

Luminositätsbestimmung für Proton-Deuteron- Streureaktionen am Experiment COSY-11

Diplomarbeit in Experimenteller Physik
angefertigt am Institut für Kernphysik
bei Prof. Dr. R. Santo

vorgelegt von

Siegfried Steltenkamp



**Westfälische
Wilhelms-Universität
Münster**

5. November 2002

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Theoretische Beschreibung	3
2.1 Der Wirkungsquerschnitt	3
2.2 Die Parzialwellenzerlegung	5
2.3 Das Deuteron	6
2.4 Die Reaktionskinematik	7
2.4.1 Der Impuls und die Energie	8
2.4.2 Der Streuwinkel ϑ und der Impulsübertrag t	11
3 Das Experiment COSY-11	13
3.1 Der Beschleuniger COSY	13
3.2 Der COSY-11 Experimentaufbau	16
3.2.1 Das Clustertarget	18
3.2.2 Die Vakuumkammer	20
3.2.3 Die Driftkammern	21
3.2.4 Die Szintillationsdetektoren S1 und S3	22
3.2.5 Das Monitor-Detektorsystem	23
3.2.6 Das Dipol-Detektorsystem	25
3.2.7 Das COSY-11-Datenaufnahmesystem	25
4 Simulation und Rekonstruktion	27
4.1 Das Analyseprogramm	28
4.2 Die Störeffekte in der Analyse	32
4.3 Der Einfluss des Targetdurchmessers	33
5 Ereignisselektion	39
5.1 Die Triggerbedingungen	39

5.1.1	Der Haupttrigger	40
5.1.2	Der Trigger für die elastische Proton-Deuteron-Streuung	41
5.2	Die Software-bedingte Ereignisselektion	42
5.2.1	Die Identifikation der Protonen in den <i>Monte-Carlo-Daten</i>	42
5.2.2	Der Schnitt auf die Silizium-Pads	44
6	Datenanalyse	47
6.1	Die Bestimmung des Impulsübertragsintervalls	49
6.2	Die Analyse der selektierten Ereignisse	50
6.3	Die Ergebnisse der analysierten Ereignisse	54
7	Bestimmung des Wirkungsquerschnitts	61
7.1	Die Methode I	63
7.2	Die Methode II	69
8	Bestimmung der Luminositäten	79
9	Zusammenfassung und Ausblick	83
	Danksagung	97

Kapitel 1

Einleitung

Mesonen wurden zunächst in der kosmischen Strahlung entdeckt. Moderne Teilchenbeschleuniger, wie zum Beispiel das **Cooler Synchroton COSY** am Forschungszentrum Jülich, ermöglichen es, Mesonen künstlich zu erzeugen. Sie erlauben die Untersuchungen der Mesonenproduktion und deren Mechanismen. Dazu werden die Wirkungsquerschnitte der Mesonen ermittelt. Von besonderem Interesse ist es hierbei über die Endzustandswechselwirkung (Final-State-Interaction), die nahe der Produktionsschwelle untersucht wird, Erkenntnisse zu erlangen, da die Ejektile nahe der Schwellenenergie einen geringen Relativimpuls besitzen und somit lange Wechselwirkungszeiten zur Verfügung haben.

Am Institut für Kernphysik werden verschiedene Kanäle der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} X$ untersucht, wobei X ein beliebiges Teilchen sein kann. Die Reaktionen werden dabei von der COSY-11 Kollaboration am COSY gemessen. Als Target für das Experiment wird das im Institut für Kernphysik Münster entwickelte Cluster-target benutzt. Da bei diesen Messungen die Luminosität über das definierte Reaktionsvolumen und die Teilchenzahl im Target sowie im Beschleunigerstrahl nur ungenau bestimmt werden kann, wird eine simultan gemessene Referenzreaktion für die Bestimmung der integrierten Luminosität zur Hilfe genommen.

Im Rahmen dieser Arbeit soll die integrierte Luminosität für die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ ermittelt werden. Als Referenzreaktion wurde die elastische Proton-Deuteron-Streuung simultan gemessen. Diese Arbeit befasst sich neben dem experimentellen Aufbau und einer kurzen theoretischen Einleitung zunächst mit der Simulation und Analyse von Daten der elastischen Proton-Deuteron-Streuung. In der Simulation beziehungs-

weise Analyse wird durch Vergleich von generierten und analysierten Daten eine Aussage über die Genauigkeit der Rekonstruktion gemacht. Hierzu wurden Ereignisse simuliert, bei denen verschiedene Aspekte, wie zum Beispiel der Einfluss des Targetdurchmessers oder der Einfluss einiger Störeffekte, genauer untersucht werden.

Der zweite Teil der Arbeit befasst sich mit der Bestimmung der Luminosität für die gemessenen Strahlimpulse von 1,581 GeV/c, 1,593 GeV/c, 1,602 GeV/c, 1,612 GeV/c und 1,655 GeV/c. Die Bestimmung der Luminosität besteht aus zwei Schritten.

Im ersten Schritt werden die vom Untergrund separierten gemessenen Ereignisse der elastischen Proton-Deuteron-Streuung ausgezählt. Über *Monte-Carlo* simulierte und analysierte Daten wird die Akzeptanz des Detektorsystems für die elastische Proton-Deuteron-Streuung bestimmt. Im zweiten Schritt müssen die Wirkungsquerschnitte der elastischen Proton-Deuteron-Streuung bei den untersuchten Strahlimpulsen aus den Literaturdaten bestimmt werden. Da keine Wirkungsquerschnitte bei den untersuchten Impulsen vorliegen, werden sie mittels der bekannten Literaturdaten interpoliert.

Zum Schluss wird aus den interpolierten Wirkungsquerschnitten sowie aus der ermittelten Akzeptanz und den vom Untergrund getrennten gemessenen Ereignissen der Referenzreaktion die integrierte Luminosität bei den einzelnen Strahlimpulsen bestimmt.

Kapitel 2

Theoretische Beschreibung

Streuexperimente liefern Aussagen über den Aufbau der Materie und werden insbesondere bei der Erforschung von Elementarteilchen benutzt. Bei der Wechselwirkung zwischen Projektil und Target kann die Wellenfunktion des Projektils durch einen in Ausbreitungsrichtung laufenden ungestreuten und einen gestreuten Anteil beschrieben werden. Das Streuzentrum beziehungsweise das Target liegt im Koordinatenursprung (Abbildung 2.1).

2.1 Der Wirkungsquerschnitt

Die einlaufende Wellenfunktion, wie in Abbildung 2.1 angedeutet, breitet sich in z-Richtung aus. Der differenzielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ gibt die Zahl der Teilchen $dN(\Omega)$ an, die in das $d\Omega$ große Raumwinkelement um den Raumwinkel Ω gestreut werden, dividiert durch $d\Omega$ und die Zahl der Teilchen N_{ein} , die pro Fläche einfallen. Der Raumwinkel Ω setzt sich aus dem azimutalen Winkel φ und dem Winkel zur z-Achse ϑ zusammen. Als mathematischer Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt ergibt sich:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN(\Omega)}{N_{ein} \cdot d\Omega}. \quad (2.1)$$

Die Streuamplitude $f(\vartheta, \varphi)$ steht unter Vernachlässigung der Verbreiterung der Wellenpakete in folgender Beziehung zum Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\vartheta, \varphi)|^2. \quad (2.2)$$

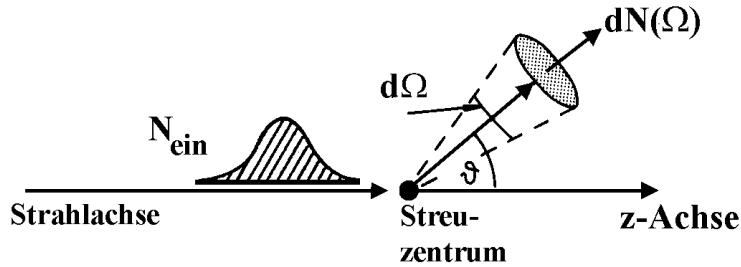


Abbildung 2.1: Streuung einer Welle in das $d\Omega$ große Raumwinkelement. Dargestellt ist die horizontale Komponente ϑ bei fester vertikaler Komponente φ .

Formal lässt sich dieses durch den quantenmechanischen Ausdruck für die Teilchenstromdichte

$$\vec{j} = \frac{\hbar}{2mi} (\psi_0^* \vec{\nabla} \psi_0 - \psi_0 \vec{\nabla} \psi_0^*), \quad (2.3)$$

unter Verwendung der Schrödinger-Gleichung¹, der Teilchendichte $P = |\psi|^2$ und der Kontinuitätsgleichung $\dot{P} + \text{div } \vec{j} = 0$ herleiten. Dabei ist ψ_0 die Wellenfunktion des einlaufenden Teilchens, m die Masse des Teilchens und ψ_0^* das komplexe Konjugat der Wellenfunktion². Nimmt man eine einlaufende ebene Welle der Form $\psi_{\text{ein}} = A e^{i\vec{k}\vec{z}}$ an, ergibt sich für die einlaufende Teilchenstromdichte $\vec{j}_{\text{ein}} = \frac{\hbar}{m} |A|^2 \vec{k}$, wobei \vec{k} den Wellenvektor der Wellenfunktion ψ_{ein} darstellt.

Bei genauer quantenmechanischer Betrachtung dieses Problems brauchen für die Streuwelle nur die Glieder höchster Ordnung, die mit $\frac{1}{r^2}$ abklingen, berücksichtigt zu werden [Nol00]. Von dem vollständigen Operator $\vec{\nabla}$ in Kugelkoordinaten benötigt man, auf Grund der Geometrie des Problems, lediglich den Radialanteil $\frac{\delta}{\delta r}$. Daraus ergibt sich die auslaufende radiale Komponente der Stromdichte

$$\vec{j}_{\text{aus}} = \frac{\hbar}{m} |A|^2 \cdot |f(\vartheta, \varphi)|^2 \frac{\vec{k}}{r^2}. \quad (2.4)$$

¹Zum Beispiel lautet die zeitunabhängige Schrödinger-Gleichung für Teilchen in dem Potenzial $V(\vec{x})$: $(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(\vec{x}))\psi = E \cdot \psi$.

²Das Dach auf dem i bezeichnet das komplexe i .

Der differenzielle Wirkungsquerschnitt lässt sich so schreiben als:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{|\vec{j}_{aus}|}{|\vec{j}_{ein}|} \cdot r^2 = |f(\vartheta, \varphi)|^2. \quad (2.5)$$

Der totale Wirkungsquerschnitt ist das Integral von Gleichung 2.2 über den gesamten Raumwinkelbereich:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int |f(\vartheta, \varphi)|^2 d\Omega. \quad (2.6)$$

Als Maßeinheit für den Wirkungsquerschnitt wird das Barn verwendet, abgekürzt b. Ein Barn entspricht 10^{-28} m^2 . Eine exakte Herleitung des Wirkungsquerschnitts ist in [Nol00] beschrieben.

2.2 Die Parzialwellenzerlegung

Unter der Annahme, dass das in der Schrödinger-Gleichung enthaltene Potenzial $V(\vec{x})$ kugelsymmetrisch ist, können die stationären Lösungen als Eigenfunktionen des Drehimpulses l angegeben werden. Diese Entwicklung nach den Eigenfunktionen nennt man Parzialwellenzerlegung. Die Ausbreitungsrichtung der Wellen liegt in z-Richtung. Die Entwicklung einer ebenen Welle nach Kugelflächenfunktionen ist gegeben durch [Schwab92]:

$$\exp\left(i\vec{k} \cdot \vec{x}\right) = \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l+1) j_l(kr) P_l(\cos \vartheta), \quad (2.7)$$

wobei $\exp\left(i\vec{k} \cdot \vec{x}\right)$ eine freie ebene Welle und $P_l(\cos \vartheta)$ die Legendre-Polynome darstellen. Unter Berücksichtigung der Rotationsinvarianz um die z-Achse sind die Streuamplitude³ $f(\vartheta, \varphi)$ und die Wellenfunktion $\psi(\vec{x})$ unabhängig vom Azimutalwinkel φ . Somit lässt sich die Streuamplitude schreiben als:

$$f(\vartheta, \varphi) = f(\vartheta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \cdot f_l \cdot P_l(\cos \vartheta). \quad (2.8)$$

Die Entwicklungskoeffizienten f_l nennt man die Parzialwellenamplituden. Wegen der oben genannten Symmetrieeigenschaften des Potenzials treten bei den Kugelflächenfunktionen $Y_{l,m}$ nur $Y_{l,0} \sim P_l(\cos \vartheta)$ auf [Nol00]. Unter Einführung der

³Man erhält die Streuamplitude über die formale Lösung der zeitunabhängigen Schrödinger-Gleichung bei Streuung eines Wellenpaketes an einem Streuzentrum.

Phasenverschiebung δ_l , die vom Potenzial abhängt, ergibt sich folgende Darstellung der Parzialwellenamplituden f_l durch die Phasenverschiebung:

$$f_l = \frac{\exp(2i\hat{\delta}_l) - 1}{2ik} = \frac{\exp(i\hat{\delta}_l) \cdot \sin(\delta_l)}{k}. \quad (2.9)$$

Dieses in die Streuamplitude eingesetzt ergibt:

$$f(\vartheta) = \frac{1}{k} \cdot \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \exp(i\hat{\delta}_l) \sin(\delta_l) P_l(\cos \vartheta) \quad (2.10)$$

und es folgt für den differenziellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{k^2} \cdot \sum_{l,l'}^{\infty} (2l+1)(2l'+1) \exp(i(\delta_l - \delta_{l'})) \sin(\delta_l) \sin(\delta_{l'}) P_l(\cos \vartheta) P_{l'}(\cos \vartheta). \quad (2.11)$$

Während es im differenziellen Streuquerschnitt Interferenzterme der verschiedenen Parzialwellen gibt, sind im totalen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{4\pi}{k^2} (2l+1) \sin^2 \delta_l \quad (2.12)$$

die Parzialwellenbeiträge additiv. Eine genaue Herleitung dieser Parzialwellen findet sich in [Schwab92].

2.3 Das Deuteron

Das Deuteron, das schwerste stabile Isotop des Wasserstoffkerns, hat die Masse $m_{\text{Deuteron}} \approx 2,0014 \text{ u}$ [Beth96]. Proton und Neutron sind im Deuteron mit einer Energie von

$$E_{\text{Bindung}} \approx 2,225 \text{ MeV} \quad (2.13)$$

gebunden. Im Grundzustand hat das Deuteron den Spin $S = 1$ und positive Parität. Weiterhin hat das Deuteron das magnetische Moment $\mu = 0,857\mu_k$ und einen Isospin $T = 0$. Die natürliche Einheit des magnetischen Momentes ist das Kernmagneton $\mu_k = 3,152 \times 10^{-14} \text{ MeV/T}$, das sich bei klassischer Rechnung für ein mit dem Drehimpuls \hbar rotierendes Proton ergibt. Mit Hilfe der Molekularstrahltechnik wurde das elektrische Quadrupolmoment des Deuterons experimentell zu $Q = 2,86 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$ bestimmt.

2.4 Die Reaktionskinematik

In dem Experiment COSY-11 kann, sofern benötigt, die Flugzeit für das in die Ringinnenseite⁴ abgelenkte Ejektil gemessen werden. Die Spur des in den Ring abgelenkten Teilchens wird durch zwei Driftkammern rekonstruiert. Durch die gekrümmte Teilchenbahn im bekannten Magnetfeld, die Teilchenspur und die Flugzeit ist es möglich, den Viererimpuls des Ejektils zu bestimmen. In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Formeln zur Reaktionskinematik kurz erläutert.

Als Koordinatensystem für die Beschreibung der betrachteten Reaktionen können das Laborsystem oder das Schwerpunktsystem, kurz CMS⁵, benutzt werden. Die Größen im Schwerpunktsystem werden im Folgenden durch einen Stern (*) gekennzeichnet, die anderen Größen sind im Laborsystem angegeben.

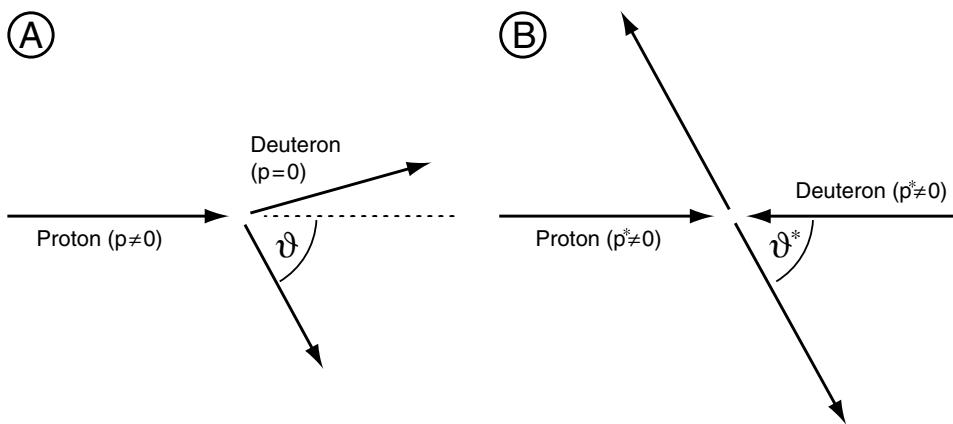


Abbildung 2.2: Bezugssysteme: In Teil A ist ein Stoßprozess im Laborsystem und in Teil B im Schwerpunktsystem dargestellt.

Im Laborsystem in Abbildung 2.2 Teil A bewege sich vor dem Stoß nur das Strahlproton, das Target (Deuterion) ruhe. Im Schwerpunktsystem (Abbildung 2.2 B) befindet sich der Schwerpunkt in Ruhe, demzufolge bewegen sich die beiden Teilchen mit entgegengesetztem aber betragsmäßig gleichen Impuls.

Der Übergang zwischen den Systemen erfolgt mittels der Lorentz-Transformation, wobei die Strahlachse wieder die z-Achse des Laborsystems ist

⁴Eine ausführliche Beschreibung des Aufbaus vom Experiment COSY-11 ist in Abbildung 3.2 zu finden.

⁵CMS - engl.: center of mass system.

(Abbildung 2.1). In diesem Fall ergibt sich für die Impulse im Schwerpunktssystem⁶:

$$\begin{aligned} p_x^* &= p_x, \\ p_y^* &= p_y, \\ p_z^* &= \gamma p_z - \beta \gamma E_{\text{Ejektil}}, \end{aligned} \quad (2.14)$$

$$\text{wobei } \beta = \frac{p_{\text{Strahl}}}{E_{\text{gesamt}}}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \text{und} \\ E_{\text{gesamt}} = m_{\text{Deuteron}} + \sqrt{m_{\text{Proton}}^2 + p_{\text{Strahl}}^2}. \quad (2.15)$$

Die Gesamtenergie des Schwerpunktes \sqrt{s} ist bei der elastischen Proton-Deuteron-Streuung definiert durch:

$$\begin{aligned} \sqrt{s}^2 &:= E_{\text{gesamt}}^2 - p_{\text{Strahl}}^2 \\ &= \left(\sqrt{m_{\text{Proton}}^2 + p_{\text{Strahl}}^2} + m_{\text{Deuteron}} \right)^2 - p_{\text{Strahl}}^2 \\ &= 2 \cdot m_{\text{Deuteron}} \cdot \sqrt{m_{\text{Proton}}^2 + p_{\text{Strahl}}^2} + m_{\text{Deuteron}}^2 + m_{\text{Proton}}^2. \end{aligned} \quad (2.16)$$

2.4.1 Der Impuls und die Energie

Damit eine Reaktion ablaufen kann, muss die vorhandene Energie im Schwerpunktssystem oberhalb der Schwellenenergie, die durch die gewünschte Reaktion gegeben ist, liegen. Der Betrag, um den die vorhandene Energie einer Reaktion im CM-System die Schwellenenergie übersteigt, wird als Q -Wert bezeichnet. Bei der η Produktion in der Reaktion $\text{pd} \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ berechnet der Q -Wert sich wie folgt [Ada00, Gec01]:

$$Q = \sqrt{s} - (m_{{}^3\text{He}} + m_\eta). \quad (2.17)$$

Die Schwellenenergie bei der elastischen Proton-Deuteron-Streuung ist null, da kein neues Teilchen entsteht.

In einer Zwei-Teilchen-Reaktion sind die Impulse der Ejektile im Schwerpunktssystem bis auf die Vorzeichen gleich und berechnen sich durch:

$$|\vec{p}^*| = \sqrt{\frac{[s - (m_{\text{Proton}} + m_{\text{Deuteron}})^2] \cdot [s - (m_{\text{Proton}} - m_{\text{Deuteron}})^2]}{4 \cdot s}}. \quad (2.18)$$

⁶In dieser und den folgenden Betrachtungen gilt die Konvention $\hbar = c = 1$.

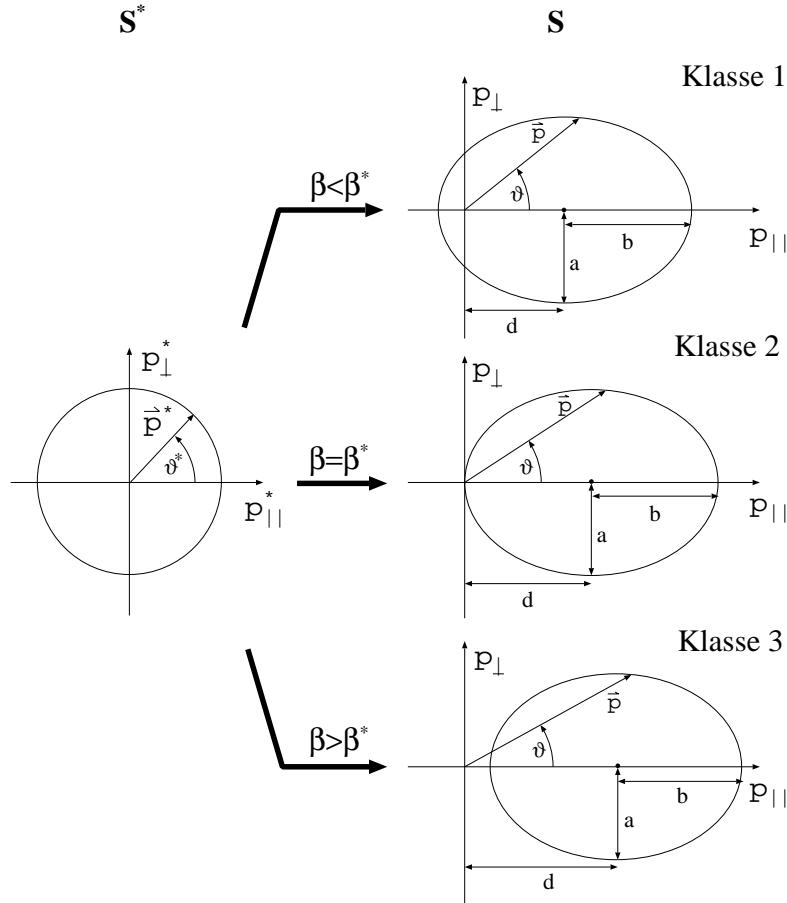


Abbildung 2.3: Die Klassifikation der transformierten Impulsellipsen in Abhängigkeit des Verhältnisses von β^* zu β

Die Kinematik der elastischen Proton-Deuteron-Streuung im Endzustand ergibt sich aus der Behandlung eines allgemeinen Zweikörperendzustandes. Die möglichen Impulskomponenten p_i bei der elastischen Streuung mit konstantem Gesamtimpuls \vec{p}_{gesamt}^* liegen im Schwerpunktssystem auf einer Kugeloberfläche. Die Transformation in das Laborsystem mittels Umkehrung von Gleichung 2.14 führt zu Impulsellipsoiden. Die zwei-dimensionale Projektion der Ellipsoide und der Kugeloberfläche auf die Ebene, die durch den transversalen Impuls $p_{transversal} = p_{\perp}$ (Gleichung 2.19) und den longitudinalen Impuls $p_z = p_{\parallel}$ aufgespannt wird, ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

$$p_{\perp} = \frac{p_x}{|p_x|} \cdot \frac{p_y}{|p_y|} \cdot \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (2.19)$$

Die Verschiebung der Ellipse zum Koordinatenursprung sowie zu den Halbachsen ist definiert durch:

$$\begin{aligned} d &= \beta \cdot \gamma \cdot E^*, \\ a &= |\vec{p}^*| \text{ und} \\ b &= \gamma \cdot |\vec{p}^*|. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Es ergeben sich drei verschiedene Klassen von Ellipsoiden, die abhängig vom Verhältnis von β^* zu β sind, wobei β die Relativgeschwindigkeit vom Laborsystem zum Schwerpunktsystem ist und $\beta^* = \frac{\vec{p}^*}{E^*}$:

Klasse 1: $\beta^* < \beta$. Der Koordinatenursprung liegt innerhalb der Ellipse, so dass alle Reaktionswinkel erlaubt sind.

Klasse 2: $\beta^* = \beta$. Der Koordinatenursprung liegt auf der Ellipse. Der Grenzwinkel ist $\vartheta_{\max} = \frac{\pi}{2}$.

Klasse 3: $\beta^* > \beta$. Der Koordinatenursprung liegt außerhalb der Ellipse. Es gibt einen maximalen Grenzwinkel von $\vartheta_{\max} < \frac{\pi}{2}$.

Bei der elastischen Streuung, bei der ein Proton auf ein Deuteron stößt, gibt die Reaktionskinematik keinen Grenzwinkel für Protonen vor. Es sind alle Streuwinkel kinematisch erlaubt, somit liegt im Rahmen dieser Arbeit die Klasse 1 aus Abbildung 2.3 vor.

