta Meson Decays in the  $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$  Reaction*. In: *COSY-Proposal # 188*, 2008.
- [LB81] L. BUGGE, J. MYRHEIM: *Tracking and track fitting*. Nuclear Instruments and Methods, 179:365, 1981.
- [LL86] L.C. LIU, Q. HAIDER: *Signature for the existence of eta-mesic nucleus*. Phys. Rev. C, 34:1845, 1986.
- [M<sup>+</sup>96] MAYER, B. et al.: *Reactions  $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$  and  $pd \rightarrow {}^3\text{He}\pi^+\pi^-$  near the  $\eta$  threshold*. Phys. Rev. C, 53:2068, 1996.
- [M<sup>+</sup>97] MAIER, R. et al.: *Cooler Synchrotron COSY*. Nucl. Phys. A, 626:395c, 1997.
- [M<sup>+</sup>07] MERSMANN, T. et al.: *Precision study of the  $\eta$   ${}^3\text{He}$  system using the  $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta$  reaction*. Phys. Rev. Lett. B, 98:242301, 2007.
- [Mer07] MERSMANN, T.: *Untersuchung der Wechselwirkung zwischen  $\eta$ -Mesonen und  ${}^3\text{He}$ -Kernen am Experimentaufbau ANKE*. Doktorarbeit, WWU Münster, 2007.

- [MG64] M. GOLDBERGER, K. WATSON: *Collision Theory*. John Wiley and Sons, 1964.
- [Mie08] MIELKE, M.: *Untersuchung des ABC-Effekts in der Reaktion  $dp \rightarrow {}^3\text{He}\pi^+\pi^-$  am Magnetspektrometer ANKE*. Diplomarbeit, WWU Münster, 2008.
- [P<sup>+</sup>47] POWELL, C. F. et al.: *Processes Involving Charged Mesons*. Nature, 159:694, 1947.
- [P<sup>+</sup>61] PEVSNER, A. et al.: *Evidence for a three-pion resonance near 550 MeV*. Phys. Rev. Lett., 7:421, 1961.
- [P<sup>+</sup>02] PETRUS, A. et al.: *The Forward Detector of the ANKE Spectrometer. Scintillation and Čerenkov hodoscopes*. Part. Nucl. Lett., 113:95, 2002.
- [P<sup>+</sup>04] PFEIFFER, M. et al.: *Photoproduction of  $\eta$ -mesic  ${}^3\text{He}$* . Phys. Rev. Lett., 92:252001, 2004.
- [Pap08] PAPENBROCK, M.: *Luminositätsbestimmung und Untersuchung des  ${}^3\text{He}\pi^0$  Reaktionskanals bei  $dp$ -Streuxperimenten am Experimentaufbau ANKE*. Diplomarbeit, WWU Münster, 2008.
- [Pap09] PAPENBROCK, M.: „in Vorbereitung“. Doktorarbeit, WWU Münster, 2009.
- [Pas09] PASSFELD, A.: „in Vorbereitung“. Diplomarbeit, WWU Münster, 2009.
- [Pen85] PENG, J.C.: *Hadronic probes and nuclear interactions*. In: *AIP Conf. Proc. No. 133*, 1985.
- [Pet02] PETRUS, A.: *Multiwire proportional chamber with a dielectric film. Numerical study*. Communication of JINR, 2002.
- [Phe09] PHERON, F.:  *$\eta$  photoproduction off  ${}^3\text{He}$ : Search for  $\eta$ -mesic nuclei*. In: *FewBody conference 2009*, 2009.
- [QH86] Q. HAIDER, L.C. LIU: *Formation of an  $\eta$ -mesic nucleus*. Phys. Lett. B, 172:257, 1986.
- [R<sup>+</sup>09] RAUSMANN, T. et al.: *Precision study of the  $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta$  reaction for excess energies between 20 and 60 MeV*. Phys. Rev. C, 80:017001, 2009.
- [Rau06] RAUSMANN, T.: *Investigation of  ${}^3\text{He}\eta$  final state in the  $\vec{dp} \rightarrow {}^3\text{He}\eta$  reaction at ANKE*. COSY-Proposal # 157, 2006.
- [S<sup>+</sup>01] STEIN, H. J. et al.: *Application and methodological improvements to the floating-wire technique to characterize the magnetic properties of a spectrometer dipole*. Rev. Sci. Instrum., 72:4, 2001.