2.4.2 Der Streuwinkel ϑ und der Impulsübertrag t

Der Cosinus des Streuwinkels ϑ im Laborsystem für die elastische Proton-Deuteron-Streuung ist gegeben durch:

$$\cos \vartheta = \frac{p_z}{|\vec{p}|}. \quad (2.21)$$

Die Transformation von $\cos \vartheta$ in das Schwerpunktsystem ergibt sich zu

$$\cos \vartheta^* = \frac{\sqrt{D} - g\gamma^2 \tan^2(\vartheta)}{1 + \gamma^2 \tan^2(\vartheta)}, \quad (2.22)$$

mit

$$D = 1 + \gamma^2 \cdot [1 - g^2 \tan^2(\vartheta)] \quad \text{und} \quad g = \frac{\beta \cdot E^*}{|\vec{p}^*|}.$$

Die Berechnung über die Lorentztransformation und über Gleichung 2.22 sind mathematisch äquivalent. In der Analyse sollten beide Berechnungen denselben Wert ergeben. Eine genaue Untersuchung wurde im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt und findet sich in Abschnitt 4.1.

Der Impulsübertrag, den das Strahlproton auf das Deuteron überträgt, lässt sich auf folgende Weise berechnen:

$$t = -2 \cdot (|\vec{p}^*|^2) \cdot (1 - \cos \vartheta^*). \quad (2.23)$$

Eine ausführlichere Herleitung der Formeln 2.22 und 2.23 findet sich in [Byc94].

Kapitel 3

Das Experiment COSY-11

3.1 Der Beschleuniger COSY

Das Experiment COSY-11 dient der Untersuchung der Produktion von Mesonen und Hyperonen in Proton-Proton-, Proton-Deuteron- und Deuteron-Proton-Stoßreaktionen nahe ihrer Produktionsschwelle. Es ist als sogenanntes internes Experiment in einer Bogensektion des Beschleunigerrings COSY (**Cooler Synchrotron**) am Forschungszentrum Jülich installiert. Der Beschleunigerring hat einen Umfang von 184 m und wurde im Jahr 1993 in Betrieb genommen. In Abbildung 3.1 ist eine Übersicht der Beschleunigeranlage dargestellt.

Der Beschleuniger gehört zur jüngeren Generation von Beschleunigern mit Phasenraumkühlung, welche sowohl unpolarisierte als auch polarisierte Protonen und Deuteronen beschleunigen können. Bei COSY werden die aus einer H^- -Quelle stammenden Ionen mit einer Energie von 4,5 keV in einem kontinuierlich

betriebenen Zyklotron auf eine Energie von 45 MeV vorbeschleunigt, dabei werden die Ionen durch einen Makropulser (Plattenkondensator) in Abständen von 20 ms in das Zyklotron injiziert [Prah02]. Die negativ geladenen Wasserstoffionen streifen ihre Elektronen an einer dünnen Kohlenstofffolie ab, bevor sie im Speicherring auf Strahlimpulse von 295 bis etwa 3450 MeV/c beschleunigt werden.

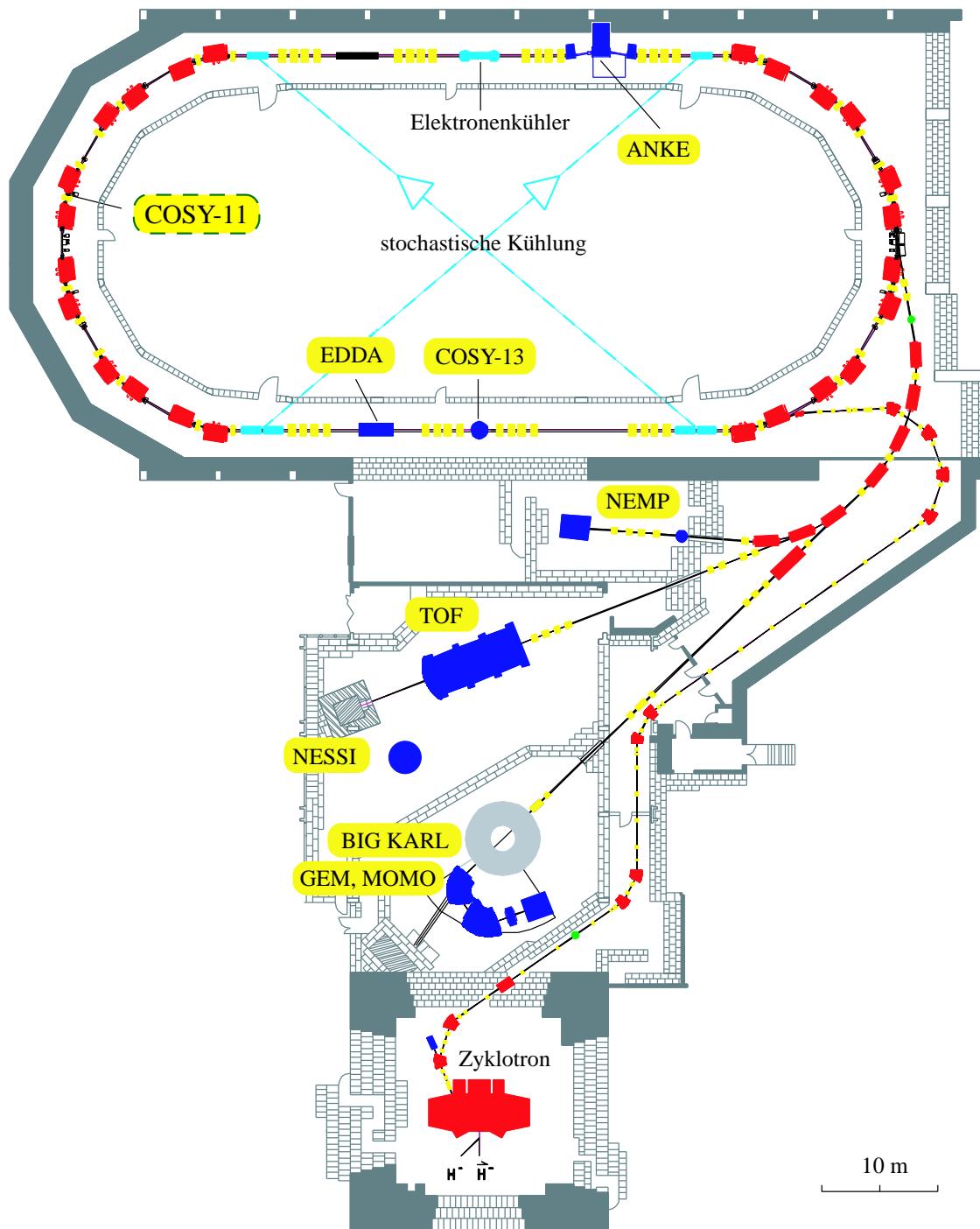


Abbildung 3.1: Der schematische Aufbau der Beschleunigeranlage COSY mit den internen und externen Experimentierplätzen.

Die hohe Qualität des Protonen- beziehungsweise des Deuteronenstrahls mit einer Emittanz von $\epsilon \leq 1\pi \text{ mm mrad}$ bei Maximalenergie und einer Impulsunschärfe von $\Delta p/p \approx 1 \times 10^{-4}$ (FWHM) wird durch zwei verschiedene Arten der Strahlkühlung erreicht [Prah02, Que01].

Zur Strahlkühlung bis etwa 650 MeV/c wird eine Elektronenkühlung benutzt. Zwischen einem Strahlimpuls von 1500 MeV/c bis zum Endimpuls kann der Protonenstrahl (Deuteronenstrahl) stochastisch gekühlt werden.

3.2 Der COSY-11 Experimentaufbau

Das Detektorsystem COSY-11 wurde für die Untersuchung von Mesonen und Hyperonen nahe ihrer Schwelle konzipiert. In den durchgeführten Messungen wurde zum Beispiel die Erzeugung von K , η , η' , π , Φ und ω Mesonen sowie die Produktion der Hyperonen Λ , Σ^0 , $\Sigma^0(1385)$, $\Lambda(1405)$ untersucht [Bal98, Grz00, Kho96, Lis98, Mos98, Sew99, Smy00, Homepage, Win01]. Ferner wurden Untersuchungen an einem Deuterontarget zur schwellennahen Erzeugung von η und η' Mesonen durchgeführt [Ada00, Gec01].

Abbildung 3.2 zeigt schematisch den experimentellen Aufbau von COSY-11, wie er zur Detektion der elastisch gestreuten Teilchen verwendet wird. Der COSY-Dipol dient hierbei als Impulsseparator und lenkt positiv geladene Ejektile mit einem geringeren Impuls als dem der Strahlprotonen aus der Streukammer heraus in die Driftkammern DC1 und DC2 sowie durch die Szintillatoren S1 und S3. Mittels der Flugzeit zwischen den Start- (S1) und Stoppszintillatoren (S3) und den Teilchenspuren aus den Driftkammern können, unter Verwendung der in Kapitel 2.4 genannten Formel, die Spuren bis zum nominellen Wechselwirkungspunkt rekonstruiert werden. Die Impulsrekonstruktion nutzt die Krümmung der Teilchentrajektorie im bekannten Magnetfeld des COSY-Dipols aus.

Eine Kombination der so erhaltenen Informationen macht unter Berücksichtigung der Ladung die Identifikation der Teilchen und die Berechnung der Vierervektoren der Teilchen möglich. Negativ geladene Teilchen können mit dem Dipoldetektorsystem registriert werden. Im Folgenden werden die wichtigsten Komponenten des experimentellen Aufbaus kurz beschrieben und ihre Funktionsweisen erläutert. Weiterführende Beschreibungen zum Detektoraufbau und den einzelnen Komponenten finden sich in [Bra96].

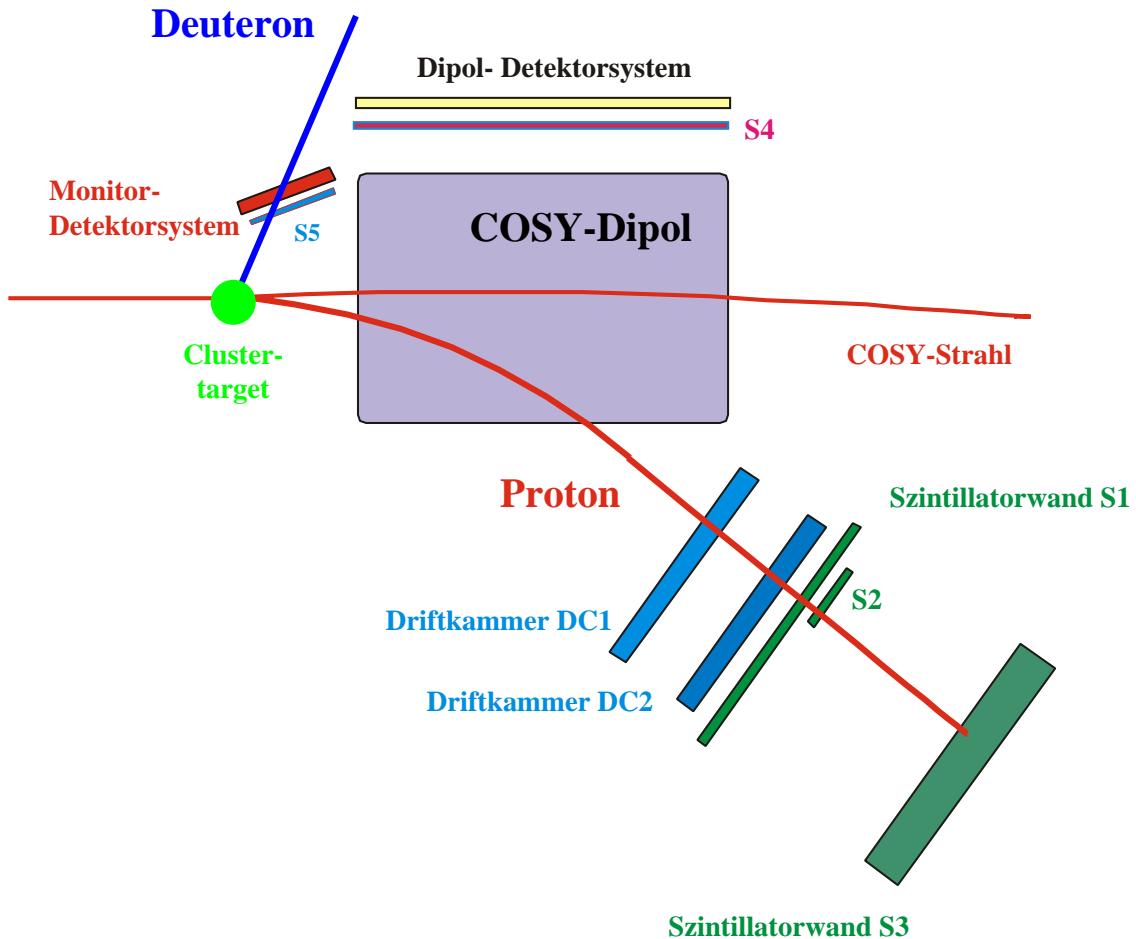


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau von COSY-11. Die Teilchenspuren der Deuteronen sind blau und die der Protonen rot gekennzeichnet. Das Dipoldetektorsystem, welches zur Übersicht außerhalb des COSY-Dipols skizziert ist, befindet sich zusammen mit dem S4 im Dipolspalt.

3.2.1 Das Clustertarget

In Verbindung mit dem hochpräzisen Protonen- beziehungsweise Deuteronenstrahl des Speicherrings COSY bietet sich ein Clusterstrahl als Target an, da dieser keine Fenster oder Halterungen benötigt und so kein störender Untergrund, verursacht durch Fremdatome, entsteht. Ein internes Clustertarget liefert trotz der im Vergleich zu Feststofftargets geringe Dichten eine gute Luminosität, da der gespeicherte COSY-Strahl mit einer Umlauffrequenz von etwa 1.4 MHz ständig das Targetvolumen trifft.

In Abbildung 3.3 ist der schematische Aufbau des bei COSY-11 benutzten Clustertargets dargestellt. Auf einem Kaltkopf ist eine Lavaldüse montiert, die einen konvergenten Einlass und einen divergenten Auslass besitzt. Der Kaltkopf kann die Düse bei einem Gasdruck von $p_0 = 17$ bar vor der Düse auf Temperaturen von etwa 22 K abkühlen. Der Clusterprozess setzt in der Lavaldüse durch adiabatische Expansion und damit verbundene weitere Abkühlung des bereits vorgekühlten Gases ein. Dies ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Das Gas liegt innerhalb der Düse in einem übersättigten Zustand vor. Auf Grund dessen bilden sich Mikrotröpfchen, die sogenannten Cluster. Ein solcher kondensierter Zustand kann aus bis zu mehreren tausend Atomen bestehen [Hag72]. Weiterführende Literatur zu systematischen Untersuchungen der Clusterproduktion findet sich in [Que97, Tho98, Kho99].

Der entstandene Clusterstrahl wird durch eine kegelförmige Blende, einem Skimmer, vom Restgas separiert. Die Form des Clusterstrahls wird durch den Kollimator, einer weiteren Blende, bestimmt. In der Streukammer breitet sich der Clusterstrahl mit einer Divergenz von 13 mrad aus und besitzt am Wechselwirkungspunkt mit dem COSY-Strahl einen Durchmesser von 0,9 cm [Kho96].

Im Idealfall bricht der Clusterstrahl in der letzten Auffängerstufe auf und wird durch drei differenzielle Pumpstufen abgepumpt, so dass das Vakuum des COSY-Ringes nicht beeinträchtigt wird.

Für den bei sehr niedrigen Temperaturen stattfindenden Clusterprozess ist ein besonders hoher Reinheitsgrad des Arbeitsgases erforderlich. Verunreinigungen im Gassystem haben das Zufrieren der Düse zur Folge. Dieser Reinheitsgrad unterhalb von 0.5 ppm wird durch einen Wasserstoffreiniger erreicht [Lan01]. Typische Luminositäten werden in der Größe von $10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ mit dem Clustertarget erreicht.

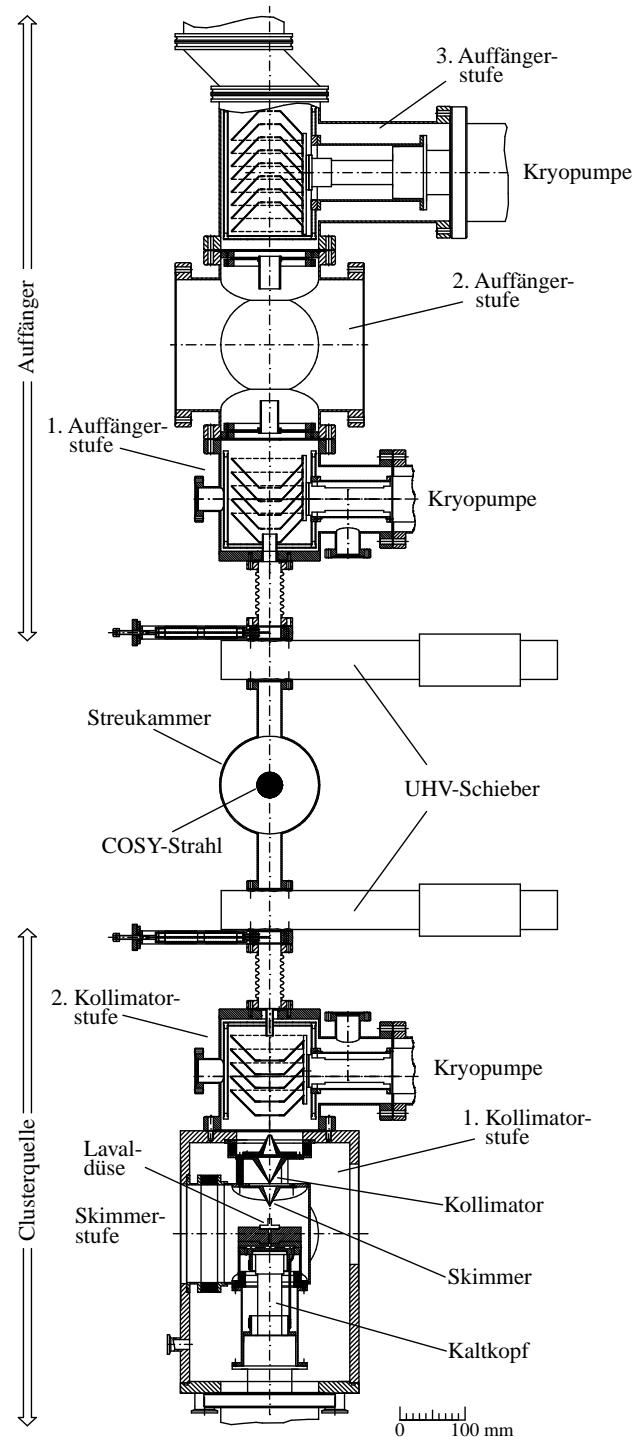


Abbildung 3.3: Der Aufbau des an COSY-11 benutzten Clustertargets.

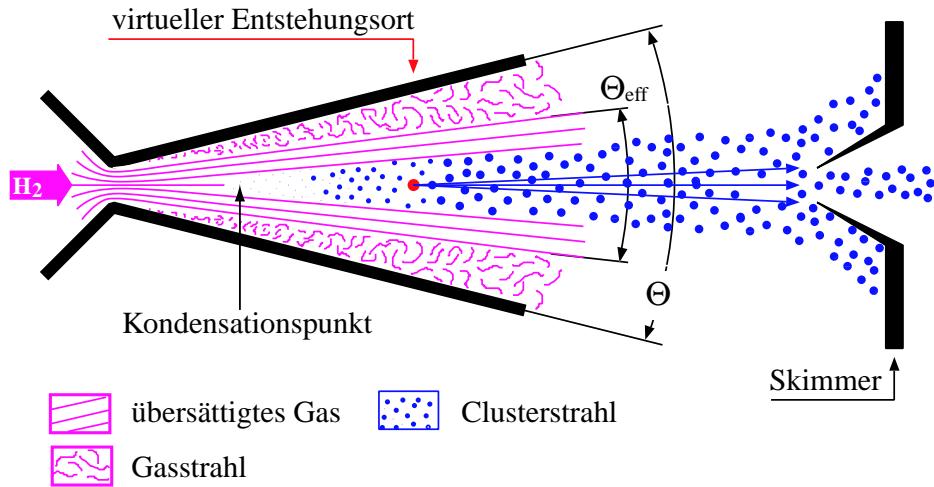


Abbildung 3.4: Der schematisch dargestellte Clusterprozess in einer Lavaldüse.

3.2.2 Die Vakuumkammer

Die Vakuumkammer füllt den inneren Bereich des COSY-Dipols aus. Um das Vakuum des Ringes nicht zu beeinträchtigen, besitzt die Vakuumkammer vier Austrittsfenster, durch welche die Ejektile aus dem Vakumsystem des Ringes zu den unter Atmosphärendruck befindlichen Detektorkomponenten gelangen können. Die Materialeigenschaften der Austrittsfenster sind so beschaffen, dass die Ejektile weitestgehend stoßfrei passieren können.

Das Fenster, durch welches die positiv geladenen Teilchen in das Ringinnere austreten, besteht aus je zwei $150\ \mu m$ dicken, gekreuzten Kohlenstofffasermatten und einer $30\ \mu m$ dicken Aluminiumschicht. Dies verringert die Coulomb-Vielfachstreuung in den Folien unterhalb der Detektorauflösung [Win01]. Das Fenster hat eine Größe von $187,6 \times 7,6\ cm^2$. Die anderen Austrittsöffnungen sind durch $150\ \mu m$ dicke Chrom-Nickel-Edelstahlfolien verschlossen.

3.2.3 Die Driftkammern

Zur Flugbahnenrekonstruktion der positiv geladenen Ejektile werden die Driftkammern DC1 und DC2 verwendet. Die Driftkammern stehen in einem Abstand von 70 cm zueinander und bestehen aus sechs beziehungsweise acht Ebenen mit einer aktiven Fläche von jeweils $168 \times 43,3 \text{ cm}^2$.

Die näher zum Targetpunkt positionierte Driftkammer DC1 besteht aus je zwei Ebenenpaaren mit um $+31^\circ$ bzw. -31° geneigten und einem Ebenenpaar mit vertikal gespannten Drähten. Abbildung 3.5 zeigt die Anordnung der Nachweisebenen mit den vertikal gespannten Drähten, die zur Auflösung der

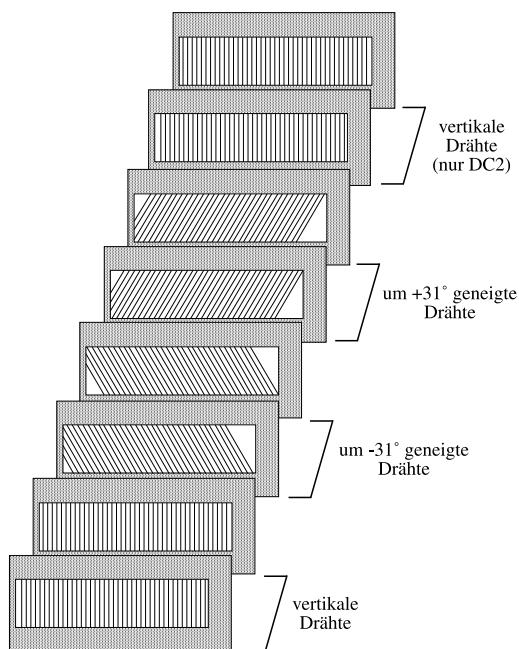


Abbildung 3.5: Aufbau einer Driftkammer. Deutlich zu erkennen ist der Drahtversatz der Nachweisdrähte um $\pm 31^\circ$.

Rechts-Links-Doppeldeutigkeit bezüglich des Signaldrahtes paarweise angeordnet sind und jeweils um eine halbe Zellenweite versetzt sind. Die Driftkammer DC2 verfügt über zwei weitere Ebenen mit vertikal angeordneten Drähten. Durch die Verwendung mehrerer Ebenen können die Flugbahnen der Ejektile, sofern sie nicht zu eng nebeneinander liegen, mit einer Effizienz von nahezu 100 Prozent rekonstruiert werden. Die Abbildung 3.6 zeigt den schematischen Aufbau einer einzelnen Zelle vom Typ *Graded Field*. Die Driftkammer ist mit einer Gas-

mischung aus Argon und Ethan zu gleichen Volumenanteilen bei Atmosphärendruck gefüllt. Aus den in Abbildung 3.6 gezeigten Arbeitsspannungen und der verwendeten Gasmischung resultiert eine maximale Driftzeit von 400 ns, entsprechend der Driftstrecke einer halben Zelle von 20 mm. Für Protonen mit einem Impuls von etwa 1 GeV/c beträgt das horizontale Auflösungsvermögen etwa 100 μm [Bra96].