- 
- [S<sup>+</sup>04] SIBIRTSEV, A. et al.: *The  $\eta$   $^3\text{He}$  scattering length revisited.* Eur. Phys. J. A, 22:495, 2004.
- [S<sup>+</sup>07] SMYRSKI, J. et al.: *Measurement of the  $dp \rightarrow ^3\text{He}\eta$  reaction near threshold.* Phys. Lett. B, 649:258, 2007.
- [S<sup>+</sup>08] STEIN, H. J. et al.: *Determination of target thickness and luminosity from beam energy losses.* Phys. Rev. ST AB, 11:052801, 2008.
- [Sch96] SCHLEICHERT, R.: *Entwicklung eines schnellen Triggersystems für das ANKE-Spektrometer am COSY-Speicherring in Jülich.* Doktorarbeit, RWTH Aachen, 1996.
- [Ste03] STENMARK, M.: *The  $pd \rightarrow ^3\text{He}\eta$  reaction near threshold.* Phys. Rev. C, 67:034906, 2003.
- [V<sup>+</sup>88] VELICHKO, G. N. et al.: *Elastic  $pd$  scattering at small angles in the energy range of 700 - 1000 MeV.* Yad. Fiz., 47:1185, 1988.
- [V<sup>+</sup>91] VOLKOV, A. D. et al.: *Method for the calculation of charged particle momentum in magnetic spectrometers.* Nucl. Instr. and Meth. A, 306:278, 1991.
- [W<sup>+</sup>05] WRONSKA, A. et al.: *Near-threshold  $\eta$ -meson production in the  $dd \rightarrow ^3\text{He}\eta$  reaction.* Eur. Phys. J. A, 26:421, 2005.
- [W<sup>+</sup>07] WILKIN, C. et al.: *Is there an  $\eta^3\text{He}$  quasi-bound state?* Phys. Lett. B, 654:92, 2007.
- [Wat52] WATSON, K.: *The Effect of Final State Interaction on Reaction Cross Sections.* Phys. Rev., 88:1163, 1952.
- [Wil93] WILKIN, C.: *Near-threshold production of  $\eta$  mesons.* Phys. Rev. C, 47:938, 1993.
- [Win80] WINKELMANN, E.: *Proton-deuteron elastic scattering at 800 MeV.* Phys. Rev. C, 21:2535, 1980.
- [Y<sup>+</sup>06] YAO, W.-M. et al.: *Nuclear and Particle Physics.* J. Phys. G, 33:1, 2006.
- [Z<sup>+</sup>96] ZAPFE, K. et al.: *Detailed studies of high-density polarized hydrogen gas target for storage rings.* Nucl. Instr. and Meth. A, 368:293, 1996.



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Darstellung des Multipletts der pseudoskalaren Mesonen. . . . .	4
1.2	Vorhandene totale Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ und $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ in Abhängigkeit von der Überschussenergie. Die gestrichelte rote Kurve zeigt den Fit mit Hilfe der Polstellendarstellung an die schwelennahen ANKE-Daten [M <sup>+</sup> 07]. Es sind nur die statistischen Fehler dargestellt. . . . .	7
1.3	Vorhandene differentielle Wirkungsquerschnitte im Überschussenergiebereich von etwa 10 MeV. Der eingezeichnete Fit beschreibt die Steigung der schwelennahen ANKE-Daten für diese Energie. Es sind nur die statistischen Fehler dargestellt. . . . .	9
1.4	Vorhandene differentielle Wirkungsquerschnitte für Überschussenergien im Bereich zwischen 20 und 80 MeV. Für die WASA/PROMICE-Daten stellen die ausgefüllten Kreise die Werte aus der reinen ${}^3\text{He}$ -Analyse und die leeren Kreise die Werte aus der Analyse inklusive der Zerfalls- $\gamma$ 's dar. Die gestrichelten Kurven in den drei Diagrammen sind eine Beschreibung der Daten des WASA/PROMICE-Experiments durch ein Polynom dritten Grades von Bilger et al. [B <sup>+</sup> 02]. Es sind nur die statistischen Fehler dargestellt. . . . .	11
1.5	Schematische Darstellung der beiden möglichen Wege der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ im Zwei-Stufen-Modell. . . . .	13
1.6	Darstellung der Winkelasymmetrie $\alpha$ der bekannten Datensätze in Abhängigkeit vom Schwerpunktsimpuls $p_f$ . Ein Fit an die ANKE Daten ohne Berücksichtigung der Phasenverschiebung ist in grau eingezeichnet. Die schwarze Kurve zeigt einen Fit bei dem die Phasenverschiebung berücksichtigt wurde. . . . .	18
2.1	Schematische Darstellung des Speicherrings COSY. . . . .	24
2.2	Schematische Darstellung des ANKE-Experimentaufbaus. . . . .	25
2.3	Schematische Darstellung der Clusterentstehung in der Lavaldüse. . . . .	26
2.4	Schematische Darstellung des ANKE-Clustertargets. . . . .	27
2.5	Darstellung des ANKE-Vorwärtsdetektorsystems. . . . .	29
2.6	Schema der Ebenenanordnung in den Viendrahtproportionalkammern. . . . .	30
2.7	Schematische Darstellung der Anordnung der Szintillatorlatten des Hodoskops im Vorwärtssystem. . . . .	31

3.1	Darstellung der ${}^3\text{He}$ -Kerne aus der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ bei den Überschussenergien $Q = 20, 40, \text{ und } 60 \text{ MeV}$ . . . . .	35
3.2	Farbkodierte Darstellung der Trefferpositionen der ${}^3\text{He}$ -Kerne aus der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ in der Driftkammer des ANKE-Vorwärtssystems für die Überschussenergien $Q = 20, 40 \text{ und } 60 \text{ MeV}$ . Die Farben stellen den Betrag von $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ von 0 (blau) bis 1 (rot) dar. In den weißen Bereichen treten nach den Simulationen keine Ereignisse auf. Die Grenzen der Kammer sind durch die schwarzen Balken dargestellt. In den links liegenden Diagrammen sind die Ergebnisse für $\cos(\theta^{\text{CMS}}) \leq 0$ und in den rechten Diagrammen für $\cos(\theta^{\text{CMS}}) > 0$ abgebildet. . . . .	36
3.3	Darstellung der geometrischen Akzeptanz in Abhängigkeit von $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ bei den drei untersuchten Überschussenergien. In grau sind die phasenraumgenerierten Ereignisse und in rot die akzeptierten Ereignisse dargestellt. . . . .	38
3.4	Missing Mass Spektrum der ${}^3\text{He}$ -Ejektile bei einer Simulation der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ für eine Überschussenergie von $40 \text{ MeV}$ . . . . .	38
3.5	Missing Mass Spektren der ${}^3\text{He}$ -Kerne aus simulierten Zwei-Pionenproduktion für verschiedene $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle bei einer Überschussenergie der $\eta^3\text{He}$ -Reaktion von $20 \text{ MeV}$ und zehn Millionen generierten Ereignissen. In grau sind die ursprünglichen Phasenraumverteilungen und in rot die vom Detektorsystem akzeptierten ${}^3\text{He}$ -Kerne eingezeichnet. . . . .	44
3.6	Missing Mass Spektren der ${}^3\text{He}$ -Kerne aus der simulierten Drei-Pionenproduktion für verschiedene $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle bei einer Überschussenergie der $\eta^3\text{He}$ -Reaktion von $40 \text{ MeV}$ und zehn Millionen generierten Ereignissen. In grau sind die ursprünglichen Phasenraumverteilungen und in grün die vom Detektorsystem akzeptierten ${}^3\text{He}$ -Kerne eingezeichnet. . . . .	45
3.7	Missing Mass Spektren der ${}^3\text{He}$ -Kerne aus der simulierten Vier-Pionenproduktion für verschiedene $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle bei einer Überschussenergie der $\eta^3\text{He}$ -Reaktion von $60 \text{ MeV}$ und $500000$ generierten Ereignissen. In grau sind die ursprünglichen Phasenraumverteilungen und in braun die vom Detektorsystem akzeptierten ${}^3\text{He}$ -Kerne eingezeichnet. . . . .	46
3.8	Missing Mass Spektren der Protonen aus der Simulation von zwei Millionen generierten Ereignissen der Deuteronenaufbruchreaktion für verschiedene $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle bei einer Überschussenergie der $\eta^3\text{He}$ -Reaktion von $20 \text{ MeV}$ . In grau sind die ursprünglichen Phasenraumverteilungen und in pink die vom Detektorsystem akzeptierten Protonen eingezeichnet. . . . .	47