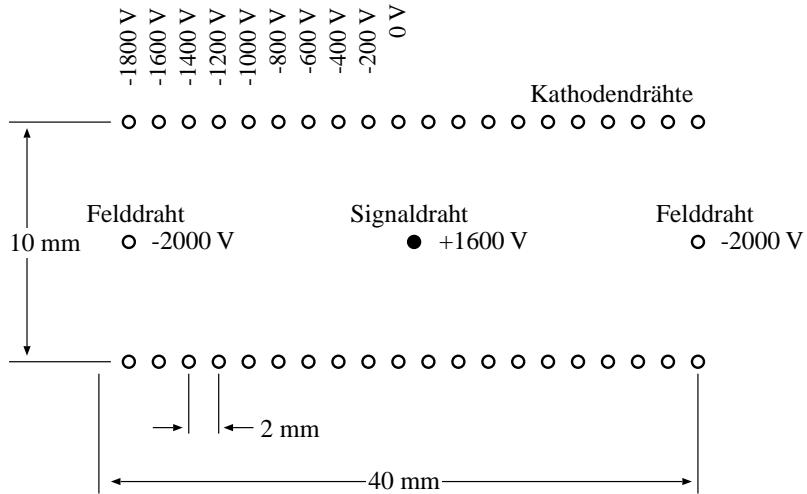


Abbildung 3.6: Die Struktur und die Spannungsverteilung einer *Graded Field*-Driftzelle.

3.2.4 Die Szintillationsdetektoren S1 und S3

Die Szintillationswand S1 besteht aus 16 senkrecht nebeneinander überlappend angeordneten Szintillationsmodulen mit einer Größe von $45 \times 10 \times 0,4 \text{ cm}^3$, die jeweils beidseitig ausgelesen werden. Der Szintillator S1 hat, abhängig vom Auftreffort, eine Zeitauflösung von 160 – 220 ps. Neben der Funktion als Startdetektor für die Flugzeitmessung dient das Szintillatorhodoskop zusätzlich zur Generierung eines Triggersignals. Das Stoppsignal der Flugzeitmessung liefert die 9 m vom S1 entfernt stehende Szintillationswand S3¹. Der Szintillatorblock des S3 hat eine Stärke von 5 cm ($100 \times 220 \times 5 \text{ cm}^3$)

¹Bei der Messung der elastischen Proton-Deuteron-Streuung wird die Flugzeit nicht benutzt (vgl. Abschnitt 5.1.2).

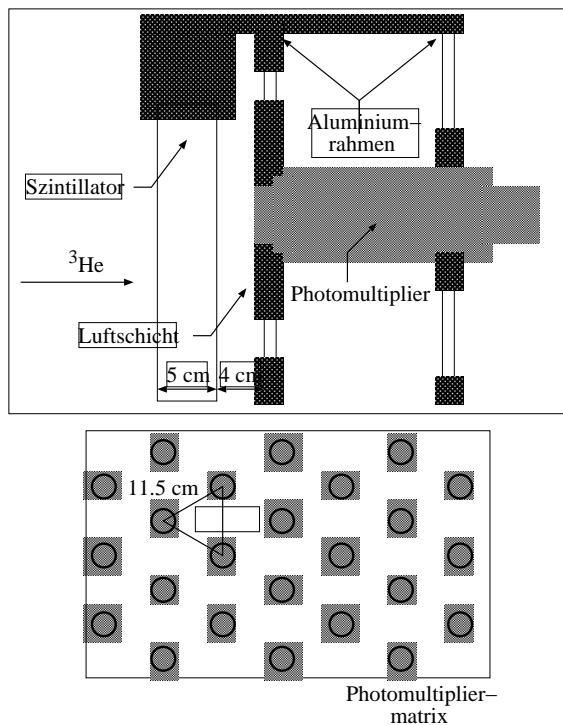


Abbildung 3.7: Die seitliche Ansicht des S3-Detektors. In der unteren Bildhälfte sind 24 der 217 Photomultiplier entsprechend ihrer Anordnung auf der Rückwand des S3 zu sehen.

und wird mit Hilfe einer aus 217 Photomultipliern bestehenden Matrix ausgelernt, die durch eine 4 cm dicke Luftsicht von der Szintillatorwand getrennt ist (siehe Abbildung 3.7). Die Amplitudenverteilung des Gesamtsignals aller ansprechenden Photomultiplier ermöglicht die Messung des Auftreffortes und -zeitpunktes. Die Zeitauflösung für Protonen mit einem Impuls von 1 GeV/c liegt bei 135 bis 195 ps und die Ortsauflösung bei ungefähr 1 cm. Zusammen mit dem Startdetektor S1 werden damit Impulsauflösungen $\Delta p/p$ von ungefähr 1 bis 1,5 % erreicht.

3.2.5 Das Monitor-Detektorsystem

Zur Bestimmung der integrierten Luminosität über die elastische Proton-Deuteron-Streuung werden koinzidente Ereignisse nachgewiesen, wobei ein Teilchen ein Signal im Startdetektor S1 und ein weiteres Teilchen ein Signal im Monitor-Detektorsystem erzeugt. Letzterer besteht aus einem segmentierten

Halbleiterdetektor zur energie- und ortsauf lösenden Analyse. Aus 144 sogenannten Silizium-Padstreifen aufgebaut bilden jeweils vier Pads ein Modul. Die Module aus drei Reihen mit je 48 Pads überlappen sich, um eine möglichst vollständige Abdeckung zu gewährleisten. Diese Anordnung der Silizium-Pads ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Der Pad-Detektor besitzt eine aktive Fläche von $20,86 \times 5,98 \text{ cm}^2$.

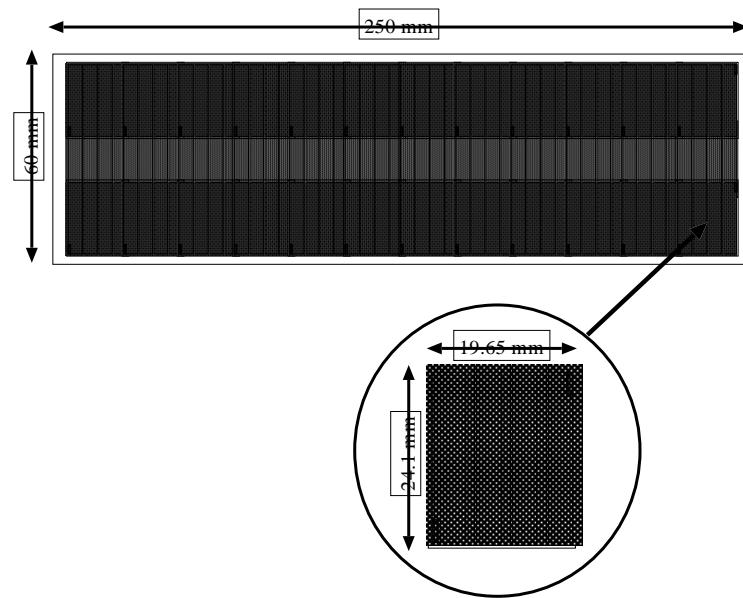


Abbildung 3.8: Anordnung der Silizium-Pads: Die einzelnen Module sind in einem Winkel von $3,6^\circ$ montiert. Der horizontale Überlapp beträgt 1 mm, der vertikale Überlapp 4 mm. Die mittlere Reihe ist gegenüber den äußeren Reihen um 2 mm nach hinten versetzt.

Vom Target aus gesehen vor dem Pad-Detektor befindet sich der 4 mm starke Szintillationsdetektor S5 mit einer Fläche von $23 \times 7,6 \text{ cm}^2$. Der Szintillator dient als Trigger, da ständiges Auslesen eine unnötig hohe Totzeit des Datenerfassungssystem verursachen würde. Ferner ist es auf Grund der langen Reaktionszeit der Halbleiterdetektoren nicht möglich, eine zeitlich hinreichende Koinzidenz mit dem S1 zu erhalten.

3.2.6 Das Dipol-Detektorsystem

Um Teilchen nachzuweisen, die in das Innere des COSY-Dipols abgelenkt werden, wird das Dipol-Detektorsystem benutzt. Es besteht analog zum Monitordetektor aus einem orts- und energieauflösenden Silizium-Pad-Detektor und einem 5 mm dicken Szintillator S4 mit einer aktiven Fläche von $111,5 \times 6,6 \text{ cm}^2$. Der Szintillator S4 überdeckt vollständig den ortsauflösenden Silizium-Pad-Detektor [Koe95]. Um eine durchgängige aktive Fläche zu erhalten, besteht der Pad-Detektor aus drei Reihen von je 240 Streifen, die überlappend angeordnet sind; die gesamte aktive Oberfläche der $280 \mu\text{m}$ dicken Pads beträgt $103,9 \times 5,98 \text{ cm}^2$. Der vorgelagerte Szintillator kann als Trigger benutzt werden, da sich der Silizium-Pad-Detektor wie beim Monitor-Detektorsystem nicht als Trigger eignet. Genauere Angaben finden sich in [Que01].

3.2.7 Das COSY-11-Datenaufnahmesystem

Das COSY-11 Datenaufnahmesystem wurde im Zentrallabor für Elektronik des Forschungszentrums Jülich auf Basis bestehender Hard- und Softwarestandards entwickelt [Erv92]. Die Digitalisierung der Daten und die Experimentsteuerung erfolgen durch CAMAC-, FASTBUS- und VME-Technik. Controller innerhalb eines Multiprozessorsystems lesen die Daten aus und fügen sie zu einem physikalischen Ereignis zusammen. Eine genauere Beschreibung des Datenaufnahmesystems an COSY-11 findet sich unter [Wüs98]. Seit März 2001 verwendet COSY-11 ein neues, optimiertes Datenaufnahmesystem, das eine höhere Ereignisrate verarbeiten kann. Weitere Informationen finden sich zum Beispiel unter [Kol01].

Kapitel 4

Simulation und Rekonstruktion

Die bei COSY-11 verwendete Simulations-Software basiert auf dem Code GEANT-3 [Gea93, Hoo94]. Die Simulations-Software ist so konzipiert, dass sie den Aufbau von COSY-11 sowie die Wechselwirkung von Strahlung mit Materie und andere Effekte berücksichtigt. Bei der Simulation von Reaktionen werden der Strahlimpuls, die Anzahl der zu simulierenden Ereignisse und andere Einstellungen wie zum Beispiel die Art der Wechselwirkung oder Targetdurchmesser sowie Position vorgegeben. Diese Voreinstellungen werden durch Setup-Files gesteuert.

Mit diesen Vorgaben erstellt ein Zufallsgenerator, der sogenannte *GENBOD*, ein Ereignis. Die aus diesem Ereignis entstandenen Teilchen werden dann von der Software durch den Aufbau simuliert, wobei Interaktionen mit Magnetfeldern, beziehungsweise elektrischen Feldern, sowie mit Materie berücksichtigt werden. Die so entstandene Spur eines Ereignisses kann durch die Antwort der jeweiligen angesprochenen Detektorkomponenten in einer Datei gespeichert werden. Zusätzlich können die vorgegebenen und generierten Werte (Input) wie Masse, Impuls und Ablenkinkel des simulierten Teilchens in die Datei geschrieben werden. Dies ermöglicht den Vergleich zwischen den Eingabewerten (Input) und den rekonstruierten Werten (Output). Somit kann auch eine Aussage über die Genauigkeit der Rekonstruktion gemacht werden.

4.1 Das Analyseprogramm

In der Analyse werden die gemessenen und simulierten Daten mittels desselben Programms verarbeitet. In diesem Programm werden alle relevanten physikalischen Größen berechnet und in einen Vektor (Ntuple) geschrieben. Dieses sogenannte Ntuple wird mit Hilfe des Programms *Paw++* ausgewertet [Paw98].

Um die Richtigkeit der rekonstruierten Größen zu überprüfen, wurde in der Analyse der im *GENBOD* generierte Ejektilimpuls mit dem in der Analyse rekonstruierten Impuls verglichen. Diese Information wurde zusätzlich bei der Erstellung der Daten in die Datei geschrieben und steht somit auch nach der Analyse zum Vergleich noch zur Verfügung.

Um eine Aussage über die Qualität der Rekonstruktion treffen zu können, wurde einen Million Ereignisse der elastischen Proton-Deuteron Streuung bei einem Impuls von 1,602 GeV/c simuliert. Für eine möglichst realistische Simulation wurden für Targetdurchmesser und Strahlverschmierung die entsprechenden experimentell vorliegenden Werte von $d = 0,9$ cm und $\Delta p = 0,0007$ MeV/c (RMS) eingesetzt.

In der Simulation werden physikalische Effekte wie Vielfachstreuung, Energieverlust, Zerfälle und andere Wechselwirkungen mit Materie berücksichtigt, um die realen Bedingungen möglichst exakt wiederzuspiegeln. Abbildung 4.1 zeigt auf der Ordinate die Häufigkeit der Ereignisse in Abhängigkeit der horizontalen Streuwinkelverteilung der elastisch gestreuten Protonen im Schwerpunktssystem. Im oberen Histogramm sind die Ereignisse nach der Generierung im *GENBOD* und vor der Simulation und Rekonstruktion dargestellt. Im Vergleich dazu sind im unteren Histogramm dieselben Ereignisse nach Generierung und Rekonstruktion in der Analyse aufgetragen. Die gute Übereinstimmung zwischen den generierten Daten (oben) und den mittels des Analyseprogramms rekonstruierten Daten (unten) wird deutlich sichtbar. Zu beachten ist hierbei, dass bei der Generierung der Daten nur vom Detektorsystem akzeptierte Ereignisse dargestellt sind.

Abbildung 4.2 zeigt die zweidimensionale Darstellung der Streuwinkelverteilung in Einheiten von $\cos \vartheta^*$ aus denselben Daten wie in Abbildung 4.1. Auf der Ordinate sind Analyseergebnisse (Output, Abbildung 4.1 unten) in Abhängigkeit der in *GENBOD* generierten Daten (Abbildung 4.1 oben) aufgetragen. Durch diese Art der zweidimensionalen Darstellung wird die sehr geringe Abweichung von der Winkelhalbierenden deutlich, die eine exakte Rekonstruktion aufzeigt. Diese geringe Abweichung in der Analyse wird im Folgenden genauer untersucht.

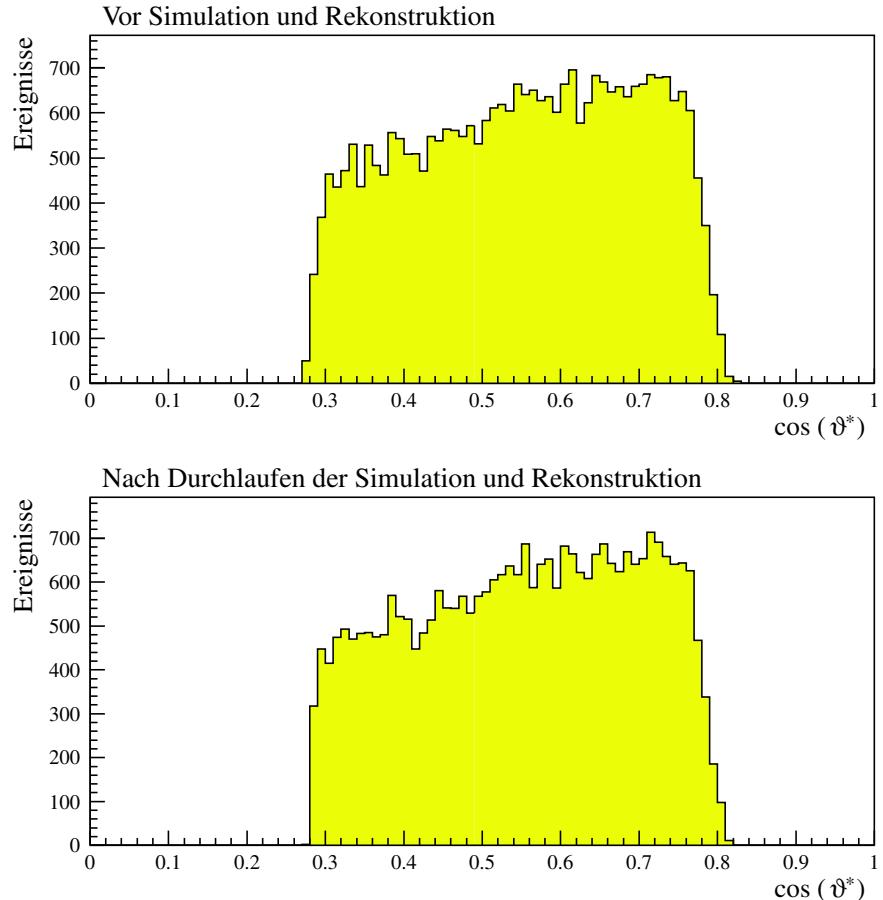


Abbildung 4.1: Oben: Die Streuwinkelverteilung der elastischen Proton-Deuteron-Streuung im Schwerpunktssystem in Einheiten von $\cos \vartheta^*$. Bei der Simulation der Ereignisse wurde der Trigger der elastischen Proton-Deuteron-Streuung (Abschnitt 5.1.2) berücksichtigt. Die Daten wurden bei einer Strahlenenergie von 1,602 GeV/c generiert. Unten: Streuwinkelverteilung nach Simulation und Rekonstruktion.

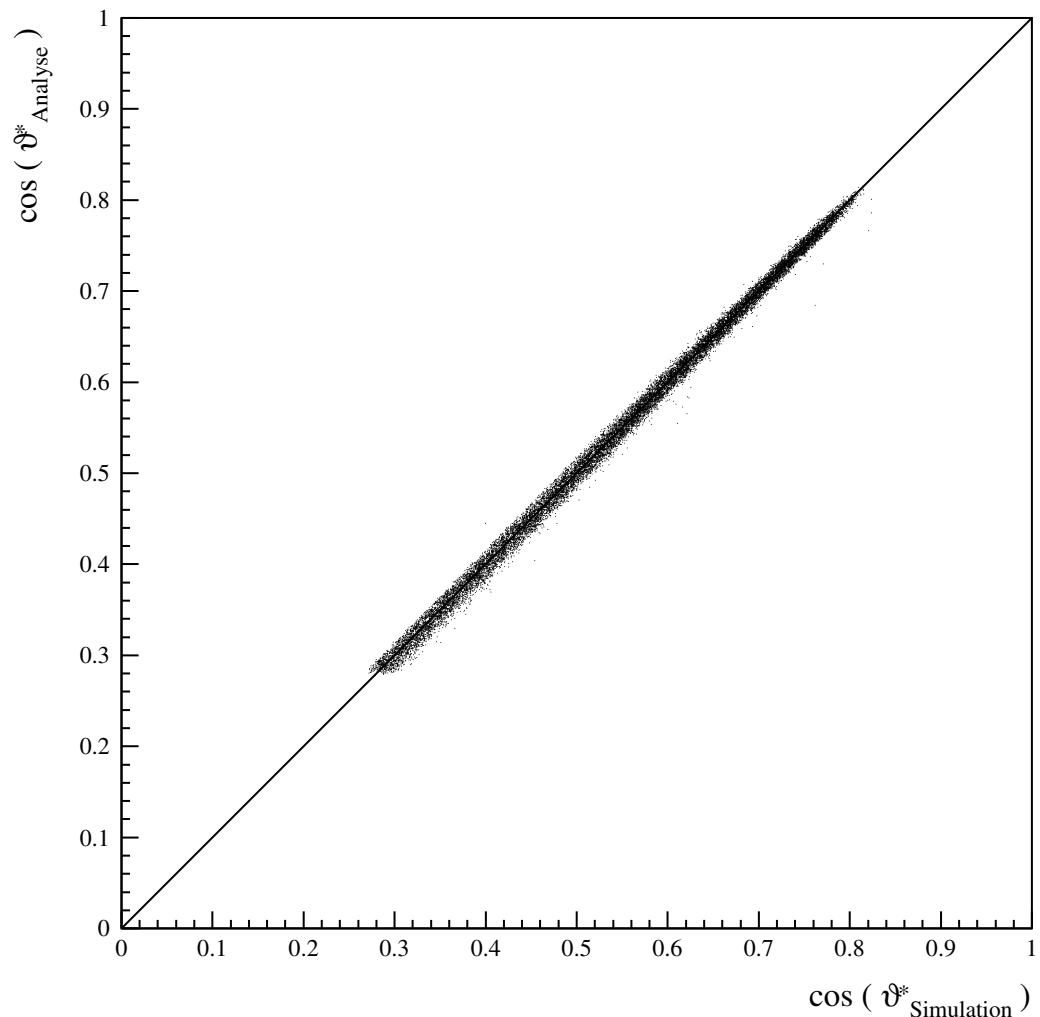


Abbildung 4.2: Zweidimensionaler Vergleich der Streuwinkel $\cos \vartheta^*$ aus Abbildung 4.1. Auf der y-Achse ist der Streuwinkel nach der Rekonstruktion gegen Streuwinkel aus *GENBOD* aufgetragen.

Der Streuwinkel kann auf zwei Arten berechnet werden. Beide Möglichkeiten sind mathematisch äquivalent, jedoch können in der Analyse Abweichungen durch physikalische Effekte auftreten. Die erste Möglichkeit, die Berechnung des Streuwinkels durch Gleichung 2.22, wurde in Abbildung 4.1 und 4.2 benutzt. Die zweite Methode zur Bestimmung des Streuwinkels erfolgt über die Lorentztransformation und Gleichung 4.1. Die Bestimmung mittels Gleichung 4.1 greift auf die Rekonstruktion der einzelnen Komponenten des Ejektilimpulses zurück, während sich Gleichung 2.22 auf den Tangens des Streuwinkels ϑ bezieht, welcher direkt aus der Rekonstruktion folgt. Ferner gehen in Gleichung 2.22 der Impuls und die Energie des Protons ein, die im CM-System konstant sind. Die Energie und der Impuls sind unabhängig vom Streuwinkel und können somit direkt berechnet werden.

$$\cos \vartheta^* = \frac{p_z^*}{|\vec{p}^*|} \quad (4.1)$$

mit $|\vec{p}^*| = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^{*2}}$

Untersuchungen ergaben, dass die Berechnung mittels der Lorentztransformation und Gleichung 4.1 größere Abweichungen von der Streuwinkelverteilung, generiert im *GENBOD*, aufweist, als die in Abbildung 4.1 und 4.2 benutzte Methode. Die Abweichung lässt sich auf die Ungenauigkeit der Rekonstruktion von p_z zurückführen.

In den folgenden Abschnitten wird die Rekonstruktion der Komponenten von \vec{p}^* genauer untersucht. Dazu wird die in Abschnitt 2.4.1 bestimmte Ellipse für die elastische Proton-Deuteron-Streuung berechnet¹ und mit der aus dem longitudinalen und transversalen Impuls rekonstruierten Ellipse unter Einwirkung von verschiedenen Effekten verglichen.

¹Im Folgenden wird diese in Abschnitt 2.4.1 ermittelte Ellipse als berechnete Ellipse bezeichnet.

4.2 Die Störeffekte in der Analyse

In der Simulation ist es möglich physikalische Effekte² wie die Vielfachstreuung zu aktivieren oder deaktivieren. Um den Einfluss dieser Effekte auf die Rekonstruktion des Impulses der Teilchen zu untersuchen, wurden verschiedene Simulationen bei einem Strahlimpuls von 1,581 GeV/c für eine Million Ereignisse der Reaktion $pd \rightarrow pd$ erstellt und anschließend ausgewertet.

Die beiden Diagramme in Abbildung 4.3 zeigen die Projektion der Impulsellipsoide auf die Ebene, die vom transversalen p_{\perp} und longitudinalen Impuls p_{\parallel}

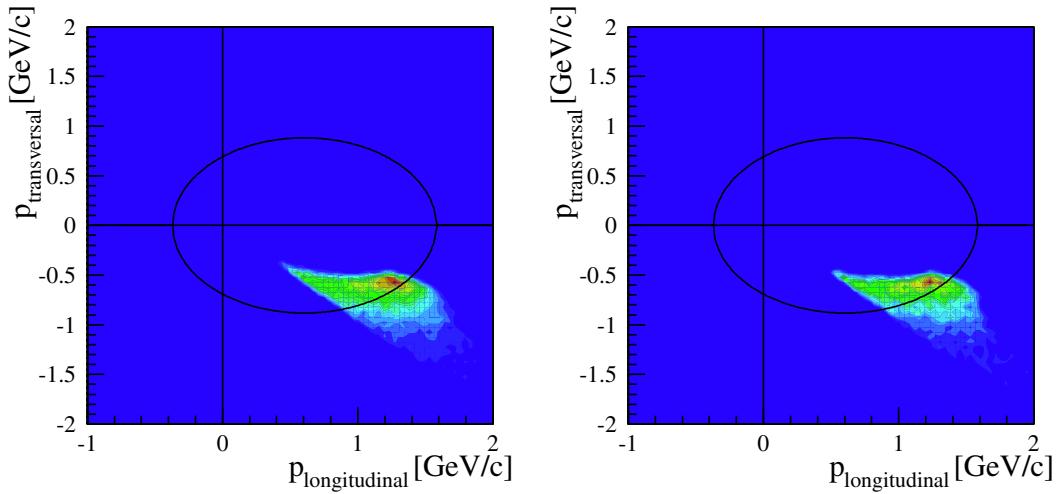


Abbildung 4.3: Auf der x-Achse ist der longitudinale Impuls und auf der y-Achse der transversale Impuls, wie in Gleichung 2.19 berechnet, dargestellt. Beide Datensätze wurden bei einem Strahlimpuls von 1,581 GeV/c generiert. Im rechten Bild wurden die Daten nur mit Energieverlust generiert, im linken Bild sind alle physikalischen Effekte in der Simulation berücksichtigt worden.

aufgespannt wird (vergleiche Abschnitt 2.4.1, Abbildung 2.3). Auf der rechten Seite in Abbildung 4.3 wurden alle Effekte bis auf den Energieverlust deaktiviert. Würde dieser ausgeschaltet, wäre in der Simulation das Teilchen vom Detektor

²Zu den physikalischen Effekten zählen hierbei Zerfälle, Vielfachstreuung, hadronische Wechselwirkung, Paarbildung, Photoeffekt, Comptonstreuung, Bremsstrahlung, Elektron-Positron-Vernichtung und der Energieverlust. Nicht alle diese Effekte spielen bei der elastischen Proton-Deuteron-Streuung eine Rolle.

nicht mehr zu registrieren. Auf der linken Seite sind die Daten unter Berücksichtigung aller Effekte simuliert worden.