3.9	Missing Mass Spektren der verschiedenen Untergrundreaktionen bei einer Überschussenergie der $\eta^3\text{He}$ -Reaktion von 20 MeV für den gesamten $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Bereich. . . . .	48
4.1	Effizienzkarten für die einzelnen Ebenen der Draht- und Driftkammern.	54
4.2	Darstellung der Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit von Energieverlust $\Delta E$ und Laborsystemimpuls $p^{\text{LS}}$ bei einer Überschussenergie von 20 MeV für eine Simulation und zwei verschiedene Cuts bei den echten Daten. Von oben nach unten sind die Spektren für die erste bis dritte Szintillatorlage abgebildet. . . . .	56
4.3	Darstellung der gewichteten Ereignisse in Abhängigkeit von Transversal- und Longitudinalimpuls für die drei gemessenen Überschussenergien. . . . .	58
4.4	Darstellung der Missing Mass Verteilungen mit Untergrundbeschreibung durch unterschwellige Daten bei den drei gemessenen Überschussenergien für ein $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervall. Die echten Daten sind in schwarz, die unterschweligen Daten in rot und die Differenz zwischen ihnen in blau dargestellt. . . . .	60
4.5	Fit an die Missing Mass Spektren mit Hilfe von Simulationen bei 40 MeV Überschussenergie und ohne Cut auf den $\varphi$ -Winkel. Die echten Daten sind in schwarz, die Summe der Untergrundreaktionen grau und deren Differenz als hellblaue Fläche dargestellt. Die einzelnen Reaktionen sind dunkelblau ( $\eta$ -Reaktion), pink (Deuteronenaufbruch), rot (Zwei-Pionen), grün (Drei-Pionen) und braun (Vier-Pionen) dargestellt. . . . .	62
4.6	Darstellung der Trefferpositionen in der ersten Drahtkammer für Simulationen und echte Daten im $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Bereich zwischen 0,0 und 0,1 bei 20 MeV Überschussenergie. . . . .	63
4.7	Darstellung der Trefferpositionen in der ersten Drahtkammer für Simulationen und echte Daten im $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Bereich zwischen 0,0 und 0,1 bei 40 MeV Überschussenergie. . . . .	64
4.8	Missing Mass Spektren für die umrandeten Bereiche aus Abbildung 4.6. Das linke Spektrum zeigt den schwarz umrandeten Bereich und das rechte den roten. Die Farbkodierung ist dieselbe wie in Abbildung 4.5. . . . .	64
4.9	Darstellung der Akzeptanz in Abhängigkeit von $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ bei den drei untersuchten Überschussenergien. In grau sind die phasenraumgenerierten Ereignisse, in rot die ohne Phi-Cut akzeptierten Ereignisse und in grün die mit Phi-Cut akzeptierten Ereignisse dargestellt. . . . .	65
4.10	Fit an die Missing Mass Spektren mit Hilfe von Simulationen bei 20 MeV Überschussenergie und zusätzlichem Cut auf den $\varphi$ -Winkel. Die Farbkodierung ist dieselbe wie in Abbildung 4.5. . . . .	67