Untersuchungen dieser physikalischen Effekte, abgesehen von dem Energieverlust, zeigen, dass nur die Vielfachstreuung bei der Rekonstruktion zu einer nennenswerten Abweichung von der berechneten Ellipse führt. Dennoch ist die Breite der Ellipse mittels der in diesem Abschnitt untersuchten Effekte, insbesondere mit dem Effekt der Vielfachstreuung, nicht ohne weiteres zu klären. Aus diesem Grund wird im folgenden Abschnitt der Einfluss des Targetdurchmessers untersucht.

Ferner wurde der Einfluss der Strahlverschmierung auf die Rekonstruktion untersucht. Die Strahlverschmierung trägt nur wenig zur Verschmierung der rekonstruierten Ellipse im Vergleich zur berechneten bei.

4.3 Der Einfluss des Targetdurchmessers

Bei der Simulation ist es nicht nur möglich die physikalischen Effekte zu beeinflussen, sondern auch die Größe, die Geometrie und Position des Targets zu variieren. Diese Variation der Targetparameter hat eine Veränderung der Größe der Wechselwirkungszone zur Folge.

Der Clusterstrahl wird entsprechend den realen Bedingungen als zylindrisch und in der Wechselwirkungszone mit einem Durchmesser von 0,9 cm angenommen.

Die entscheidende Größe für die Rekonstruktion ist die Lage und Ausdehnung des Wechselwirkungspunktes in der Targetregion. Je kleiner der Targetdurchmesser, desto kleiner wird der Strahl-Target-Überlapp und somit die Reaktionszone. Eine kleinere Reaktionszone führt zu einer genaueren Impulsrekonstruktion. Im Experiment ergibt sich auf Grund der endlichen und von Null verschiedenen Ausdehnung des Beschleunigerstrahls und des Targetdurchmessers eine Reaktionszone anstelle eines Wechselwirkungspunktes. Aus diesem Grunde wird in der Rekonstruktion für alle gemessenen Ereignisse der gleiche Reaktionspunkt, die Targetmitte, angenommen.

Zur Untersuchung des Einflusses des Targetdurchmessers auf die Rekonstruktion wurden *Monte-Carlo-Simulationen* durchgeführt, wobei bei den einzelnen generierten Datensätzen der Targetdurchmesser systematisch vom 0,9 cm auf 0,1 cm verkleinert wurde. In Abbildung 4.4 ist der transversale Impuls in Abhängigkeit vom longitudinalen Impuls für die verschiedenen

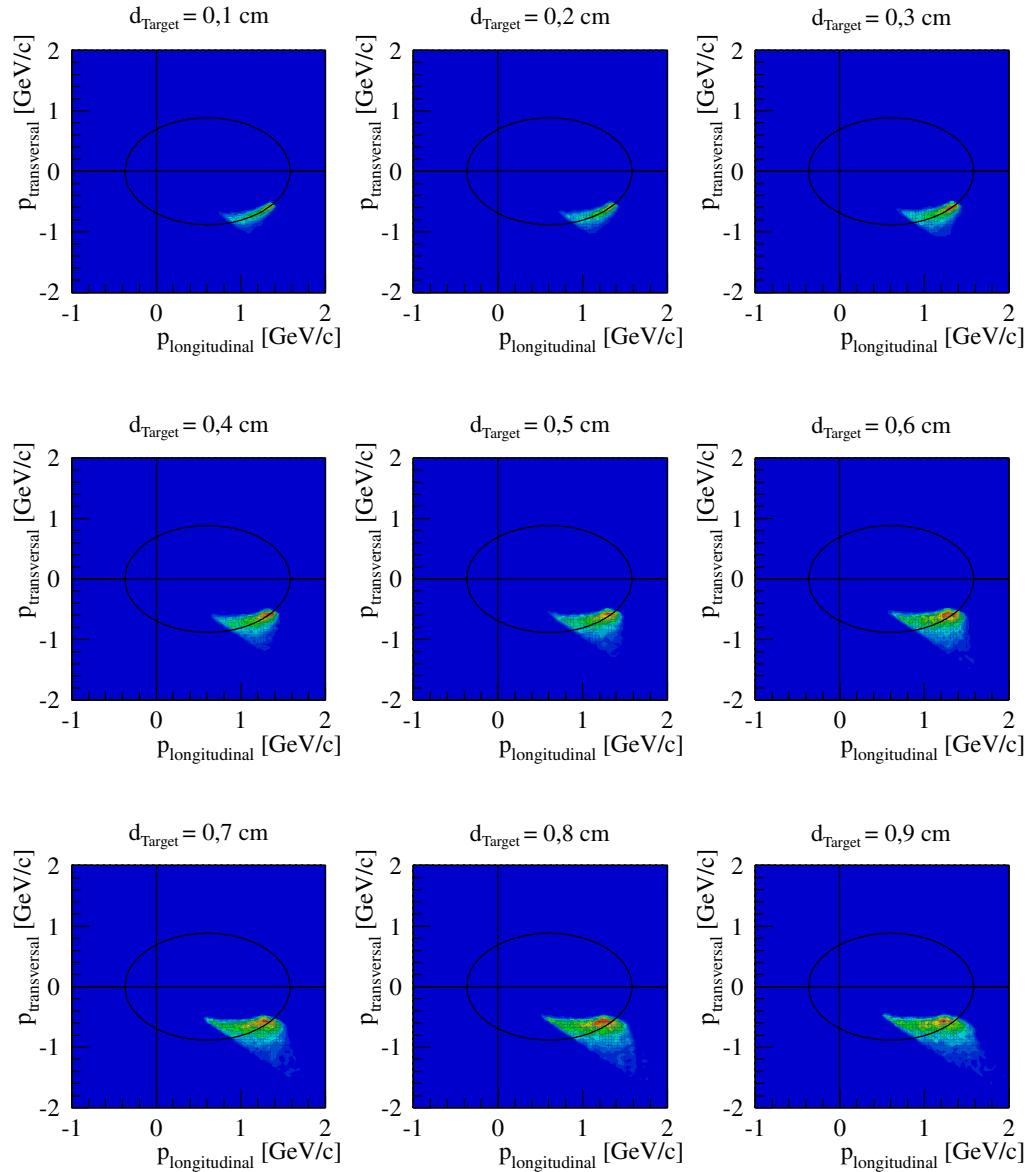


Abbildung 4.4: Impulsellipsen für verschiedene Targetdurchmesser d_{Target} bei einem Strahlimpuls von 1,581 GeV/c. Auf der x-Achse ist der Longitudinalimpuls und auf der y-Achse der Transversalimpuls dargestellt.

Targetdurchmesser dargestellt. Deutlich ist die kontinuierliche Zunahme der Abweichung von der berechneten Ellipse zu erkennen. Eine erste logische Konsequenz für folgende Messungen, um diesen Effekt zu reduzieren, wäre eine Verkleinerung des Targetdurchmessers durch den Kollimator (Abbildung 3.3), dies hätte aber eine Verminderung der Luminosität zur Folge.

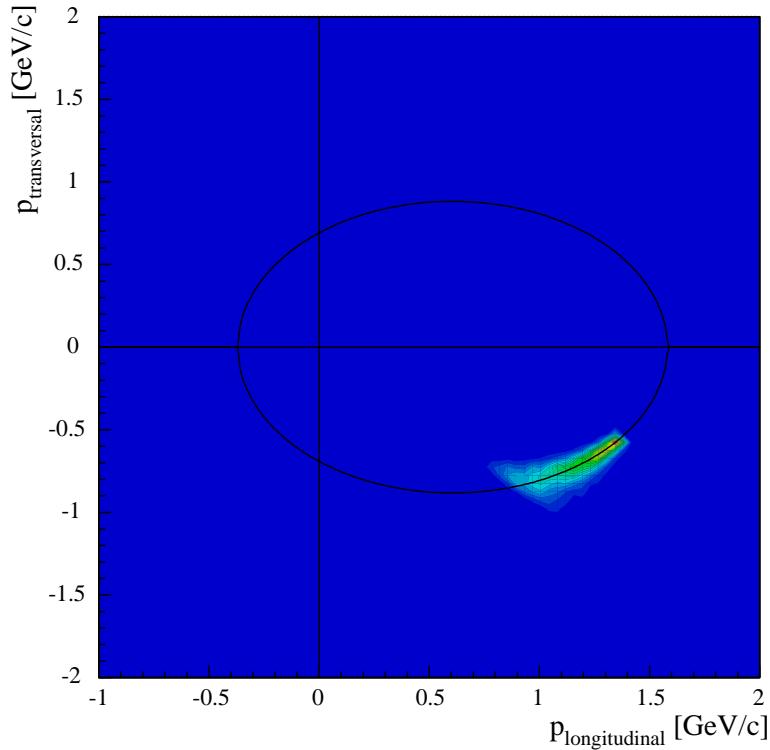


Abbildung 4.5: Die Impulsellipse mit generierten Ereignissen der elastischen Proton-Deuteron-Streuung bei einem punktförmig angenommenen Target. Die Daten wurden bei einem Strahlimpuls von 1,581 GeV/c generiert. Auf der y-Achse ist der Transversalimpuls in Abhängigkeit des Longitudinalimpulses dargestellt.

Abbildung 4.5 zeigt die Impulsellipse der elastischen Proton-Deuteron-Streuung generiert bei einem Strahlimpuls von 1,581 GeV/c mit einem punktförmigen Targetdurchmesser. Mit dieser punktförmig angenommenen Target-region ist der Überlapp der Daten mit der berechneten Ellipse sehr hoch. Die Simulation und Rekonstruktion führt zu keiner nennenswerten Abweichung der Daten. Effekte wie der endlich ausgedehnte Targetdurchmesser beziehungsweise der ausgedehnte COSY-Strahldurchmesser oder die Vielfachstreuung führen zu

einer Verschmierung der rekonstruierten Ellipse, dass heißt zu einer Ungenauigkeit in der Rekonstruktion des Ejektilimpulses. Die Simulation und Analyse wird nur von äußerer Parametern, wie zum Beispiel die Ausdehnung von Protonen- und Targetstrahl sowie die Vielfachstreuung beeinflusst und gibt somit die Realität sehr gut wieder.

Die Abweichung in Abbildung 4.5 bei großen Streuwinkeln lässt sich durch die Länge der Flugbahn im Magnetfeld des COSY-Dipols erklären. Die Länge der Teilchenbahn im COSY-Dipol wird in der Simulation berechnet und in das Ntuple geschrieben, so dass sie bei der Analyse zur Verfügung steht. Betrachtet man die Teilchenbahn im Magnetfeld, so stellt sich heraus, dass für die elastische Proton-Deuteron-Streuung der fünf gemessenen Energien die Protonen eine kurze Strecke im Magnetfeld zurücklegen. Die Teilchenbahn führt meist durch die linke untere Ecke des Dipols (Abbildung 3.2). Große Ablenkungen und somit kurze Wegstrecken im Magnetfeld entsprechen den Datenpunkten, welche einen kleineren longitudinalen Impuls besitzen. Bei diesen Datenpunkten nehmen die Randeffekte des Magnetfeldes größeren Einfluss und führen somit zu größeren Abweichungen in der Rekonstruktion.

Als Konsequenz liegt nun nahe, den Targetdurchmesser in der Simulation als punktförmig anzunehmen, um die Abweichung der Rekonstruktion zu minimieren. Betrachtet man jedoch den rekonstruierten Impuls der gemessenen Daten im Vergleich zu den generierten, so liegt der Häufungspunkt der gemessenen Daten an derselben Stelle wie der der generierten, das heißt die Simulation gibt die Realität sehr gut wieder. Dieser Vergleich ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Dort ist die transversale gegen den longitudinalen Impuls für die generierten (links) und für die gemessenen Daten (rechts) dargestellt. Die endliche Ausdehnung des Targets bewirkt bei beiden Datensätzen eine Verschmierung der Impulsellipse; bei den simulierten Daten ist diese Verschmierung stärker als bei den gemessenen. Dieses Phänomen lässt sich durch die durchgeführten Softwareschnitte zur Separation der elastischen Proton-Deuteron-Streuung erklären. Die Separation der Protonen aus der simulierten elastischen Proton-Deuteron-Streuung erfolgt über die Flugzeitinformation (vergleiche Abschnitt 5.2.1), die Separation der Protonen aus der gemessenen elastischen Proton-Deuteron-Streuung erfolgt mittels eines Schnittes auf das Protonenband in Abbildung 6.1. Dieser Schnitt ist wegen des Untergrundes, stammend von der quasi-freien Proton-Proton-Streuung, sehr ungenau und vermag die Protonen nicht exakt zu separieren (siehe Abschnitt 6.2). Dies erklärt die unterschiedliche Verschmierung in den beiden Diagrammen. Ein

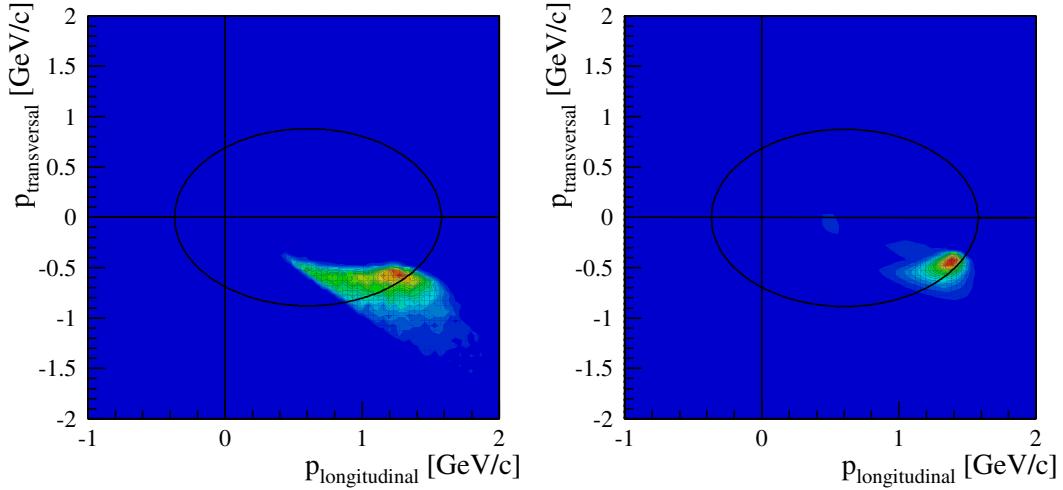


Abbildung 4.6: Die Impulsellipse für simulierte Daten (links) und gemessene Daten (rechts). Die Achsenbeschriftung ist mit der aus Abbildung 4.3 und 4.4 identisch.

geeigneter Schnitt zur Separation der Protonen der elastischen Proton-Deuteron-Streuung von dem Untergrund der quasi-freien Proton-Proton-Streuung wird in Abschnitt 6.2 durchgeführt und genauer erläutert.

Die generierten Daten können die gemessenen Daten unter diesen Voraussetzungen gut beschreiben, da beide Häufungspunkte an derselben Stelle liegen. Es ist hierbei zu beachten, dass die gemessenen Daten einen Untergrund besitzen, der bei den simulierten Daten fehlt. Der Einfluss des Untergrundes, die quasi-freie Proton-Proton-Streuung, liefert einen weiteren Beitrag zur Abweichung der gemessenen Daten von den generierten in Abbildung 4.6. In der Datenanalyse muss als logische Konsequenz eine bessere Trennung der Protonen vom Untergrund durchgeführt werden. Die Abweichung der rekonstruierten Ellipse zu den berechneten kann in beiden Diagrammen durch die endliche Targetausdehnung erklärt werden.

Des Weiteren wurde der Einfluss einer Vertexverschiebung auf die Rekonstruktion untersucht. Die Verschiebung des Vertex bietet zusätzlich die Möglichkeit eventuelle Abweichungen von den berechneten zur rekonstruierten Ellipse zu korrigieren. Bei der Simulation einer Reaktion, zum Beispiel bei der Simulation der elastischen Proton-Deuteron-Streuung, ist es über die Setup-Files auch möglich

die Position des Targets zu variieren. Die Variation der Targetposition ist direkt mit der Verschiebung des Vertex verknüpft. Hierzu wurden Simulationen von Verschiebungen von 0,1 cm bis 0,5 cm durchgeführt. Geringe Verschiebungen des Vertex führen nur zu unbedeutenden Verbesserungen, da der Effekt des endlichen Targetdurchmessers auf die Verschmierung überwiegt. Aus diesem Grund wurde die Verschiebung des Vertexpunktes in dieser Arbeit nicht weiter berücksichtigt.

Kapitel 5

Ereignisselektion

5.1 Die Triggerbedingungen

Um die anfallenden Daten aus dem Experiment möglichst auf die zu untersuchenden Reaktionen zu beschränken, werden Trigger zur Selektion der Ereignisse genutzt. Die Triggerbedingungen der Datenaufnahme werden durch Treffersignaturen der Reaktion in den einzelnen Detektoren festgelegt. Neben dem Haupttrigger werden durch unterschiedliche Sub-Trigger weitere Reaktionen mit aufgezeichnet. Diese Sub-Trigger sind abhängig von deren Rate unterdrückt, um die Totzeit der Datenaufnahme nicht unnötig zu erhöhen und so die Ereignisse der primär zu messenden Reaktion zu mindern. Bei der $pd \rightarrow {}^3He \eta/\eta'$ Messung ist der Trigger für die elastische Proton-Deuteron-Streuung ein Sub-Trigger. Ferner wird noch ein Trigger zur Tritium Produktion $T_{Tritium \pi^+}$, ein Einzeltreffertrigger im S1 $T_{S1\mu=1}$ gefordert, wobei μ die Multiplizität (Anzahl) der Treffer im S1 angibt sowie ein Pulserignal T_{Pulser} . Auf diese Trigger wird im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht näher eingegangen. Die Gleichung der vollständigen Triggerbedingung der vorliegenden Messungen zu $pd \rightarrow {}^3HeX$, wobei X ein oder mehrere produzierte Teilchen sein können, lautet:

$$T = T_{{}^3He} + \frac{T_{\text{elastisch}}}{2^5} + \frac{T_{\text{Tritium } \pi^+}}{2^4} + \frac{T_{S1\mu=1}}{2^{11}} + T_{\text{Pulser}} , \quad (5.1)$$

wobei das Additionszeichen + in den Triggergleichungen für die logische *ODER*-Verknüpfung in dieser Gleichung steht¹. Die Nenner der einzelnen Subtrigger bedeuten, dass nur jedes 2^X te Ereignis gezählt werden soll.

¹Das Multiplikationszeichen * steht analog für die logische *UND*-Verknüpfung [Beuth92] und wird in den folgenden Gleichungen verwendet.

5.1.1 Der Haupttrigger

Der Haupttrigger $T_{^3\text{He}}$ dient zur Selektion der Reaktionen vom Typ $\text{pd} \rightarrow {}^3\text{He}X$. Das ${}^3\text{He}$ wird dabei auf seinem Weg durch den S1 zum S3, $S4_{S3}$ oder S7 detektiert. Weiterführende Informationen zu diesem Trigger sowie zu den benötigten Detektorkomponenten finden sich in [Ada00, Gec01].

Ein gültiges Triggersignal für die Szintillatorwand S1 (siehe Abbildung 3.2) kann auf verschiedene Arten ausgelöst werden:

Entweder durch mehrere Treffer im S1 (Multiplizität $\mu \geq 2$) oder durch einen Einzeltreffer (Multiplizität beziehungsweise Anzahl der Treffer $\mu = 1$) zusammen mit einer für den Energieverlust von ${}^3\text{He}$ charakteristisch hohen Amplitude (Multiplizität $\mu = \text{high}$) in einem der ersten fünf Segmente der Szintillatorwand S1^{1..5}, in der Gleichung 5.2 durch $S1_{\mu=\text{high}}^{1..5}$ gekennzeichnet. Die Schwelle für diese hohe Amplitude bezeichnet die Mindestenergie, die ein Teilchen in einem der ersten fünf Segmente im S1 deponieren muss, damit der Detektor ausgelesen wird.

Zusammenfassend ergeben sich zwei Möglichkeiten von Ereignissen: ein Trefferpaar im S1 ($S1_{\mu \geq 2}$) oder ein einzelner Treffer im S1 zusammen mit einem Treffer mit einer entsprechend hohen Amplitude in den ersten fünf Segmenten ($S1_{\mu=\text{high}}^{1..5} * S1_{\mu=1}$). Diese beiden Möglichkeiten sind logisch mit *ODER* verknüpft.

Der obige Term ergibt in Koinzidenz² mit Treffern in den Detektoren S3, S7 oder $S4_{S3}$ und einem Treffer im S1 den ${}^3\text{He}$ Trigger. Letztere Treffersignaturen fordern in einer logischen *ODER*-Verknüpfung entweder einen Treffer im Detektor S3, in dem mindestens drei Photomultiplier ($\mu_{\text{PM}} \geq 3$) des S3 ein Signal liefern haben müssen ($S3_{\mu_{\text{PM}} \geq 3}$), oder mindestens eine angesprochene Latte in dem Detektor S7 (Multiplizität $\mu \geq 1$) oder einen Treffer im $S4_{S3}$. Die Szintillatoren des S7 haben bei reduzierter Segmentzahl einen gleichen Aufbau wie der S1. Der $S4_{S3}$ bezeichnet dabei die Szintillatorlatten neben dem S3.

Der für die Reaktion $\text{pd} \rightarrow {}^3\text{He}\eta/\eta'$ benutzte Haupttrigger $T_{^3\text{He}}$ hat folgende Gestalt:

$$T_{^3\text{He}} = \left(S1_{\mu \geq 2} + (S1_{\mu=\text{high}}^{1..5} * S1_{\mu=1}) \right) * \left(S3_{\mu_{\text{PM}} \geq 3} + S7_{\mu \geq 1} + S4_{S3} \right). \quad (5.2)$$

Für die Analyse ist der Term $\left(S1_{\mu \geq 2} + (S1_{\mu=\text{high}}^{1..5} * S1_{\mu=1}) \right)$ das Startsignal und der Term $\left(S3_{\mu_{\text{PM}} \geq 3} + S7_{\mu \geq 1} + S4 \right)$ liefert das Stoppsignal der Flugzeitmessung.

²Koinzidenzen werden in der Digitaltechnik mittels der logischen *UND*-Verknüpfung realisiert.

5.1.2 Der Trigger für die elastische Proton-Deuteron-Streuung

Für die elastische Proton-Deuteron-Streuung wird bei COSY-11 folgender Trigger verwendet:

$$T_{\text{elastisch}} = S1_{\mu=1} * S5_{\text{Monitor}}$$

Dieser Sub-Trigger wurde wie in Gleichung 5.1 angegeben mit dem Faktor 2^3 beziehungsweise mit dem Faktor 2^5 unterdrückt. Der Trigger der elastischen Proton-Deuteron-Streuung fordert einen einzelnen Treffer in dem Szintillator S1 ($S1_{\mu=1}$), das heißt, wie in Abbildung 3.2 in rot dargestellt, dass genau eine Teilchenbahn durch den S1 geht, also die Anzahl μ gleich eins sein muss (Multiplizität $\mu = 1$). Zur gleichen Zeit muss ein weiteres Teilchen, in Abbildung 3.2 in blau angedeutet, im Monitordetektor ein Signal hinterlassen. Der Trigger für die elastische Proton-Deuteron-Streuung $T_{\text{elastisch}}$ war bei den Messungen mit einem Strahlimpuls von 1593 MeV/c und 1655 MeV/c um einen Faktor 2^5 unterersetzt, das heißt nur jedes 32. Ereignis wurde aufgezeichnet. Bei den weiteren in dieser Arbeit untersuchten Strahlimpulsen wurde nur jedes 2^3 Ereignis der elastischen Proton-Deuteron-Streuung gezählt (vgl. Gleichung 5.1).

Auf die drei weiteren Subtrigger (Pulser, Tritium- π -Trigger und Einzeltreffer) wird nicht weiter eingegangen, da sie für die Analyse der elastischen Streuung nicht relevant sind. Weitere Informationen zu diesen Triggern finden sich in [Ada00, Gec01].

5.2 Die Software-bedingte Ereignisselektion

5.2.1 Die Identifikation der Protonen in den *Monte-Carlo-Daten*

Bei den generierten Ereignissen wurde der elastische Stoß $pd \rightarrow pd$ simuliert. In der Simulation ist es möglich, dass nicht nur die Protonen durch Start-, Stoppdetektor und durch die Driftkammern DC1 und DC2 fliegen, sondern auch Deuteronen diesen Weg nehmen. Im Experiment ist dies extrem unwahrscheinlich, da ein Deuteron beim Stoß einen so hohen Impulsübertrag erhält, dass es mit hoher Wahrscheinlichkeit in ein Proton und ein Neutron aufbricht. Diesen Aufbruch findet man bei den gemessenen Daten, in der Simulation wird dieser Effekt nicht berücksichtigt (vergleiche Abbildung 6.1). Eine effektive Trennung der Protonen von den Deuteronen bei den generierten Daten erreicht man anhand der Zeitinformation der Treffer im Szintillator S1, wie in Abbildung 5.1 dargestellt. Deutlich lassen sich in dieser Darstellung die Protonen von den Deuteronen trennen. In den Simulationen werden nur die relevanten Protonentreffer im S1 betrachtet. Die Ereignisse mit Deuteronentreffer werden verworfen.

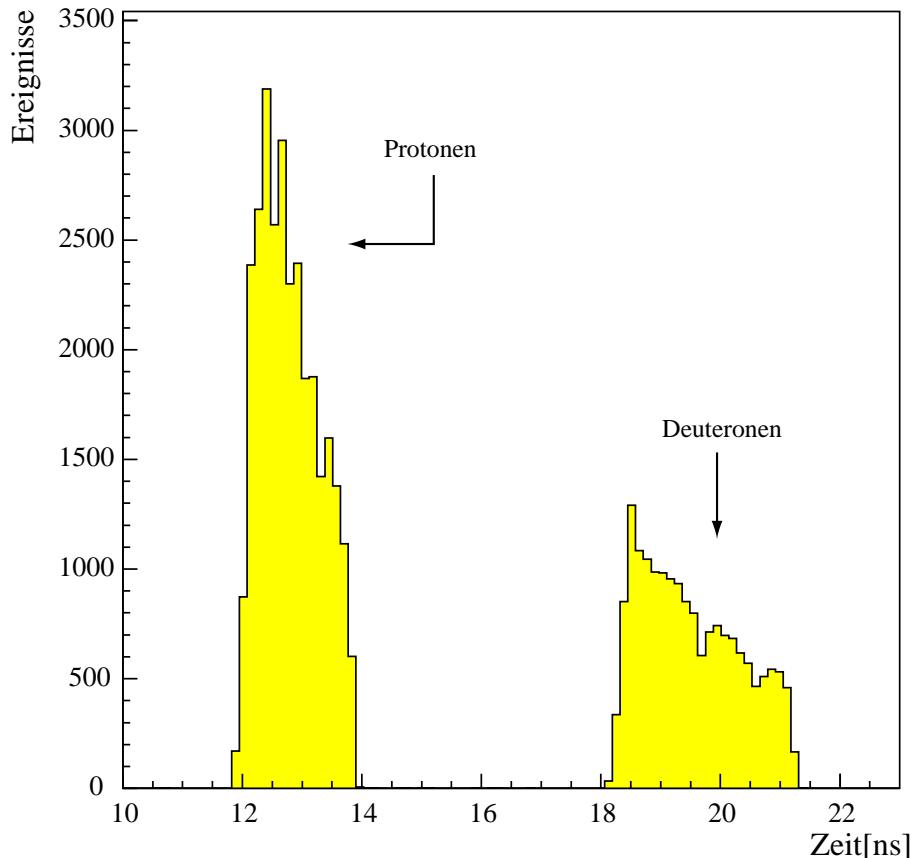


Abbildung 5.1: Die TDC-Spektren der Auftreffzeiten von simulierten Daten bei einem Strahlimpuls von 1,581 GeV/c. Die schnelleren in Vorförwärtsrichtung abgelenkten Protonen können auf diese Weise eindeutig von den Deuteronen getrennt werden. Der virtuelle Zeit-Nullpunkt ist durch den Wechselwirkungszeitpunkt im Target gegeben.

5.2.2 Der Schnitt auf die Silizium-Pads

Während der Strahlzeit werden bei den Silizium-Pad-Detektoren sogenannte Pedestalmessungen vorgenommen, um nur Signale aufzuzeichnen, die über einer Mindestenergie liegen. Ein Teilchen verursacht bei seinem Durchgang durch den Detektor durch Ionisation ein Signal im Detektor. Dieser Ionisationspeak wird von dem Detektor registriert. Durch die gewählte Mindestenergie wird das Untergrundrauschen unterdrückt, so dass in der späteren Analyse der Daten eine Identifikation des Pads mit dem größten Energieverlust ermöglicht wird. Auf diese Weise wird in der Analyse der Teilchendurchgang mit der entsprechenden Padnummer ermittelt (vergleiche Abbildung 6.1). Bei der Betrachtung der Pads stellte sich heraus, dass die Schwellen bei einigen Pads auf Grund von Temperatureffekten nicht mehr korrekt gesetzt sind. Zusätzlich ist es möglich, defekte Pads zu identifizieren.

Abbildung 5.2 zeigt eine Auswahl von Energiespektren, bei denen auf der Ordinate der Energieverlust in willkürlichen Einheiten und auf der Abszisse die Anzahl der Ereignisse dargestellt ist. Oben links beginnend sind die ersten vier Pads aus der oberen Reihe des Monitordetektors dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass in diesem Bereich des Detektors nur wenige Ereignisse registriert wurden. Die unteren Zeilen zeigen Spektren der zweiten und dritten Reihe des Detektors. Diese Spektren zeigen ein Signal, das sich deutlich vom Untergrund abhebt. Das Energiespektrum des Ionisationspeaks ist vollständig zu erkennen und kann eindeutig identifiziert werden. Ferner sind in der dritten Zeile der Abbildung 5.2 zwei defekte Pads (Nummer 25 und 26) dargestellt, in denen nur Rauschen zu erkennen ist. Diese dürfen in der Analyse nicht berücksichtigt werden, da sie sonst bei der Suche nach dem maximalen Ionisationspeak falsche Informationen über die Trefferverteilung im Detektor liefern. Aus diesem Grund wurde ein Schnitt in der Software durchgeführt, der diese Pads ausschließt. Der Schnitt auf die Pads der Nummer 25 und 26 muss sowohl bei den Analysen der gemessenen als auch der generierten Daten durchgeführt werden. Durch die defekten Pads wird die geometrische Akzeptanz in den gemessenen Daten eingeschränkt und muss somit auch in der Simulation berücksichtigt werden.

Nachträglich wurde zu einer besseren Identifizierung des Ionisationspeaks die Energieschwelle, ab der das Signal eines Pad berücksichtigt werden soll, auf 0,3 Energie-Einheiten heraufgesetzt. Diese Schwelle verwirft das Signal bei kleinen Energieverlusten und trennt somit das Signal noch besser vom Untergrund. Dieser

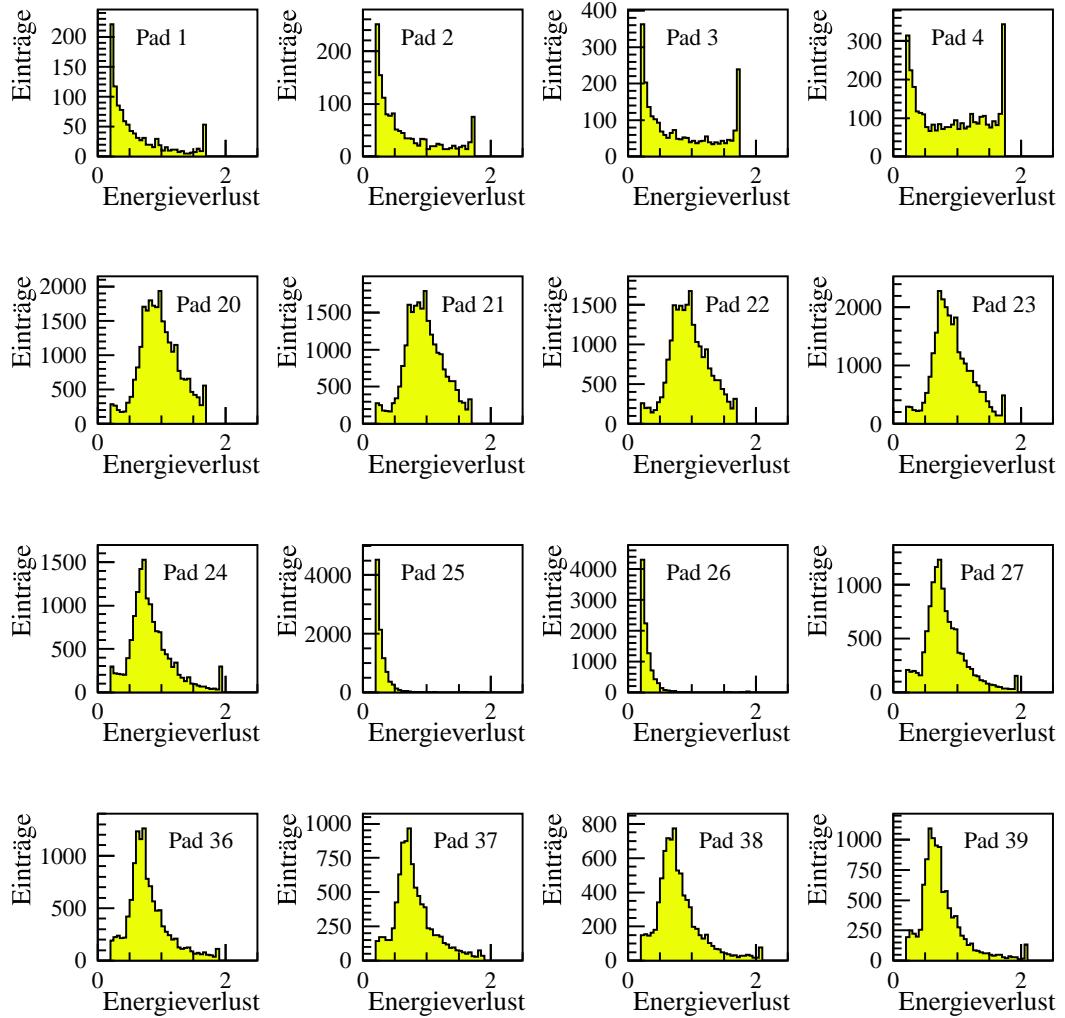


Abbildung 5.2: Exemplarische Darstellung einiger Energiespektren der Silizium-Pad-Detektoren. Auf der x-Achse ist der Energieverlust in beliebigen Einheiten und auf der y-Achse die Anzahl der Ereignisse aufgetragen. In der obersten Zeile sind die ersten vier Pads der oberen Reihe des Monitordetektors dargestellt; in der zweiten und dritten Zeile die Pads der zweiten Reihe von Nummer 20 bis 28. Die vierte Zeile zeigt die Pads aus der dritten Reihe des Detektors von Nummer 36 bis 39.

Schnitt braucht nicht in der Analyse der generierten Daten berücksichtigt zu werden. Die simulierten Daten liefern ein deutliches Signal in diesem Spektrum, da kein Untergrund existiert. Somit ist der Ionisationspeak auch ohne diesen Schnitt eindeutig zu identifizieren.

Kapitel 6

Datenanalyse

Für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ reicht es nicht aus, nur die Ereignisse N dieser Reaktion zu messen, sondern es müssen auch Aussagen über die Effizienz des Detektors, die Totzeit $\epsilon_{\text{Totzeit}}$, die geometrische Akzeptanz $\epsilon_{\text{Akzeptanz}}$ und die Luminosität L gemacht werden. Die Luminosität ist nicht direkt zugänglich, sondern nur über die sogenannte integrierte Luminosität $\int L d\tau$. Sie setzt sich aus der Luminosität L , der Messzeit τ und der Totzeit $\epsilon_{\text{Totzeit}}$ zusammen.

Die integrierte Luminosität $\int L d\tau$ kann bei bekannter Totzeit im einfachsten Fall über die Anzahl der Teilchen im Strahl und die Dichte des Targets sowie das Reaktionsvolumen bestimmt werden. Da die Dichte des Clustertargets sowie der Strahl-Target-Überlapp zu ungenau bekannt sind, wird die Luminosität über eine Referenzreaktion bestimmt, von der die Wirkungsquerschnitte bekannt sind.

Der Wirkungsquerschnitt setzt sich zum Beispiel für die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ folgendermaßen zusammen:

$$\sigma_{pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta} = \left(\int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \right)_{pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta} = \frac{N_{pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta}}{\int L d\tau \cdot \epsilon_{\text{Akzeptanz}}^{pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta} \cdot \epsilon_{\text{Totzeit}}} , \quad (6.1)$$

wobei eine isotrope Winkelverteilung vorausgesetzt wird.

Für die Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnitts der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ ist die integrierte Luminosität nötig. Aus diesem Grund wird bei der Messung eine bekannte Referenzreaktion parallel gemessen. Die Referenzreaktion zur der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ war bei diesen Messungen die elastische Proton-Deuteron-Streuung. Die bekannten Wirkungsquerschnitte der elastischen Proton-Deuteron-Streuung erlauben eine Aussage über die integrierte Luminosität. Da die Referenzreaktion simultan mit der zu untersuchenden Reaktion ge-

messen wird, ist die integrierte Luminosität bei beiden Reaktionen gleich. Mittels der aus der Referenzreaktion gemessenen integrierten Luminosität kann somit der absolute Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ bestimmt werden.

Es ergibt sich nach einfachem Umformen der Gleichung 6.1 für die zu bestimmende integrierte Luminosität folgender Ausdruck:

$$\frac{N_{pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta}(\Delta\Omega)}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta} \cdot \Delta\Omega_{pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta}} = \int L \cdot \epsilon_{\text{Totzeit}} \cdot d\tau = \frac{N_{pd \rightarrow pd}(|t|)}{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{pd \rightarrow pd} \cdot \Delta t_{pd \rightarrow pd}}, \quad (6.2)$$

wobei die Akzeptanz in Δt eingeht. Das Impulsübertragsintervall Δt kann aus dem Verhältnis der generierten zu den in der Simulation nachgewiesenen Daten bestimmt werden. Die Anzahl der tatsächlich gefundenen elastischen Proton-Deuteron-Ereignisse $N(|t|)$ berechnet sich dabei aus der Anzahl der in der Analyse gefundenen Ereignisse, multipliziert mit dem Prescale-Faktor des eingestellten Triggers (Abschnitt 5.1.2). Der Wirkungsquerschnitt muss den Literaturdaten entnommen werden.

6.1 Die Bestimmung des Impulsübertragsintervalls

Das Impulsübertragsintervall wird durch die Simulation berechnet und ist in Gleichung 6.3 angegeben. Der in Gleichung 6.2 vorkommende Term des Impulsübertragsintervalls Δt des Detektorsystems bei der elastischen Proton-Deuteron-Streuung bestimmt sich aus dem Quotienten der nachgewiesenen und generierten Daten einer Simulation¹ multipliziert mit dem Integral über alle zulässigen Impulsübertragsbereiche:

$$\Delta t = \frac{N_{MC}^{\text{analysiert}}(|t|)}{N_{MC}^{\text{generiert}}} \cdot \left| \int_{t=0}^{t=t_{\max}} dt \right|, \quad (6.3)$$

wobei sich das Integral über die möglichen Impulsübertragsbereiche wie folgt berechnet:

$$\left| \int_{t=0}^{t=t_{\max}} dt \right| = \left| - \int_{\pi}^0 2p^{*2} d(\cos \vartheta^*) \right| = |-4p^{*2}|. \quad (6.4)$$

Es wurde folgende Substitution benutzt:

$$t = -2p^{*2} \cdot (1 - \cos \vartheta^*) \quad \text{und} \quad dt = 2p^{*2} \cdot d(\cos \vartheta^*),$$

wobei ϑ^* der Streuwinkel im Schwerpunktsystem und p^{*2} das Impulsquadrat im Schwerpunktsystem ist. Der Impuls ist über Gleichung 2.18 und 2.16 mit der Schwerpunktsenergie verknüpft.

Die Werte für die Akzeptanz gehen im Folgenden direkt in die Berechnung der Luminosität ein, die ausgezählten Ereignisse der generierten Daten sind zusammen mit dem statistischen Fehler in den Tabellen aus Abschnitt 6.3 aufgelistet.

Die benutzten Werte für Schwerpunktsimpuls p^* , Schwerpunktsenergie \sqrt{s} und die Werte des Integrals² sind in Tabelle 6.1 dargestellt. Der Fehler der Akzeptanz berechnet sich aus dem statistischen Fehler der Analyse der generierten Daten (Tabellen aus Abschnitt 6.3).

¹Im Allgemeinen wird dieser Quotient als Akzeptanz bezeichnet.

²Die Massen für die einzelnen Teilchen wurden aus [Part00] entnommen, wobei die Protonenmasse $m_{Proton} = 0,938271998 \text{ GeV}/c^2$ und die Deuteronenmasse $m_{Deuteron} = 1,875612762 \text{ GeV}/c^2$ betragen.

Strahlimpuls	p^*	Schwerpunktsenergie s	$ -4p^{*2} $
1,581 GeV/c	0,882342 GeV/c	11,2947 GeV ²	3,11411 (GeV/c) ²
1,593 GeV/c	0,887518 GeV/c	11,3335 GeV ²	3,15075 (GeV/c) ²
1,602 GeV/c	0,891388 GeV/c	11,3636 GeV ²	3,17829 (GeV/c) ²
1,612 GeV/c	0,895677 GeV/c	11,3950 GeV ²	3,20984 (GeV/c) ²
1,655 GeV/c	0,9139765 GeV/c	11,5348 GeV ²	3,34141 (GeV/c) ²

Tabelle 6.1: Die Werte von Schwerpunktsimpuls und -energie sowie die numerischen Ergebnisse der Gleichung 6.4 für die einzelnen Energien.

6.2 Die Analyse der selektierten Ereignisse

Zur Analyse der elastischen Proton-Deuteron-Streuung wurden nur Ereignisse mit einer Koinzidenz im ortsauflösenden Detektor S1 und im Monitor-Detektor akzeptiert (vergleiche Abschnitt 5.1.2). Zum Vergleich mit den gemessenen Daten und der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit wurden *Monte-Carlo*-Ereignisse der elastischen Proton-Deuteron-Streuung generiert und mit dem gleichen Programm analysiert.

Die Auftrefforte im S1 und im Monitor-Detektorsystem für Ereignisse mit dem Trigger der elastischen Proton-Deuteron-Streuung sind eindeutig über die zwei Teilchen-Kinematik miteinander korreliert. Diese Ereignisse sind in Abbildung 6.1 bei einem Strahlimpuls von 1,581 GeV/c dargestellt. Die Vorgehensweise wird exemplarisch anhand der Daten, die bei einem Strahlimpuls von 1,581 GeV/c gemessen worden sind, erläutert. Die Vorgehensweise ist bei den anderen fünf gemessenen Energien gleich. Diese Ergebnisse sind im Abschnitt 6.3 angegeben.

In Abbildung 6.1 ist die Korrelation der Detektoren S1 und Monitor-Detektorsystem für gemessene (links) und generierte (rechts) Daten dargestellt. In den oberen beiden Diagrammen ist auf der Ordinate die horizontale Trefferposition im Szintillator S1 aufgetragen. Auf der Abszisse ist der in Koinzidenz geforderte Treffer im entsprechenden Pad des Monitordetektors wiedergegeben. Alternativ kann man als Variable der Ordinate auch den Ablenkwinkel $\cos \vartheta^*$ sowie den Impulsübertrag $|t|$ wählen. Die einzelnen Darstellungen sind über Gleichung 2.22 und 2.23 miteinander verknüpft.

In den durch *Monte-Carlo*-Simulationen generierten Daten sind zwei deutlich

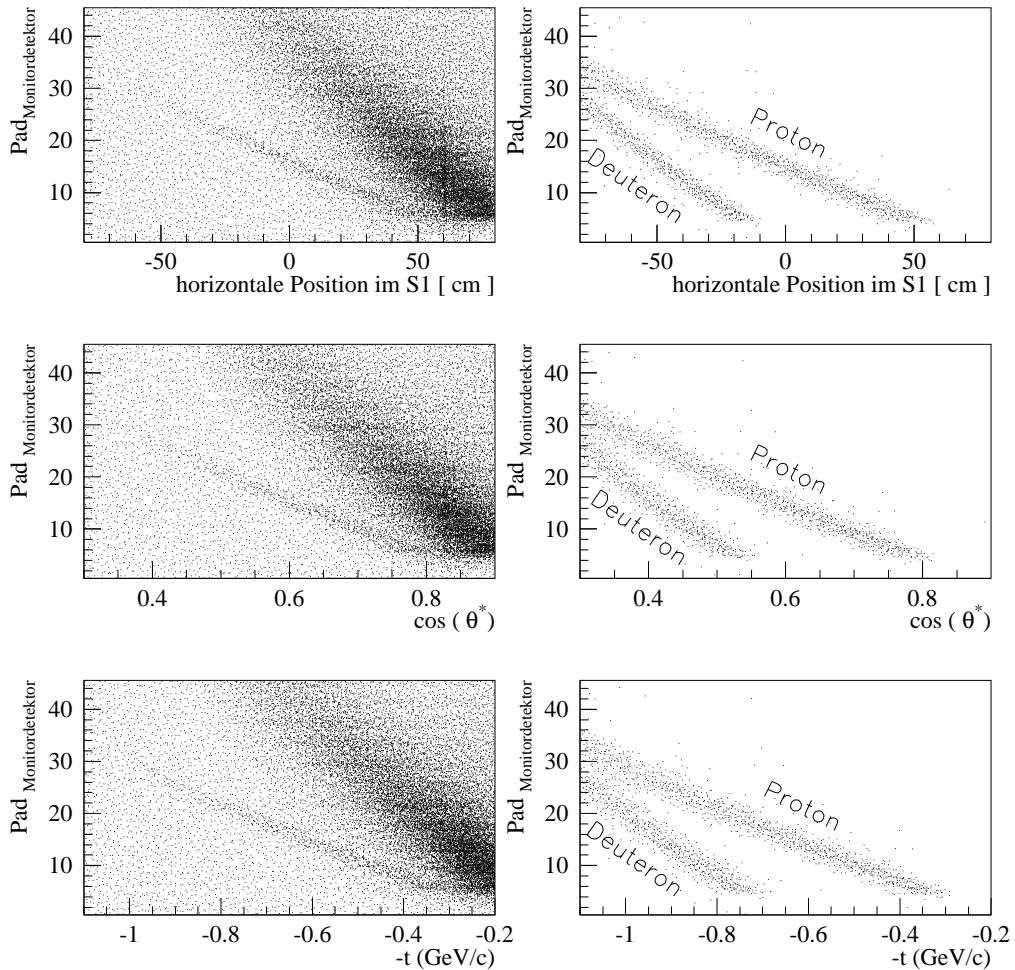


Abbildung 6.1: Die Ereignisse, die mittels des Triggers der elastischen Proton-Deuteron-Streuung gemessen (links) beziehungsweise generiert (rechts) worden sind. Dargestellt ist die getroffene Padnummer als Funktion des horizontalen Auftreffortes, des Streuwinkels ϑ^* beziehungsweise des Impulsübertrages $|t|$.

voneinander getrennte Bänder zu erkennen. Das obere Band repräsentiert die in die Ringinnenseite abgelenkten Protonen; das untere Band stammt vom Signal der Deuteronen, die den Weg durch den S1 nehmen.

Betrachtet man auf der linken Seite von Abbildung 6.1 die gemessenen Daten, so erkennt man ebenfalls zwei Bänder. Das schmale untere Band lässt sich aus dem Vergleich mit der Simulation als Protonenband identifizieren. Das bei den simulierten Daten auftauchende Deuteronenband ist bei den realen Daten nicht wiederzufinden. Die Deuteronen brechen auf Grund des hohen Impulsübertrags, den das Proton bei einem Strahlimpuls von zum Beispiel 1,581 GeV/c auf das Deuteron übertragen kann, mit einer großen Wahrscheinlichkeit auf.

Das obere Band in der Abbildung 6.1 links stammt von den Ereignissen der quasi-freien Proton-Proton-Streuung $pd \rightarrow ppn_{\text{spec.}}$, bei denen das Neutron des Deuterons in der Stoßreaktion nur als Beobachter (spectator) teilnimmt. Dieses Signal ist auf Grund der Fermibewegung der Nukleonen im Deuteron verschmiert. Die quasi-freie Proton-Proton-Streuung verursacht in den gemessenen Daten bei kleineren Impulsüberträgen eine erhebliche Überlagerung mit der elastischen Proton-Deuteron-Streuung, somit ist keine eindeutige Trennung der elastisch gestreuten Protonen vom Untergrund in dieser Darstellungsweise möglich.

Zur Isolierung der Protonen aus der elastischen Proton-Deuteron-Streuung wird aus diesem Grund ein erweitertes Verfahren gewählt. Dazu werden in Abbildung 6.1 unten die Daten entlang der $|t|$ -Achse in $0,1 \text{ (GeV/c)}^2$ breite Streifen geteilt und auf die Abszisse projiziert (Abbildung 6.2). So erhält man die Häufigkeit der Ereignisse in Abhängigkeit der Padnummer.

Der Untergrund in Abbildung 6.2 lässt sich gut durch eine Polynomfunktion beschreiben. Das Signal der elastischen Proton-Deuteron-Streuung lässt sich gut von dem Untergrund trennen, indem man das Polynom von dem Spektrum subtrahiert.

Ferner berücksichtigt der Fit nur die Padnummern bis zum deutlichen Anstieg des Signals aus der quasi-freien Proton-Proton-Streuung. Der ermittelte Untergrund wurde von dem Signal abgezogen und in Tabelle 6.2 aufgelistet.