4.11	Fit an die Missing Mass Spektren mit Hilfe von Simulationen bei 40 MeV Überschussenergie und zusätzlichem Cut auf den $\varphi$ -Winkel. Die Farbkodierung ist dieselbe wie in Abbildung 4.5. . . . . .	68
4.12	Fit an die Missing Mass Spektren mit Hilfe von Simulationen bei 60 MeV Überschussenergie und zusätzlichem Cut auf den $\varphi$ -Winkel. Die Farbkodierung ist dieselbe wie in Abbildung 4.5. . . . . .	69
4.13	Darstellung der Addition aller Missing Mass Spektren der einzelnen $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle für alle drei Überschussenergien. Die Farbkodierung ist dieselbe wie in Abbildung 4.5. . . . . .	70
4.14	Darstellung der Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit vom Schwerpunktsimpuls und vom Azimutalwinkel $\varphi$ für den Winkelbereich $-0,2 < \cos(\theta^{\text{CMS}}) < 0,2$ bei den drei gemessenen Überschussenergien. . . . . .	72
4.15	Darstellung der Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit vom Schwerpunktsimpuls und von $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ bei den drei untersuchten Überschussenergien. . . . . .	73
4.16	Mittelwert des ${}^3\text{He}$ -Schwerpunktsimpulses für das $\eta$ -Signal in Abhängigkeit von $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ für echte Daten und Simulationen bei den drei untersuchten Überschussenergien. Die schwarzen Linien stellen Fits mit einer linearen Funktion an die jeweilige Verteilung dar. Die roten gestrichelten Linien entsprechen den bei der jeweiligen Strahlenergie zu erwartenden Schwerpunktsimpulsen. . . . . .	74
4.17	Simulation der dp-elastischen Streuung an ANKE im Bereich der Produktionsschwelle der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ . Die Teilchenspuren der Protonen sind in rot und die der Deuteronen in magenta dargestellt. In der Abbildung wurden nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen die Spuren der Deuteronen im Akzeptanzbereich des Vorwärtssystems liegen. . . . . .	76
4.18	Missing Mass Verteilung der Deuteronen aus der dp-elastischen Streuung für gemessene (blau) und simulierte (rot) Daten bei einem Strahlimpuls von 3,223 GeV/c (linkes Bild). Das mittlere Bild zeigt die Impulsellipse im Schwerpunktsystem für die Simulation und das rechte Bild zeigt die Impulsellipse für die echten Daten. . . . . .	77
4.19	Darstellung der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Referenzdatensätze zur dp-elastischen Streuung [D <sup>+</sup> 68, Bos72, Win80, I <sup>+</sup> 83, V <sup>+</sup> 88, G <sup>+</sup> 91]. Die schwarze Kurve stellt den verwendeten Fit an die Daten und die schraffierten Kurven die zugehörigen Unsicherheiten dar. Der Impulsübertragsbereich, der innerhalb der Detektorakzeptanz von ANKE liegt, ist durch die senkrechten schwarzen Linien markiert. Die roten Linien zeigen den Bereich, der für die Luminositätsbestimmung verwendet wurde. . . . . .	78