Der statistische Fehler $\sigma_{\text{Stat.}}$ der gemessenen Daten bestimmt sich aus dem Untergrund und dem Peak und ist in Gleichung 6.5 [Lyo92] angegeben.

$$\sigma_{\text{Stat.}} = \sqrt{N_{\text{Peak}} + 2 \cdot N_{\text{Untergrund}}} \quad (6.5)$$

Zusätzlich zu dem statistischen Fehler ist die systematische Unsicherheit der Fit-

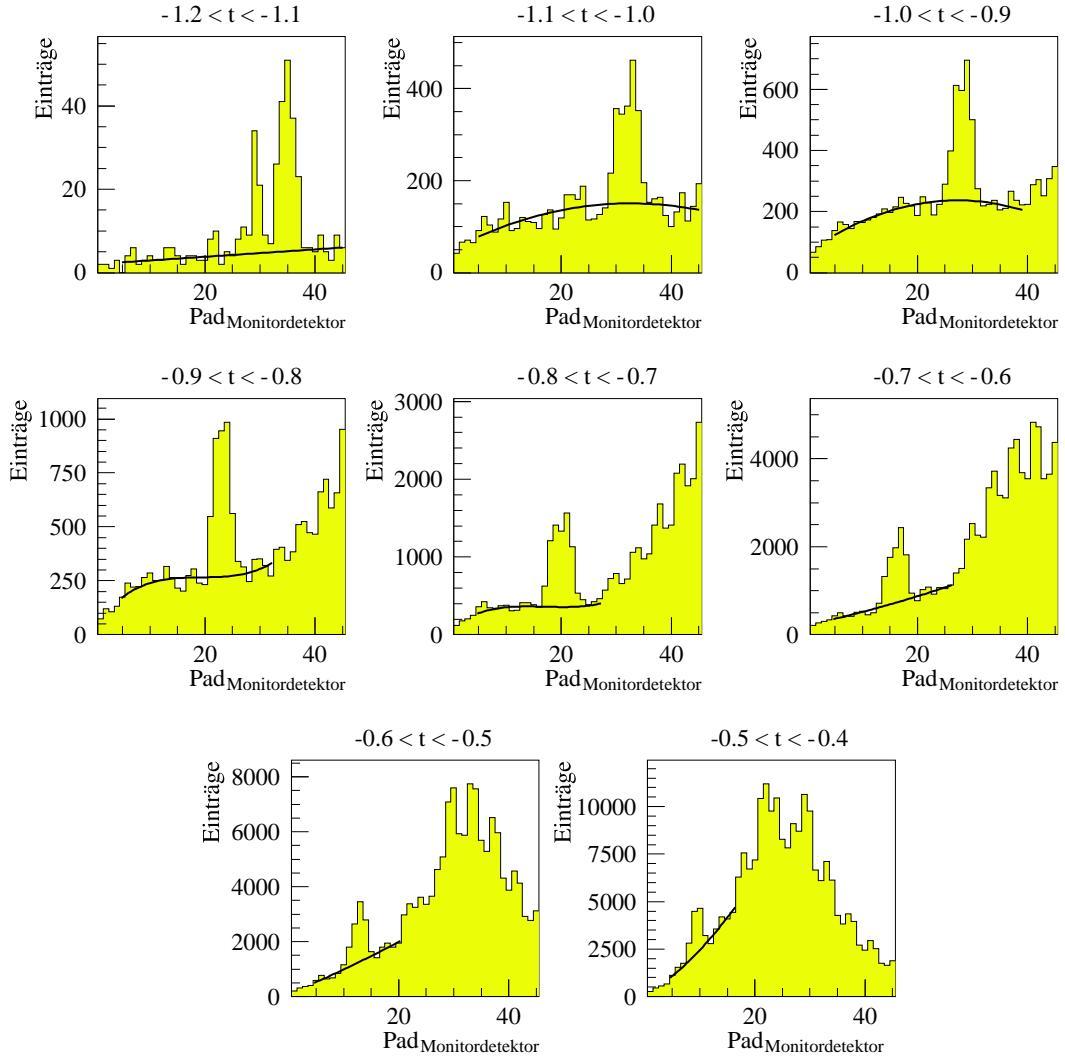


Abbildung 6.2: Die Projektion der gemessenen Daten auf die y-Achse der Abbildung 6.1 bei einem Strahlimpuls von 1,581 GeV/c in Δt -Intervallen. Zusätzlich ist der durch ein Polynom angefittete Untergrund der quasi-freien Proton-Proton-Streuung in den Histogrammen als durchgezogene Linie angegeben. Die Intervalle von Δt sind in Einheiten von $(\text{GeV}/c)^2$ angegeben.

funktion σ_{Fit} bei Beschreibung des Untergrundes zu berücksichtigen. Dieser Fehler wird durch die maximale Abweichung der Fittes bestimmt. Der statistische Fehler der simulierten Daten berechnet sich durch:

$$\sigma_{Stat.}^{MC} = \sqrt{N_{Peak}^{MC}}. \quad (6.6)$$

Impulsübertrag t $[(\text{GeV}/c)^2]$	gemessene Daten			generierte Daten	
	Anzahl	$\sigma_{Stat.}$	σ_{Fit}	Anzahl	$\sigma_{Stat.}$
$-1,2 \leq t < -1,1$	152	6,6 %	25 %	371	5,8 %
$-1,1 \leq t < -1,0$	1380	2,5 %	6,7 %	3020	1,8 %
$-1,0 \leq t < -0,9$	1708	3,5 %	7,2 %	2653	2,0 %
$-0,9 \leq t < -0,8$	2780	5,4 %	4,9 %	2588	2,0 %
$-0,8 \leq t < -0,7$	5284	2,5 %	3,2 %	3866	1,6 %
$-0,7 \leq t < -0,6$	6671	2,2 %	3,0 %	3062	1,8 %
$-0,6 \leq t < -0,5$	7188	6,3 %	3,4 %	4114	1,6 %
$-0,5 \leq t < -0,4$	8912	4,0 %	2,5 %	4270	1,5 %

Tabelle 6.2: Die Ergebnisse aus den vom Untergrund subtrahierten Peaks der gemessenen und bei einem Strahlimpuls von 1,581 GeV/c über *Monte-Carlo*-Simulationen generierten Daten. Im Falle der Simulation wurden 4 Million Ereignisse generiert.

6.3 Die Ergebnisse der analysierten Ereignisse

Die Analyse der gemessenen Daten wurde in Abschnitt 6.2 exemplarisch für die Strahlenergie 1,581 GeV/c gezeigt. Die Analysen der weiteren gemessenen Strahlimpulse wurden analog durchgeführt. Es konnte bei allen Energien der Peak der elastischen Proton-Deuteron-Streuung vom Untergrund getrennt werden.

Des Weiteren folgt eine tabellarische Auflistung der ausgezählten Peaks sowohl von den simulierten als auch von den gemessenen Daten.

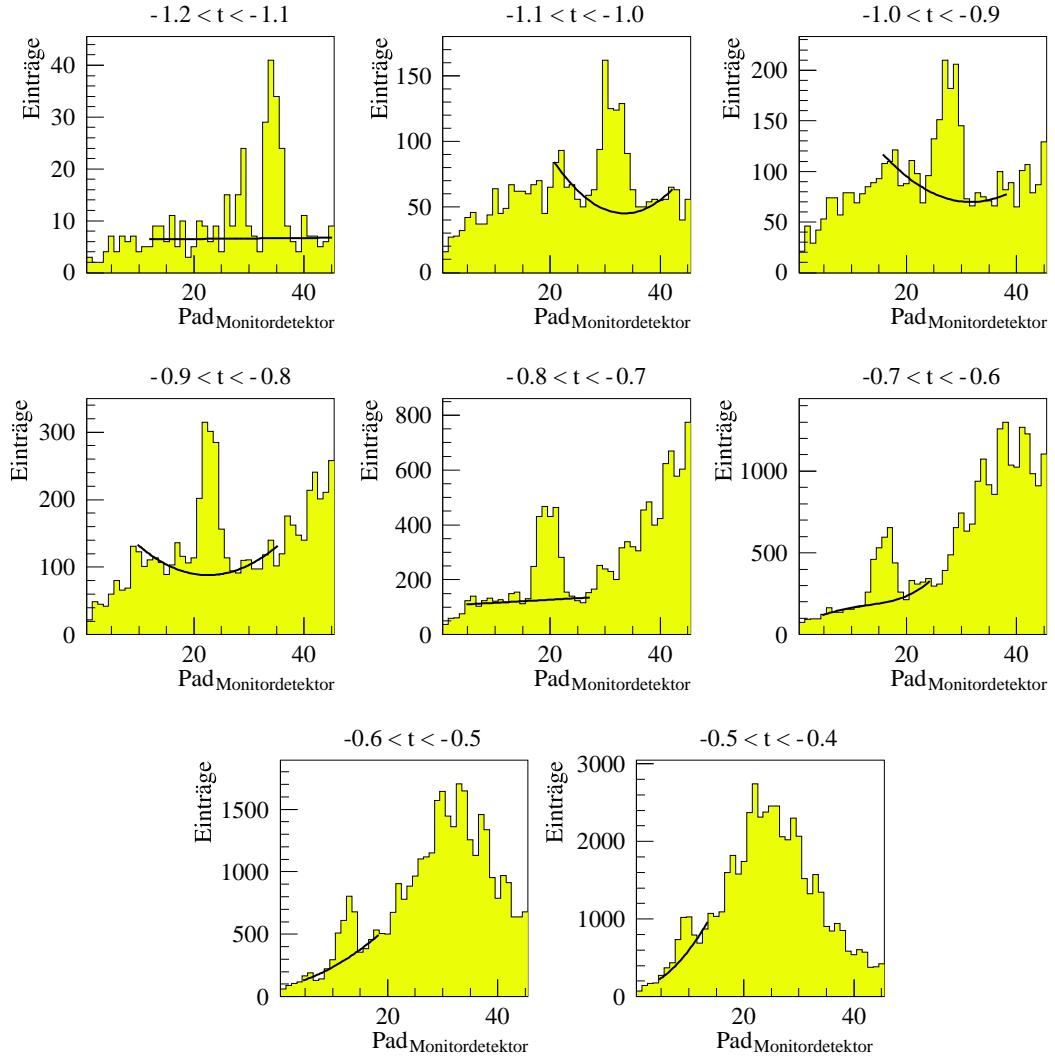


Abbildung 6.3: Die Projektion der gemessenen Daten auf die y-Achse der Abbildung 6.1 bei einem Strahlimpuls von 1,593 GeV/c in Δt -Intervallen. Zusätzlich ist der durch ein Polynom angefittete Untergrund der quasi-freien Proton-Proton-Streuung in den Histogrammen als durchgezogene Linie angegeben. Die Intervalle von Δt sind in Einheiten von $(\text{GeV}/c)^2$ angegeben.

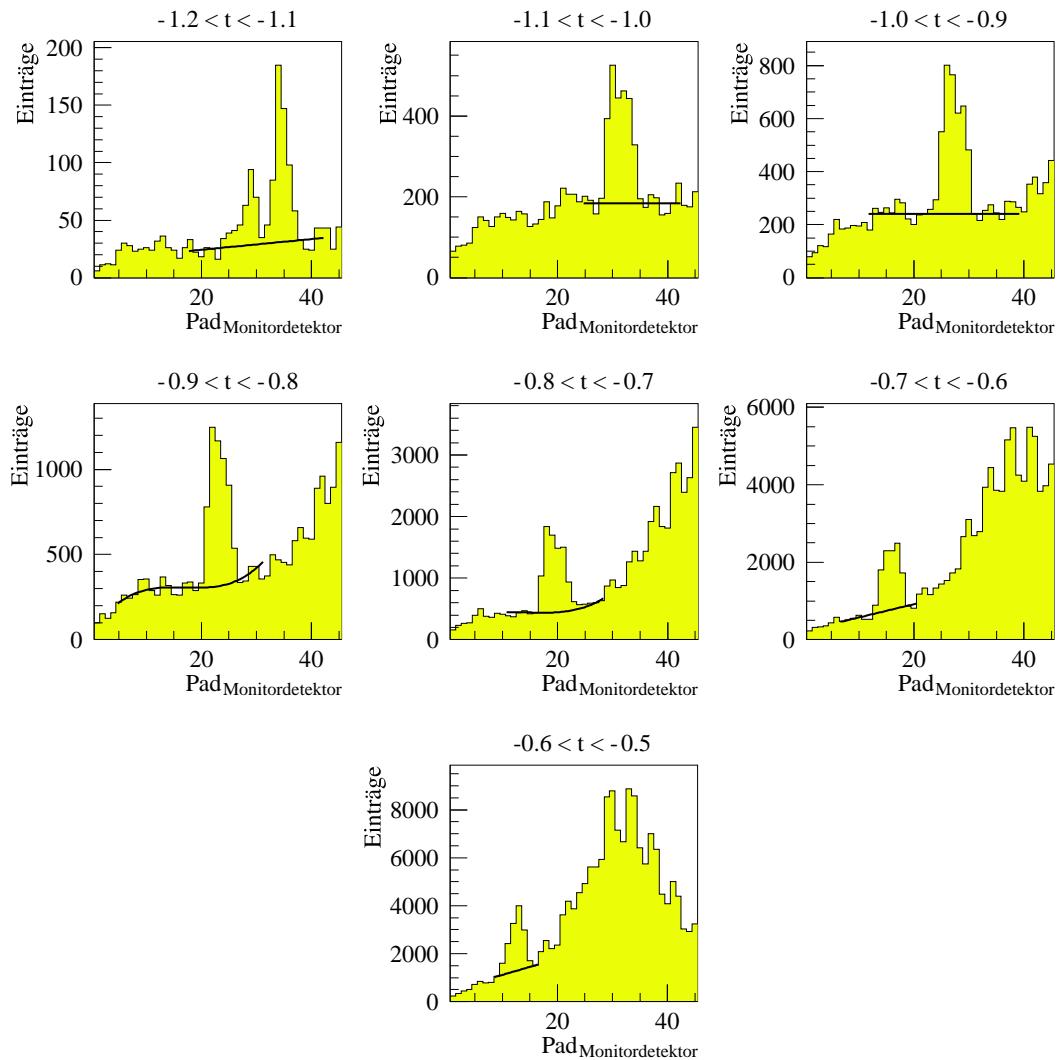


Abbildung 6.4: Die Projektion der gemessenen Daten auf die y-Achse der Abbildung 6.1 bei einem Strahlimpuls von $1,602 \text{ GeV}/c$ in Δt -Intervallen. Zusätzlich ist der durch ein Polynom angefittete Untergrund der quasi-freien Proton-Proton-Streuung in den Histogrammen als durchgezogene Linie angegeben. Die Intervalle von Δt sind in Einheiten von $(\text{GeV}/c)^2$ angegeben.

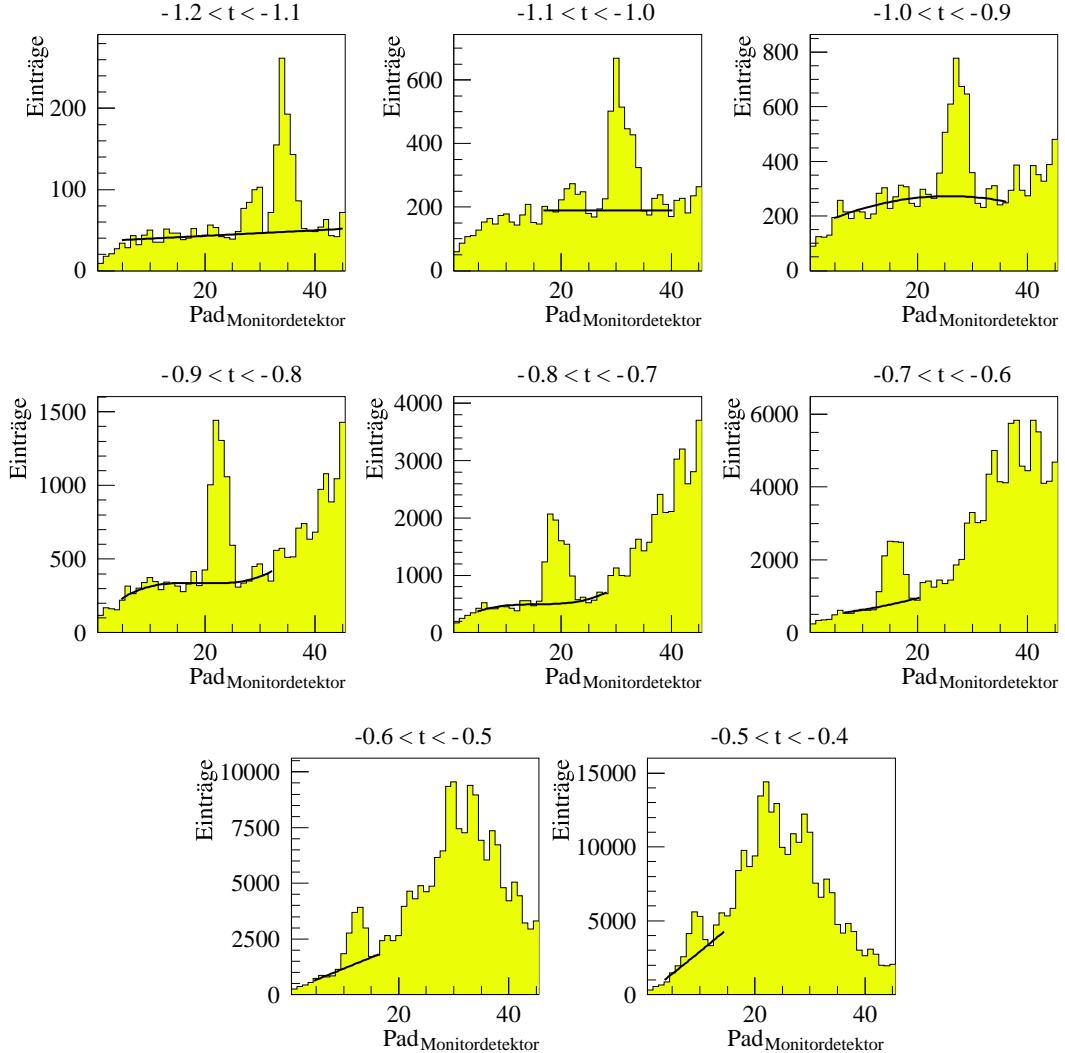


Abbildung 6.5: Die Projektion der gemessenen Daten auf die y-Achse der Abbildung 6.1 bei einem Strahlimpuls von 1,612 GeV/c in Δt -Intervallen. Zusätzlich ist der durch ein Polynom angefittete Untergrund der quasi-freien Proton-Proton-Streuung in den Histogrammen als durchgezogene Linie angegeben. Die Intervalle von Δt sind in Einheiten von $(\text{GeV}/c)^2$ angegeben.

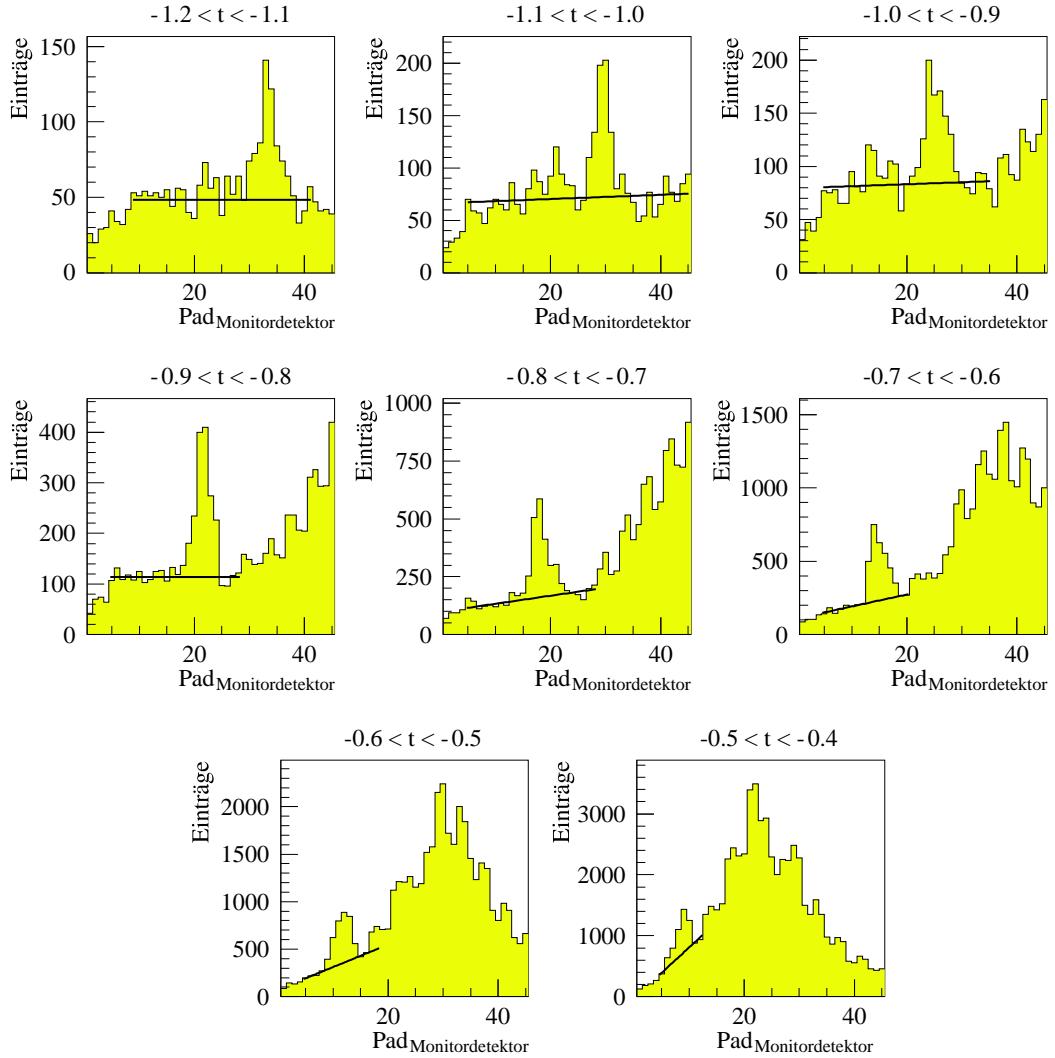


Abbildung 6.6: Die Projektion der gemessenen Daten auf die y-Achse der Abbildung 6.1 bei einem Strahlimpuls von $1,655 \text{ GeV}/c$ in Δt -Intervallen. Zusätzlich ist der durch ein Polynom angefittete Untergrund der quasi-freien Proton-Proton-Streuung in den Histogrammen als durchgezogene Linie angegeben. Die Intervalle von Δt sind in Einheiten von $(\text{GeV}/c)^2$ angegeben.

Impulsübertrag t $[(\text{GeV}/c)^2]$	gemessene Daten			generierte Daten	
	Anzahl	$\sigma_{Stat.}$	σ_{Fit}	Anzahl	$\sigma_{Stat.}$
$-1,2 \leq t < -1,1$	104	12,5%	7,7%	727	3,7%
$-1,1 \leq t < -1,0$	435	8%	88%	3052	1,8%
$-1,0 \leq t < -0,9$	628	6,1%	4,9%	2528	2%
$-0,9 \leq t < -0,8$	766	5,8%	4,6%	3236	1,8%
$-0,8 \leq t < -0,7$	1598	3,3%	3,6%	3854	1,6%
$-0,7 \leq t < -0,6$	2006	3,1%	2,9%	4094	1,6%
$-0,6 \leq t < -0,5$	1935	3,2%	2,6%	4064	1,6%
$-0,5 \leq t < -0,4$	2175	3,2%	3,8%	4205	1,5%

Tabelle 6.3: Die Ergebnisse aus den vom Untergrund subtrahierten Peaks der gemessenen und bei einem Strahlimpuls von 1,593 GeV/c über *Monte-Carlo*-Simulationen generierten Daten. Im Falle der Simulation wurden 4 Million Ereignisse generiert.

Impulsübertrag t $[(\text{GeV}/c)^2]$	gemessene Daten			generierte Daten	
	Anzahl	$\sigma_{Stat.}$	σ_{Fit}	Anzahl	$\sigma_{Stat.}$
$-1,2 \leq t < -1,1$	428	7,1%	7,1%	1087	3%
$-1,1 \leq t < -1,0$	1571	2,8%	4,2%	2484	1,7%
$-1,0 \leq t < -0,9$	2452	1,9%	3,2%	3253	1,8%
$-0,9 \leq t < -0,8$	3898	3,3%	2,3%	3884	1,7%
$-0,8 \leq t < -0,7$	6037	3,6%	1,8%	4054	1,6%
$-0,7 \leq t < -0,6$	8038	6,5%	1,5%	4049	1,6%
$-0,6 \leq t < -0,5$	9029	4,1%	1,7%	4147	1,6%

Tabelle 6.4: Die Ergebnisse aus den vom Untergrund subtrahierten Peaks der gemessenen und bei einem Strahlimpuls von 1,602 GeV/c über *Monte-Carlo*-Simulationen generierten Daten. Im Falle der Simulation wurden 4 Million Ereignisse generiert.

Impulsübertrag t $[(\text{GeV}/c)^2]$	gemessene Daten			generierte Daten	
	Anzahl	$\sigma_{Stat.}$	σ_{Fit}	Anzahl	$\sigma_{Stat.}$
$-1,2 \leq t < -1,1$	649	5,3%	4,6%	1422	2,6%
$-1,1 \leq t < -1,0$	1780	3,9%	3,4%	2954	1,8%
$-1,0 \leq t < -0,9$	2024	3,8%	3,4%	3342	1,7%
$-0,9 \leq t < -0,8$	3786	2,4%	2,7%	3852	1,6%
$-0,8 \leq t < -0,7$	6442	1,7%	1,1%	3982	1,6%
$-0,7 \leq t < -0,6$	8412	1,5%	1,5%	3972	1,6%
$-0,6 \leq t < -0,5$	8345	1,8%	2,3%	4172	1,5%

Tabelle 6.5: Die Ergebnisse aus den vom Untergrund subtrahierten Peaks der gemessenen und bei einem Strahlimpuls von 1,612 GeV/c über *Monte-Carlo*-Simulationen generierten Daten. Im Falle der Simulation wurden 4 Million Ereignisse generiert.