4.20	Die Anzahl der akzeptierten Ereignisse der dp-elastischen Streuung in Abhängigkeit vom Impulsübertrag für Phasenraum-Simulationen (linkes Bild) und für gemessene Daten (mittleres Bild). Das rechte Bild zeigt die zugehörige integrierte Luminosität ohne Totzeitkorrektur für die Intervallbreite des Impulsübertrags von $0,01 \text{ (GeV/c)}^2$ . Die Abbildungen zeigen die Ergebnisse für einen Strahlimpuls von $3,223 \text{ GeV/c}$ . . . . .	79
4.21	Darstellung der durch Fits mit Gaußverteilungen bestimmten Mittelwerte der $\eta$ -Signale für die verschiedenen $\cos(\theta^{\text{CMS}})$ -Intervalle bei einer Überschussenergie von etwa 20 MeV. Echte Daten sind in schwarz und simulierte in rot eingezeichnet. Die horizontale Linie stellt die aktuelle $\eta$ -Masse von $547,85 \text{ MeV/c}^2$ dar. . . . .	83
4.22	Darstellung der Winkelverteilungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit ihren statistischen Fehlern für die drei verschiedenen Überschussenergien. . . . .	86
5.1	Vergleich der in dieser Analyse gewonnenen differentiellen Wirkungsquerschnitte mit allen vorhandenen Messwerten im Bereich der drei gemessenen Überschussenergien. . . . .	88
5.2	Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte von ANKE und WASA mit den zur jeweiligen Messung gehörenden Polynomfits. Bei 59,4 MeV Überschussenergie wurden die Messwerte von WASA bei 80 MeV zum Vergleich verwendet. . . . .	90
5.3	Darstellung der differentiellen Wirkungsquerschnitte für den Bereich von 10 MeV Überschussenergie aus dem von Timo Mersmann analysierten Teil der ANKE-Messung [M <sup>+</sup> 07]. . . . .	91
5.4	Vergleich der Polynomfits an die differentiellen Wirkungsquerschnitte von ANKE im Bereich zwischen 2 und 60 MeV Überschussenergie. . . . .	93
5.5	Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte von ANKE mit aktuellen Rechnungen von Khemchandani et al. zum Zwei-Stufen-Modell [KK09]. . . . .	96
5.6	Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte von ANKE mit allen vorhandenen Messwerten zur Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ . . . . .	97
5.7	Darstellung des Asymmetriefaktors $\alpha$ in Abhängigkeit des Schwerpunktsimpulses $p_f$ für die ANKE Daten bis 19,5 MeV Überschussenergie. Ein Fit inklusive der Daten bei 19,5 MeV ist als rote Kurve eingezeichnet. Bei der blau dargestellten Fitkurve wurden nur die schwelennahen Daten bis 11 MeV verwendet. . . . .	100
5.8	Totaler Wirkungsquerschnitt $\sigma$ in Abhängigkeit von der Überschussenergie $Q$ für die ANKE Daten bis 19,5 MeV. Die rote Kurve stellt einen Fit an die Daten bis 19,5 MeV dar. Die blaue Kurve zeigt einen Fit, für den nur die Daten bis 11 MeV verwendet wurden. . . . .	101

5.9	Darstellung des Betrags des Pols $Q_1$ für Fits über verschiedene Überschussenergieintervalle. . . . .	102
5.10	Vergleich der Streuamplituden der ANKE Daten zur Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ mit Daten aus der Messung der $\eta^3\text{He}$ -Photoproduktion am TAPS-Detektor des Mainzer Mikrotrons MAMI [P <sup>+</sup> 04, Phe09]. . . . .	103