Impulsübertrag t $[(\text{GeV}/c)^2]$	gemessene Daten			generierte Daten	
	Anzahl	$\sigma_{Stat.}$	σ_{Fit}	Anzahl	$\sigma_{Stat.}$
$-1,2 \leq t < -1,1$	337	13,3%	11,3%	2699	2,0%
$-1,1 \leq t < -1,0$	424	14,8%	10,4%	3021	1,8%
$-1,0 \leq t < -0,9$	467	15,8%	13,4%	3142	1,7%
$-0,9 \leq t < -0,8$	820	11,1%	12,3%	3740	1,6%
$-0,8 \leq t < -0,7$	1417	8,3%	4,4%	3800	1,6%
$-0,7 \leq t < -0,6$	1855	6,4%	2,3%	3774	1,6%
$-0,6 \leq t < -0,5$	1941	7,1%	7,3%	3821	1,6%
$-0,5 \leq t < -0,4$	2352	15,1%	17,1%	3897	1,6%

Tabelle 6.6: Die Ergebnisse aus den vom Untergrund subtrahierten Peaks der gemessenen und bei einem Strahlimpuls von 1,655 GeV/c über *Monte-Carlo*-Simulationen generierten Daten. Im Falle der Simulation wurden 4 Million Ereignisse generiert.

Kapitel 7

Bestimmung des Wirkungsquerschnitts

Für die Bestimmung der integrierten Luminosität benötigt man den differenziellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Proton-Deuteron-Streuung, abhängig vom Impulsübertrag $|t|$ des jeweils untersuchten Strahlimpulses.

Da jedoch bei den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Strahlimpulsen kein differenzieller Wirkungsquerschnitt in der Literatur vorliegt, muss der differenzielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Proton-Deuteron-Streuung aus den vorhandenen Literaturdaten interpoliert werden.

Nach Bestimmung einer Funktion, die in Abhängigkeit vom Impulsübertrag den differenziellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Proton-Deuteron-Streuung bei Strahlimpulsen von 1,581 GeV/c, 1,593 GeV/c, 1,602 GeV/c, 1,612 GeV/c und 1,655 GeV/c angibt, kann die integrierte Luminosität mit den Ergebnissen aus Abschnitt 6.1 und 6.3 bestimmt werden.

Die Interpolation des differenziellen Wirkungsquerschnittes der elastischen Proton-Deuteron-Streuung für die untersuchten Strahlimpulse erfolgt auf verschiedene Weise. Die erste Methode (Methode I) benutzt ein Verfahren, bei der die Interpolation des differenziellen Wirkungsquerschnittes der elastischen Proton-Deuteron-Streuung die gesamten in der Literatur vorhandenen Daten im Strahlimpulsbereich von 0,99 GeV/c bis 2,784 GeV/c berücksichtigt. Aus den Literaturdaten wird eine Funktion abgeschätzt, die den differenziellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des Impulsübertrages bei dem jeweiligen Strahlimpuls angibt. Die zweite Methode stützt sich bei der Bestimmung einer solchen Funktion vorrangig auf die Daten von [Gul91].

In Abbildung 7.1 ist der differenzielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$ in Abhängigkeit von dem Impulsübertrag $|t|$ für die vorhandenen Literaturdaten in einem Impulsbereich von 0,99 GeV/c bis 2,784 GeV/c dargestellt.

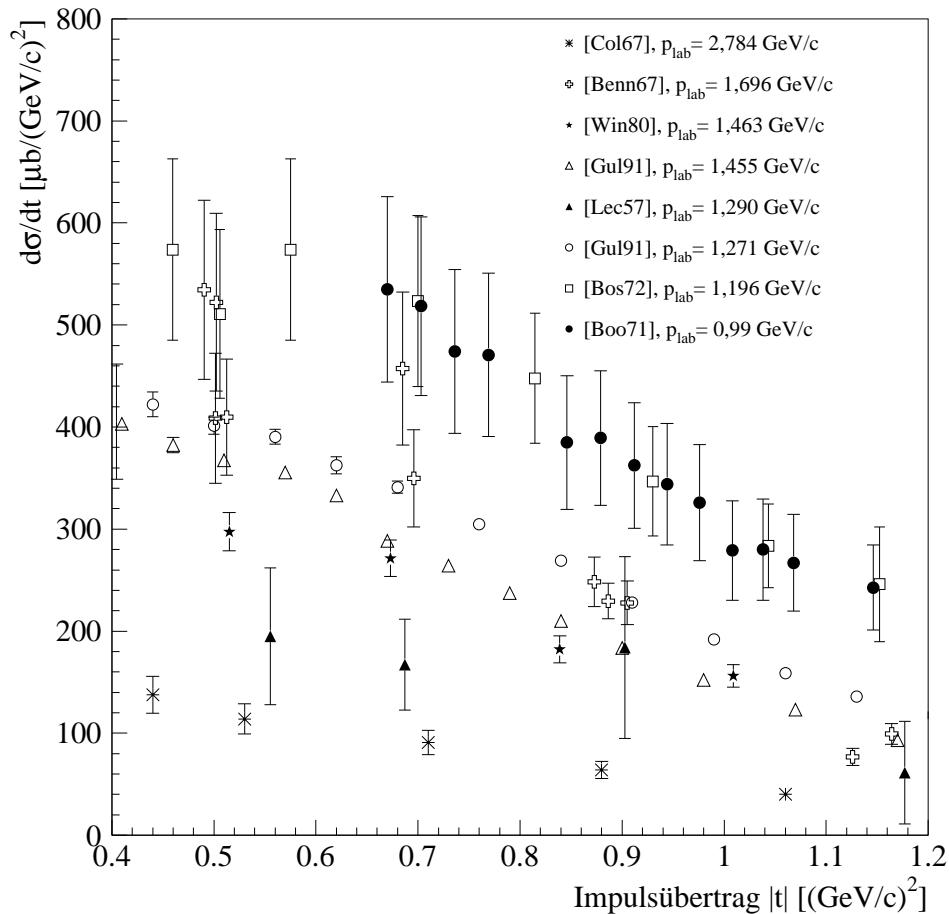


Abbildung 7.1: Die vorhandenen Literaturdaten. Auf der x-Achse ist der Impulsübertrag in $[(\text{GeV}/c)^2]$. und auf der y-Achse der differenzielle Wirkungsquerschnitt in $\frac{\mu b}{(\text{GeV}/c)^2}$ aufgetragen.

7.1 Die Methode I

Bei dieser Methode wird die Luminosität mittels einer linearen Funktion aus den Literaturdaten von [Benn67, Boo71, Bos72, Col67, Gul91, Lec57, Win80] interpoliert. Jeder dieser Datensätze in dem in Abbildung 7.1 gezeigten Impulsübertragsbereich kann annäherungsweise mit einer linearen Funktion (Gleichung 7.1) beschrieben werden:

$$\frac{d\sigma}{dt}(p, t) = \alpha_i(p) + \beta_i(p) \cdot |t|. \quad (7.1)$$

Die Parameter $\alpha_i(p)$ und $\beta_i(p)$ werden dabei als Achsenschnittpunkt beziehungsweise als Steigung direkt aus der linearen Funktion entnommen, wobei i für die entsprechenden Literaturdaten und p für den Strahlimpuls steht. Die Impulsabhängigkeit der beiden Koeffizienten $\alpha_i(p)$ und $\beta_i(p)$ wird durch die Funktionen $A(p)$ beziehungsweise $B(p)$ beschrieben (Abbildung 7.2 sowie Gleichung 7.2 und 7.3). Mit der Funktion $f_p(t) = A(p) + B(p) \cdot |t|$ (Gleichung 7.4) erhält man so einen allgemeinen Ausdruck für den differenziellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des Impulsübertrages bei festem Strahlimpuls und kann den differenziellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Proton-Deuteron-Streuung für die untersuchten Strahlimpulse bestimmen.

Die Durchführung von Methode I:

Zunächst können die in der Literatur vorhandenen einzelnen Datensätze, in Abbildung 7.1 dargestellt, im Impulsübertragsbereich von $0,4 \text{ (GeV/c)}^2 < |t| < 1,2 \text{ (GeV/c)}^2$ gut durch ein Polynom ersten Grades beschrieben werden (Gleichung 7.1).

Für jeden Datensatz erhält man, ermittelt durch eine Fitfunktion (Gleichung 7.1), den Parameter $\alpha_i(p)$ als Steigung und den Achsenschnittpunkt $\beta_i(p)$ in Abhängigkeit des Strahlimpulses p und des jeweiligen Datensatzes i . Um eine Funktion zu erhalten, die den differenziellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des Strahlimpulses beschreibt, werden die Parameter $\alpha_i(p)$ und $\beta_i(p)$ in Diagramm 7.2 dargestellt.

In Abbildung 7.2 ist auf der Ordinate der Parameter $\alpha_i(p)$ oben beziehungsweise $\beta_i(p)$ unten gegen den Strahlimpuls p aufgetragen. Die Variablen $a, a', b,$

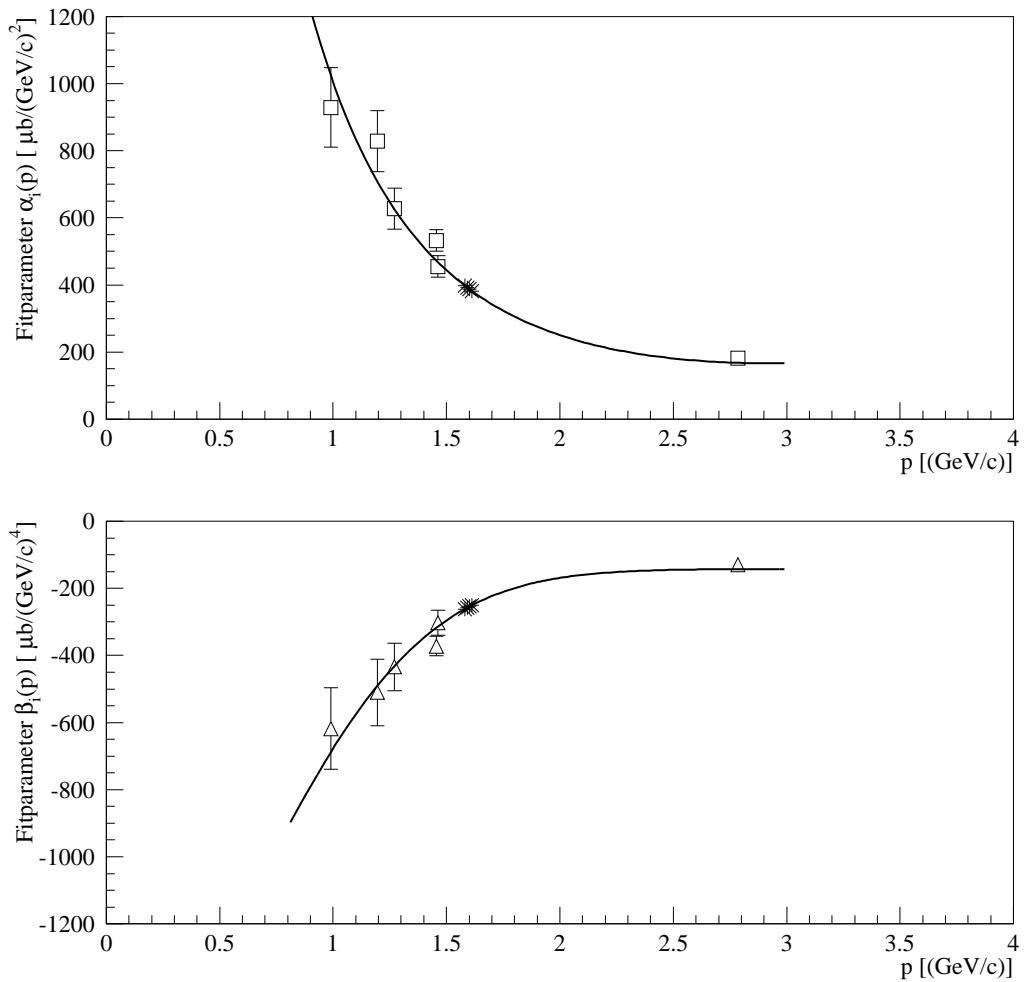


Abbildung 7.2: Auf der y-Achse ist der für jeden Datensatz ermittelte Parameter $\alpha_i(p)$ oben, beziehungsweise $\beta_i(p)$ unten, gegen den Strahlimpuls dargestellt. Zusätzlich repräsentiert die durchgezogene Linie die Fitfunktion $A(p)$ beziehungsweise die Fitfunktion $B(p)$ durch die Datenpunkte. Die Sterne (*) bezeichnen den Bereich der in dieser Arbeit untersuchten Strahlimpulse.

Strahlimpuls	Parameter $A(p) \frac{\mu b}{(GeV/c)^2}$	Parameter $B(p) \frac{\mu b}{(GeV/c)^4}$
1,581 GeV/c	$428.619 \pm 2,1\%$	$-266.036 \pm 14,1\%$
1,602 GeV/c	$422.606 \pm 2,1\%$	$-261.043 \pm 13,9\%$
1,612 GeV/c	$418.183 \pm 2,0\%$	$-257.397 \pm 13,9\%$
1,593 GeV/c	$413.183 \pm 2,0\%$	$-253.397 \pm 13,4\%$
1,655 GeV/c	$393.560 \pm 2,0\%$	$-237.597 \pm 13,4\%$

Tabelle 7.1: Die ermittelten Parameter $A(p)$ und $B(p)$ bei einem Strahlimpuls von $p = 1,581 \text{ GeV}/c, 1,593 \text{ GeV}/c, 1,602 \text{ GeV}/c, 1,612 \text{ GeV}/c, 1,655 \text{ GeV}/c$.

b' , c und c' der Fitfunktion in der Abbildung sind zu bestimmen:

$$\begin{aligned} A(p) &= \exp(a + b \cdot p + c \cdot p^2) \\ &= \exp((8,9 \pm 1,5\%) - (2,409 \pm 5,7\%) \cdot p + (0,3882 \pm 9,6\%) \cdot p^2) \end{aligned} \quad (7.2)$$

$$\begin{aligned} B(p) &= a' + b' \exp(c' - p^2) \\ &= (132,51 \pm 8,9\%) + (1477,77 \pm 8,9\%) \cdot \exp((0,0966 \pm 9,2\%) - p^2). \end{aligned} \quad (7.3)$$

Die Gleichungen 7.2 und 7.3 beschreiben gut den Verlauf der Parameter $\alpha_i(p)$ und $\beta_i(p)$, so dass sich mit Gleichung 7.4 die differenziellen Wirkungsquerschnitte der elastischen Proton-Deuteron-Streuung in Abhängigkeit des Impulsübertrages $|t|$ für die untersuchten Impulsbereiche angeben lassen. Es ergibt sich für den interpolierten differenziellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des Strahlimpulses p und des Impulsübertrages t folgender Ausdruck:

$$f_p(|t|) = A(p) + B(p) \cdot |t|, \quad (7.4)$$

wobei die Einheiten der jeweiligen Parameter so gesetzt sind, dass $f_p(|t|)$ $\frac{\mu b}{(GeV/c)^2}$ als Einheit hat. Bei der Bestimmung der Funktion wurden die Datensätze aus [Benn67] und [Lec57] wegen ihrer großen Ungenauigkeit nicht in Betracht gezogen.

In Tabelle 7.1 sind die Parameter $A(p)$ und $B(p)$ für die in dieser Arbeit untersuchten Strahlimpulse aufgelistet. Mittels dieser Werte lassen sich die differenziellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit des Impulsübertrages angeben.

In Abbildung 7.3 ist der differenzielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Impulsübertrag aufgetragen. Zusätzlich zu den Literaturdaten ist deren angenommene lineare Fit-Funktion (gestrichelte Linie) dargestellt. Exemplarisch wurden die Daten von [Gul91] als aktuellste Messungen, die von [Boo71] und [Col67] auf Grund des kleinsten beziehungsweise größten gefundenen Strahlimpulses und die von [Win80] auf Grund der größten Abweichung von den angenommenen Fitfunktionen ausgewählt. Bei allen Datensätzen kann der Verlauf durch die Funktion $f_p(|t|)$ aus Gleichung 7.4 relativ gut beschrieben werden. Des Weiteren geben die durchgezogenen Linien die interpolierten Wirkungsquerschnitte der elastischen Proton-Deuteron-Streuung bei den in dieser Arbeit untersuchten Strahlimpulsen an.

Die akzeptanz-korrigierten gemessenen Daten ergeben bis auf einen Skalierungsfaktor den Verlauf des differenziellen Wirkungsquerschnittes für die elastische Proton-Deuteron-Streuung. In Abbildung 7.4 ist dieser Verlauf des differenziellen Wirkungsquerschnittes der gemessenen Daten dargestellt. Ferner ist in Abbildung 7.4 der Verlauf der ermittelten differenziellen Wirkungsquerschnitte, normiert auf den Wert des Impulsübertrags bei $-0,9 \text{ (GeV/c)}^2 < t < -0,8 \text{ (GeV/c)}^2$, als durchgezogene Linie dargestellt. Die Interpolation der Literaturdaten weist eine relativ große Abweichung vom Verlauf der ermittelten differenziellen Wirkungsquerschnitte auf, so dass im Folgenden eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung des differenziellen Wirkungsquerschnittes bei den zu untersuchenden Energien angewandt wird.

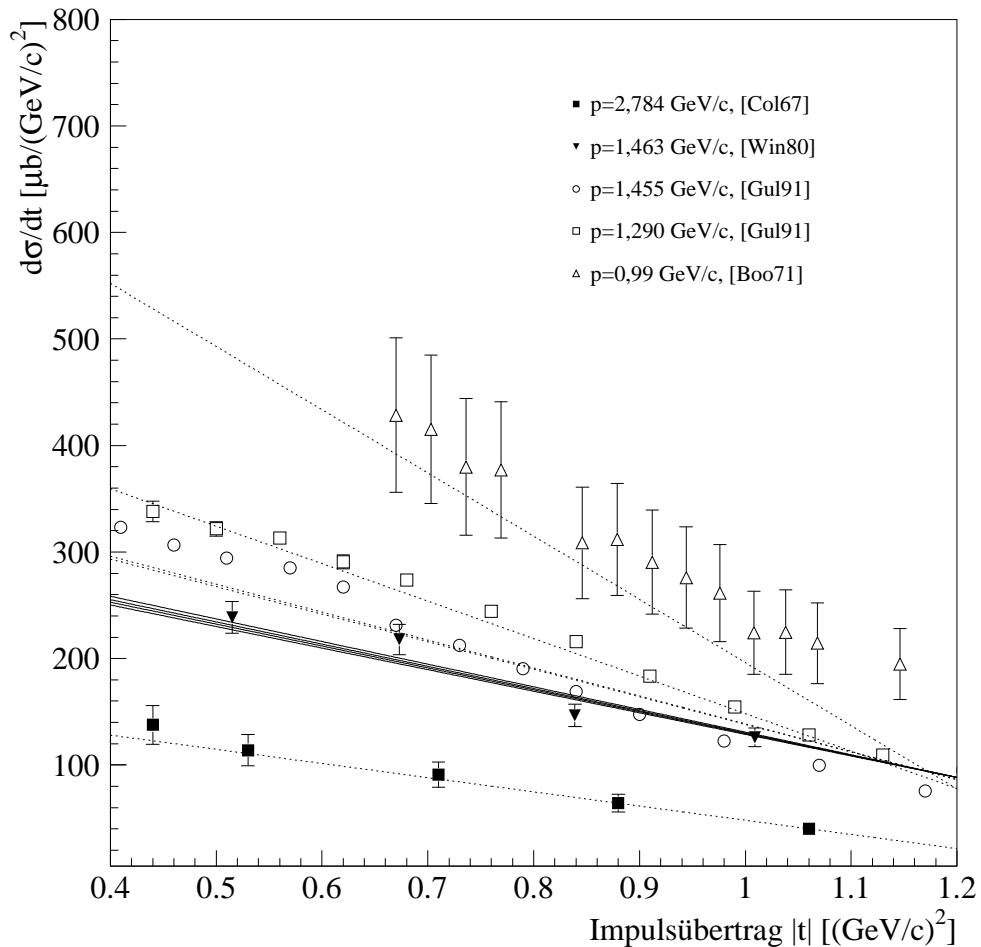


Abbildung 7.3: Der differenzielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Proton-Deuteron-Streuung in Abhängigkeit vom Impulsübertrag. Es sind einige ausgewählte Datensätze (siehe Text) zusammen mit der mittels Gleichung 7.4 berechneten Fitfunktionen (gestrichelt) dargestellt. Zusätzlich sind die durch Gleichung 7.4 interpolierten differenziellen Wirkungsquerschnitte der untersuchten Strahlenergien als durchgezogene Linien eingetragen.

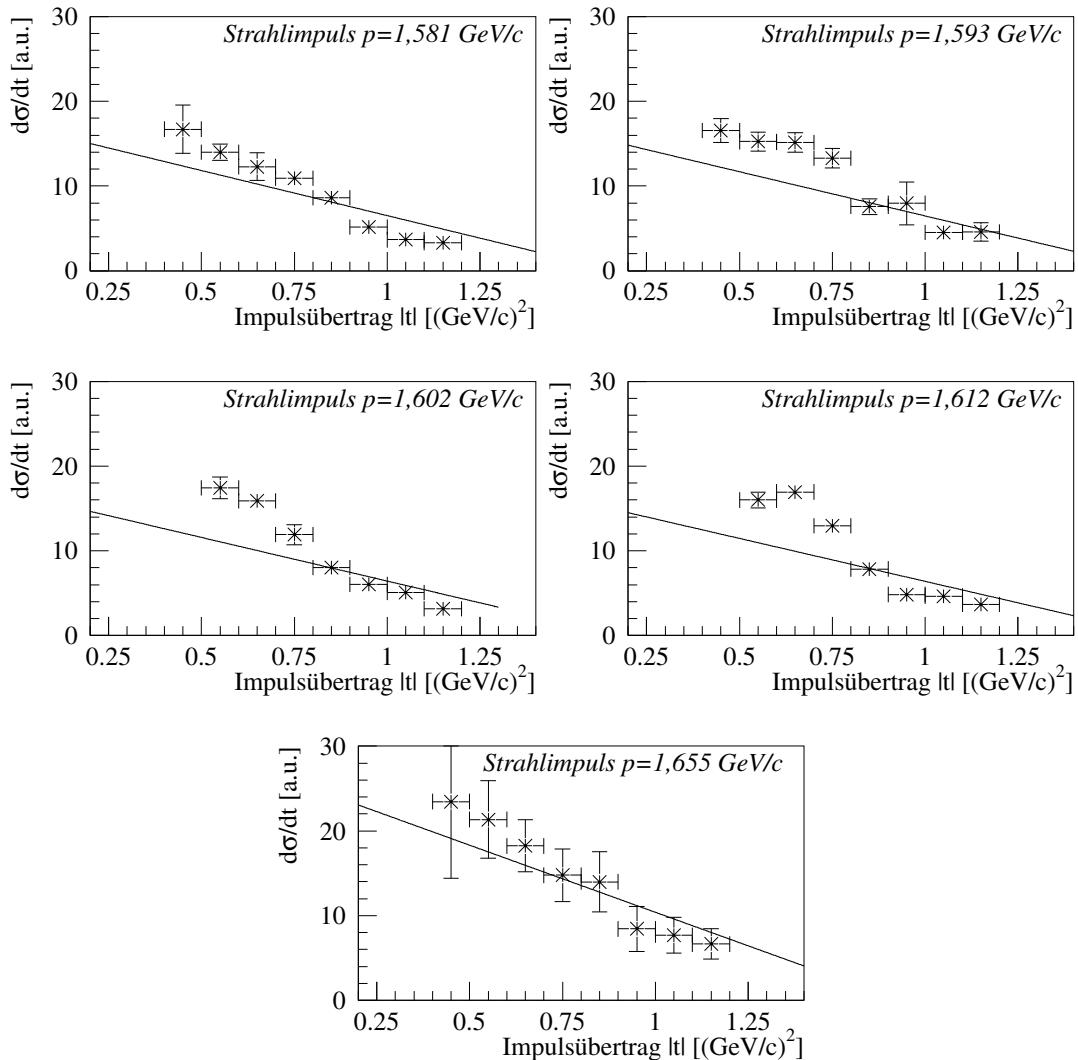


Abbildung 7.4: Der Verlauf der in den Analysen ermittelten differenziellen Wirkungsquerschnitte bei den untersuchten Strahlimpulsen in Abhängigkeit des Impulsübertrages $|t|$. Zusätzlich ist der auf den Impulsübertrag von $0,9 (\text{GeV}/c)^2 > |t| > 0,8 (\text{GeV}/c)^2$ normierte und interpolierte differenzielle Wirkungsquerschnitt als Gerade aufgetragen.

7.2 Die Methode II

Die Interpolation des differenziellen Wirkungsquerschnitts für die elastische Proton-Deuteron-Streuung mittels Methode I zeigt deutliche Abweichungen von den gemessenen Daten (Abbildung 7.4). Für eine genauere Bestimmung des differenziellen Wirkungsquerschnittes bei den zu untersuchenden Impulsen wurde aus diesem Grund ein weiteres Verfahren benutzt. Dieses Verfahren stützt sich auf den Datensatz von [Gul91], der bei zwei Strahlimpulsen die differenziellen Wirkungsquerschnitte der elastischen Proton-Deuteron-Streuung angibt.