# Tabellenverzeichnis

1.1	Die Ladung $Q$ und die Quantenzahlen der sechs Quarks des Standardmodells. Die Quantenzahlen sind die Baryonenzahl $B$ , der Isospin $I$ , die dritte Komponente des Isospins $I_3$ , die Seltsamkeit $S$ und die Charm-, Top- und Bottom-Quantenzahlen $C$ , $T$ und $B'$ . . . . .	3
1.2	Zusammenfassung der bisherigen Experimente zu den Reaktionen $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ und $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ . . . . .	6
2.1	Charakteristische Größen der Vieldrahtproportionalkammern. . . . .	30
2.2	Maße der Szintillatorlagen des Vorwärtssystems. . . . .	31
3.1	Überschussenergiebereiche der verschiedenen Pionenproduktionen $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\text{Pionen}$ im untersuchten Energiebereich der $\eta$ -Produktion. . . . .	39
4.1	Einstellungen für die Messung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ bei einem D2-Auslenkwinkel von $5,9^\circ$ . . . . .	49
4.2	Die integrierte Luminosität für die drei Strahlimpulse ohne Korrektur auf die Totzeit. Zu der angegebenen statistischen Unsicherheit kommt noch eine systematischen Unsicherheit von 15% hinzu. . . . .	80
4.3	Werte der einzelnen Trigger und die sich daraus ergebenden Totzeitfaktoren für die drei Überschussenergien. . . . .	81
4.4	Die Strahlimpulse und die zugehörigen Überschussenergien mit ihren Unsicherheiten. . . . .	84
4.5	Die totalen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{tot}$ der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ mit ihren statistischen Unsicherheiten für die drei untersuchten Überschussenergien $Q$ . Zusätzlich zum statistischen Fehler liegt eine Unsicherheit von 15% aus der Luminositätsbestimmung vor. . . . .	85
5.1	Tabelle der Fitparameter $a_n$ und der $\chi^2$ -Werte aus den Polynomfits an die differentiellen Wirkungsquerschnitte. . . . .	89
6.1	Tabelle der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die drei gemessenen Überschussenergien. . . . .	123



# Anhang

## Tabelle mit den differentiellen Wirkungsquerschnitten

In der folgenden Tabelle werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/d\Omega$  für die drei Überschussenergien, die im Rahmen dieser Arbeit bestimmt wurden und in Abbildung 4.22 dargestellt sind, mit ihren jeweiligen statistischen Unsicherheiten in Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$  aufgelistet. Zu der statistischen Unsicherheit kommt noch eine systematische Unsicherheit von 15%, die bei der Normierung auftritt.

$\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$	19,5 MeV	39,4 MeV	59,4 MeV
	$d\sigma/d\Omega$ [nb/sr]	$d\sigma/d\Omega$ [nb/sr]	$d\sigma/d\Omega$ [nb/sr]
-0,95 ± 0,05	16,73 ± 0,70	3,03 ± 0,80	0,89 ± 0,78
-0,85 ± 0,05	18,97 ± 0,76	0,00 ± 0,66	2,39 ± 1,28
-0,75 ± 0,05	19,89 ± 0,73	7,27 ± 1,14	0,66 ± 0,67
-0,65 ± 0,05	18,21 ± 0,60	10,93 ± 1,23	9,60 ± 2,43
-0,55 ± 0,05	16,94 ± 0,55	9,29 ± 1,05	6,87 ± 1,97
-0,45 ± 0,05	18,41 ± 0,61	17,41 ± 1,25	5,65 ± 1,97
-0,35 ± 0,05	21,10 ± 0,60	21,35 ± 1,20	17,38 ± 2,21
-0,25 ± 0,05	22,56 ± 0,61	26,17 ± 1,20	14,93 ± 2,36
-0,15 ± 0,05	24,07 ± 0,63	33,99 ± 1,19	23,01 ± 3,01
-0,05 ± 0,05	24,54 ± 0,63	40,44 ± 1,29	28,06 ± 3,12
0,05 ± 0,05	25,89 ± 0,64	44,33 ± 1,27	35,07 ± 3,36
0,15 ± 0,05	27,95 ± 0,69	48,22 ± 1,32	36,11 ± 3,37
0,25 ± 0,05	28,60 ± 0,69	46,16 ± 1,27	39,22 ± 3,19
0,35 ± 0,05	30,68 ± 0,72	53,11 ± 1,40	44,26 ± 3,31
0,45 ± 0,05	30,36 ± 0,71	52,83 ± 1,43	53,57 ± 3,17
0,55 ± 0,05	31,64 ± 0,73	56,15 ± 1,57	61,27 ± 2,88
0,65 ± 0,05	31,10 ± 0,75	55,64 ± 1,63	61,37 ± 2,74
0,75 ± 0,05	34,96 ± 0,83	51,08 ± 0,92	64,61 ± 3,21
0,85 ± 0,05	37,08 ± 0,82	52,15 ± 0,97	56,72 ± 1,79
0,95 ± 0,05	38,73 ± 0,89	52,93 ± 0,97	56,03 ± 1,87

Tabelle 6.1: Tabelle der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die drei gemessenen Überschussenergien.



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei einigen Leuten herzlich bedanken:

Bei Prof. Dr. A. Khoukaz für die freundliche und hilfreiche Unterstützung bei den vielfältigen und interessanten Aufgabenstellungen der letzten Jahre und dafür, dass er es schafft, für ein wirklich gutes Arbeitsklima in der Arbeitsgruppe zu sorgen.

Bei Prof. Dr. J. P. Wessels für die Übernahme der Aufgabe des Zweitgutachters.

Bei Dr. T. Mersmann für seine große Hilfe bei der Handhabung der Analysesoftware, den vielen hilfreichen Vorschlägen und dem Korrekturlesen dieser Arbeit.

Bei A. Täschner für seine Unterstützung bei allen technischen Fragen und der umfassenden Hilfe bei Computerproblemen.

Bei beiden für die schöne und spannende Zeit seit meinem Einstieg in die Arbeitsgruppe.

Bei A. Winnemöller für die gute und freundschaftliche Zusammenarbeit beim Aufbau und Betrieb des Pellet Targets und das „klaglose“ Ertragen der langen Jülich Aufenthalte.

Bei meinen Bürokollegen P. Goslawski, M. Mielke, M. Papenbrock und I. Burmeister für die angenehme und freundschaftliche Atmosphäre und die vielen (Sinnlos)-Diskussionen. Das gleiche gilt natürlich auch für die anderen derzeitigen und ehemaligen Arbeitsgruppenmitglieder F. Berg(g)mann, S. General, E. Köhler, N. Milke, J. Otte und A. Passfeld.

Bei Prof. Dr. C. Wilkin für seine Hilfe bei Fragen zur Theorie und seinen Einsatz beim Paper [R<sup>+</sup>09].

Bei Prof. Dr. H. Ströher, Dr. A. Kacharava und der ganzen ANKE-Kollaboration für die freundliche Aufnahme in Jülich und die angenehme und konstruktive Zusammenarbeit.

Bei Dr. M. Wolke, Dr. V. Hejny und der ganzen WASA-Kollaboration für ihre Hilfe beim Pellet Target und ihrer Geduld, wenn es mal wieder gestreikt hat.

Bei G. D'Orsaneo und D. Spölgel für ihre große Hilfe beim Abbau, Aufbau und Betrieb des WASA-Pellet Targets.

Bei der „COSY-Crew“ für ihre Hilfe bei Umbauten und der Wartung der Targets.

Bei meinen Eltern und Geschwistern für ihre Unterstützung.



# Lebenslauf

Name: Tobias Rausmann  
Geburtsdatum: 30.05.1978  
Geburtsort: Münster  
Eltern: Wilhelm Rausmann  
Annemarie Rausmann, geb. Schülting

## Schulbildung:

Grundschule: Johannes-Grundschule Altenberge, 1984 - 1988  
Gymnasium: Gymnasium Paulinum Münster, 1988 - 1997  
Abitur, 1997

**Grundwehrdienst:** 01.01.1998 - 31.10.1998

**Studium:** seit Wintersemester 1997/98 an der  
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

Diplomstudiengang Physik: Wintersemester 1997/98  
bis Wintersemester 2004/05  
Vordiplom, Oktober 2001  
Diplom, September 2004

Promotionsstudium Physik: seit Sommersemester 2005

## Tätigkeiten:

Wissenschaftlicher Mitarbeiter: von November 2004 bis März 2010 im  
Institut für Kernphysik der  
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster



# Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Münster, Dezember 2009

Tobias Rausmann