Bei dieser Methode werden zunächst die akzeptanz-korrigierten, gemessenen Daten mit den skalierten Daten von [Gul91] verglichen. Da der skalierte Verlauf der Daten von [Gul91] mit den akzeptanz-korrigierten gemessenen Daten übereinstimmt, wird aus den Daten von [Gul91] eine Funktion $h(|t|) = a + b |t|$ bestimmt, die den differenziellen Wirkungsquerschnitt bei einem Strahlimpuls von 1,455 GeV/c in Abhängigkeit des Impulsübertrages beschreibt.

Die Beschreibung der weiteren Literaturdaten erfolgt mittels der aus [Gul91] interpolierten Funktion $h(|t|)$, skaliert mit dem impulsabhängigen Parameter $\alpha_i(p)$, wobei i für den jeweiligen Datensatz steht.

In einem weiteren Schritt werden die Fitparameter $\alpha_i(p)$ mit der Funktion $A(p)$ in Abhängigkeit des Strahlimpulses interpoliert. Die Funktion $A(p) = \exp(\alpha + \beta p + \gamma p^2)$ liefert die gesuchten differenziellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit des Impulsübertrags bei den gemessenen Strahlimpulsen. Der Unterschied dieser Methode zur ersten ist, dass aus den zwei freien Parametern von Methode I ein einziger freier Parameter wird, indem vorher eine Fitfunktion durch die Daten von [Gul91] bestimmt wird.

Die Durchführung von Methode II:

In Abbildung 7.5 ist der differenzielle Wirkungsquerschnitt in beliebigen Einheiten gegen den Impulsübertrag aufgetragen. Neben den im Rahmen dieser Arbeit analysierten Daten zur elastischen Proton-Deuteron-Streuung sind die skalierten Datensätze von [Gul91] dargestellt.

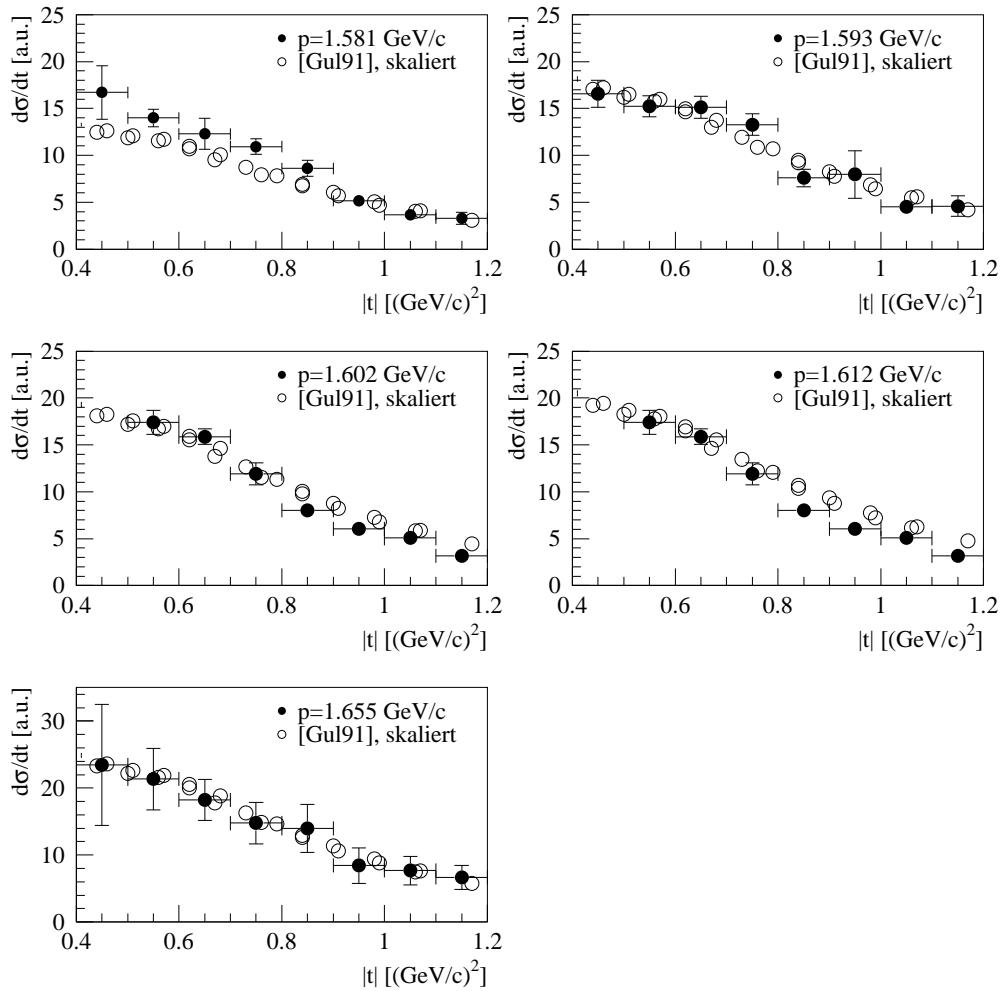


Abbildung 7.5: Der Verlauf des differenziellen Wirkungsquerschnittes bei den zu untersuchenden Strahlimpulsen in Abhängigkeit des Impulsübertrages $|t|$. Zusätzlich ist der Datensatz von [Gul91], normiert auf die entsprechenden Strahlimpulse, dargestellt.

Datensatz	Parameter $\alpha_i(p)$
[Col67]	$0,333 \pm 5,3\%$
[Win80]	$0,767 \pm 2,3\%$
[Gul91]b	1,0
[Lec57]	$1,317 \pm 8,4\%$
[Gul91]a	$1,2 \pm 0,6\%$
[Bos72]	$1,54 \pm 6,4\%$
[Boo71]	$1,927 \pm 4,7\%$

Tabelle 7.2: Die Parameter $\alpha_i(p)$ der in Abbildung 7.7 dargestellten Fitfunktionen $\alpha_i(p) \cdot h(|t|)$. Für den Parameter von [Gul91]b ist kein Fehler anzugeben, da an diesem Datensatz angepasst wurde.

Die differenziellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit des Impulsübertrages von [Gul91] sind bei einem Impulsübertrag von $0,9 \text{ (GeV/c)}^2 > |t| > 0,8 \text{ (GeV/c)}^2$ auf die jeweils gemessenen Daten normiert worden. Deutlich spiegeln die Daten von [Gul91] den in dieser Arbeit ermittelten Verlauf des differenziellen Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit des Impulsübertrages wieder.

Auf Grund dieser Übereinstimmung in Abbildung 7.5 kann eine Funktion $h(|t|)$ bestimmt werden, die den Verlauf der Daten von [Gul91] bei einem Strahlimpuls von $p = 1,455 \text{ GeV/c}$ beschreibt. Die so ermittelte lineare Funktion lautet:

$$h(|t|) = (562,516 \pm 1,1\%) \frac{\mu b}{(GeV/c)^2} - (407,93 \pm 1,6\%) \frac{\mu b}{(GeV/c)^4} \cdot |t| . \quad (7.5)$$

In Abbildung 7.6 ist der differenzielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$ gegen den Impulsübertrag $|t|$ für die vorhandenen Literaturdaten aufgetragen. Die Daten des jeweiligen Datensatzes i wurden durch die Funktion $h(|t|)$ und den freien Parameter $\alpha_i(p)$ angefittet. Die Funktion $\alpha_i(p) \cdot h(|t|)$ in Abhängigkeit des Impulsübertrages bei festem Strahlimpuls p beschreibt den Verlauf der Daten sehr gut.

Die einzelnen, vom Strahlimpuls p abhängigen Parameter $\alpha_i(p)$ werden in einem weiteren Diagramm dargestellt (Abbildung 7.7) beziehungsweise in Tabelle 7.2 aufgelistet. Der Verlauf der Parameter $\alpha_i(p)$ kann durch die Fitfunktion $A(p)$,

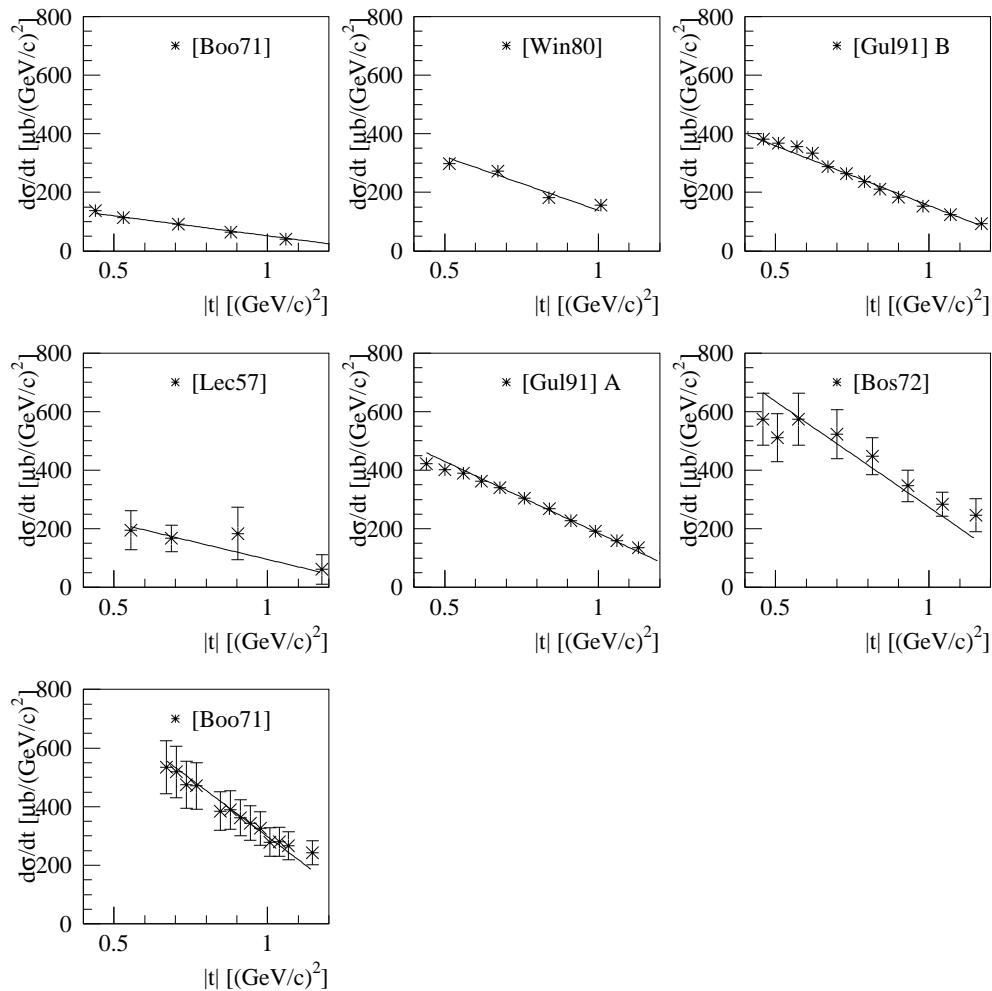


Abbildung 7.6: Der differenzielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$ ist gegen den Impulsübertrag $|t|$ für die vorhandenen Literaturdaten aufgetragen. Zusätzlich ist als durchgezogene Linie die Fitfunktion $\alpha_i \cdot h(|t|)$ dargestellt. Die Fitfunktion wurde dabei aus dem Datensatz von [Gul91], dargestellt in Teil A und B, ermittelt.

Strahlimpuls	Parameter $A(p)$	$\sigma_{syst.}$	σ_{Gul91}
1,581 GeV/c	0,855751	9,8%	1,6%
1,593 GeV/c	0,826218	9,8%	1,4%
1,602 GeV/c	0,844134	9,8%	1,3%
1,612 GeV/c	0,835576	9,8%	1,2%
1,655 GeV/c	0,778328	9,8%	0,2%

Tabelle 7.3: Der ermittelte Parameter $A(p)$ bei einem Strahlimpuls von $p = 1,581$ GeV/c, $1,593$ GeV/c, $1,602$ GeV/c und $1,612$ GeV/c sowie $1,655$ GeV/c. Der Fehler $\sigma_{syst.}$ bestimmt sich durch die maximale Abweichung der Exponentialfunktion; der Fehler σ_{Gul91} gibt die Abweichung eines linearen Fittes auf Basis von [Gul91] an.

dargestellt in Gleichung 7.6, gut beschrieben werden.

$$\begin{aligned} A(p) &= \exp(\alpha + \beta \cdot p + \gamma \cdot p^2) \\ &= \exp((2,449 \pm 3,6\%) - (2,153 \pm 4,6\%) \cdot p + (0,319 \pm 9,7\%) p^2) \end{aligned} \quad (7.6)$$

Aus dieser Fitfunktion $A(p)$ kann der gesuchte differenzielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Proton-Deuteron-Streuung in Abhängigkeit vom Impulsübertrag $|t|$ und dem Strahlimpuls p interpoliert werden. In Tabelle 7.3 ist der ermittelte Parameter für die untersuchten Energien dargestellt.

Die Abbildung 7.7 zeigt den Verlauf der angefitteten Funktion $A(p)$ durch die ermittelten Parameter $\alpha_i(p)$ als durchgezogene Linie. Der Fehler $\sigma_{syst.}$ ist als gepunktete Linie dargestellt. Zum Vergleich zeigt die gestrichelte Linie den Verlauf der Gerade durch die Datenpunkte von [Gul91]. Aus der Abbildung 7.7 wird deutlich, dass sich die differenziellen Wirkungsquerschnitte der elastischen Proton-Deuteron-Streuung innerhalb der untersuchten Strahlimpulsbereiche nur geringfügig ändern, so dass unabhängig von der gewählten Methode zur Parameterisierung des differenziellen Wirkungsquerschnittes die integrierte Luminosität relativ zu den gemessenen Strahlimpulsen mit großer Genauigkeit bestimmt werden kann.

In Tabelle 7.3 ist zusätzlich zu dem systematischen Fehler $\sigma_{syst.}$ der angefitteten Funktion die prozentuale Abweichung σ_{Gul91} von der Geraden bestimmt aus [Gul91] aufgelistet. Dieser Fehler liefert einen Hinweis auf die Genauigkeit, mit

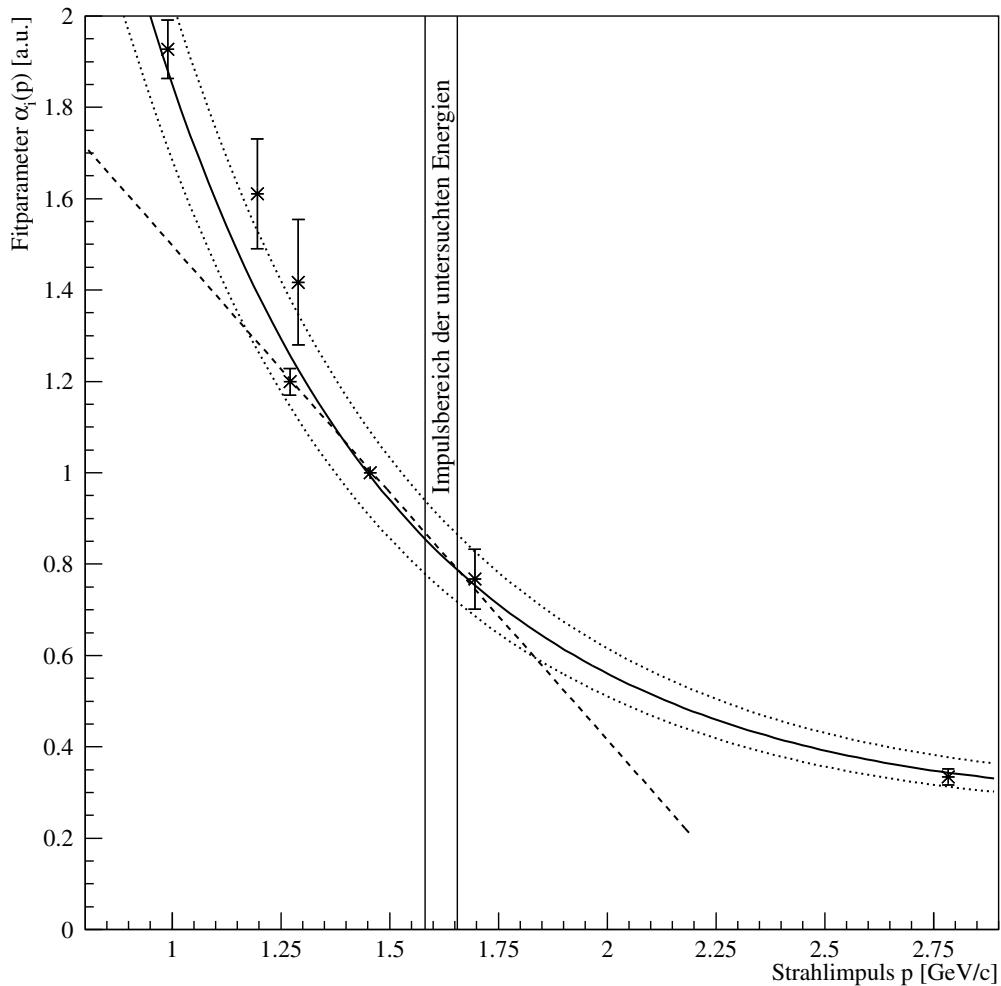


Abbildung 7.7: Die ermittelten freien Parameter $\alpha_i(p)$ sind gegen den Strahlimpuls aufgetragen. Der interpolierte Verlauf ist durch die Funktion $f(p) = \exp(\alpha + \beta p + \gamma p^2)$ als durchgezogene Linie dargestellt. Die gestrichelte Linie gibt den angenommenen Verlauf der linearen Funktion durch die beiden von [Gul91] gemessenen Datensätze in Abhängigkeit des Strahlimpulses wieder. Die gepunkteten Linien beschreiben den Fehler der interpolierten Exponentialfunktion.

welcher die integrierten Luminositäten absolut bestimmt werden können.

Abschließend ist gezeigt worden, dass die Methode II eine exaktere Interpolation liefert als die Methode I. Dies ist aus den Abbildungen 7.4 im Vergleich zu 7.9 direkt zu entnehmen. Dort werden die Verläufe der jeweils interpolierten differenziellen Wirkungsquerschnitte der elastischen Proton-Deuteron-Streuung mit den gemessenen und akzeptanz-korrigierten Daten verglichen. Ferner ist durch den Vergleich von Abbildung 7.3 mit Abbildung 7.8 eine weitere Beurteilung der beiden Methoden möglich. Die Methode II kann den differenziellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Proton-Deuteron-Streuung bei den in dieser Arbeit untersuchten Strahlimpulsen gut aus den vorhanden Literaturdaten interpolieren.

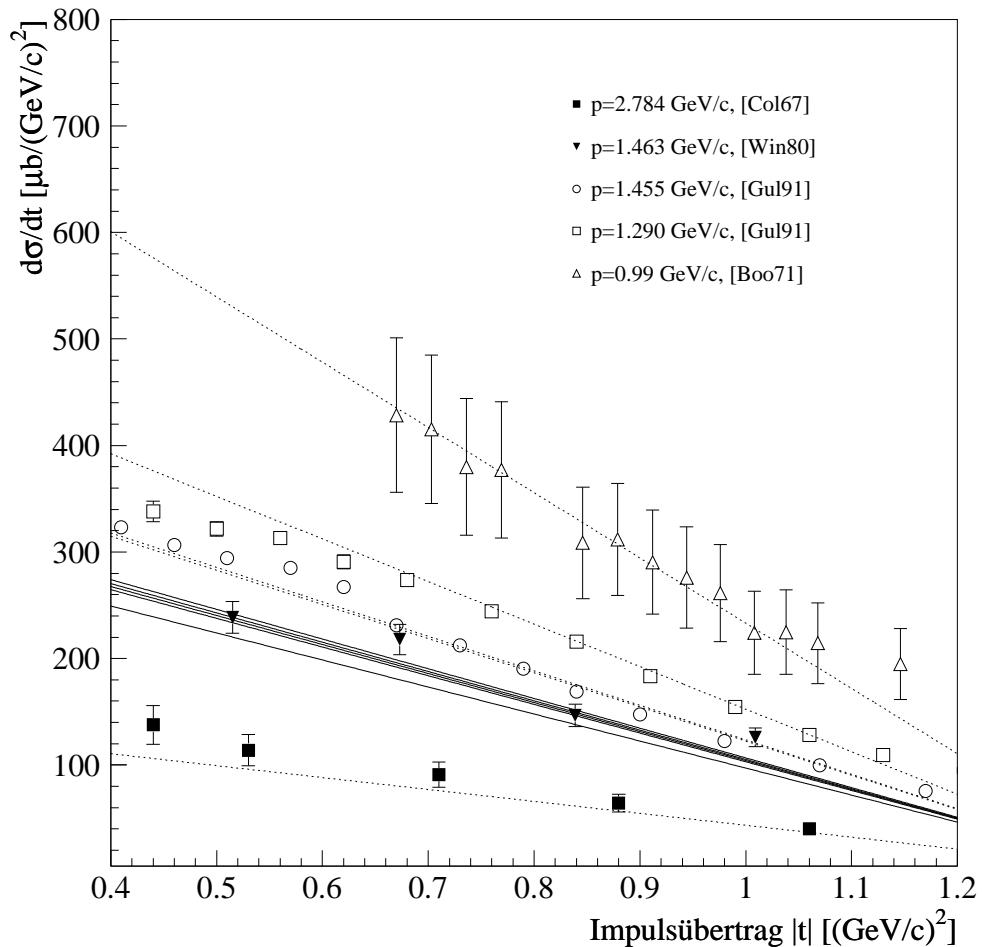


Abbildung 7.8: Der differenzielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Proton-Deuteron-Streuung in Abhängigkeit vom Impulsübertrag. Es sind die ausgewählten Datensätze aus Abbildung 7.3 zusammen mit der mittels der aus Methode II berechneten Fitfunktionen (gestrichelt) dargestellt. Zusätzlich sind die durch Gleichung 7.4 interpolierten differenziellen Wirkungsquerschnitte der untersuchten Strahlenimpulse als durchgezogene Linien eingetragen.

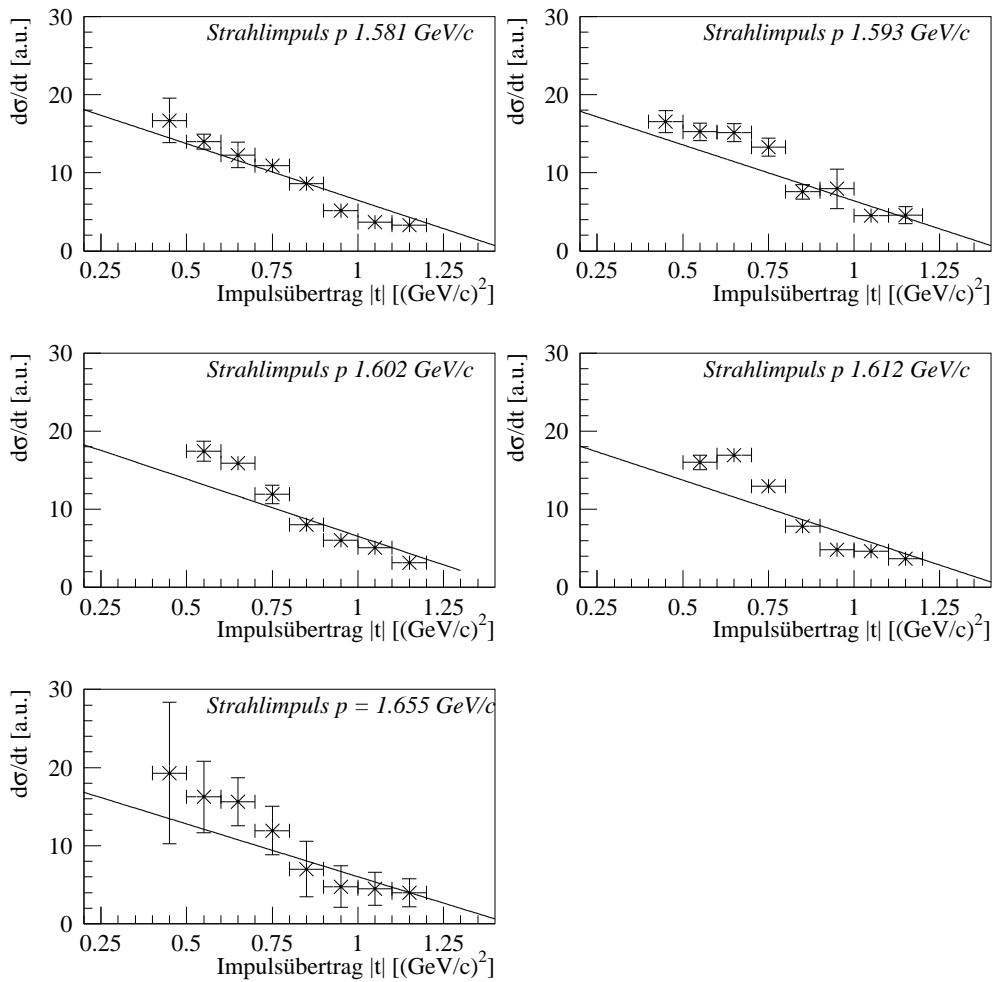


Abbildung 7.9: Der Verlauf der in den Analysen ermittelten differenziellen Wirkungsquerschnitte bei den untersuchten Strahlimpulsen in Abhängigkeit des Impulsübertrages $|t|$. Zusätzlich ist der auf den Impulsübertrag von $0,9(\text{GeV}/c)^2 > |t| > 0,8(\text{GeV}/c)^2$ normierte und aus Methode II interpolierte differenzielle Wirkungsquerschnitt als Gerade aufgetragen.

Kapitel 8

Bestimmung der Luminositäten

In Abschnitt 6.2 und 6.3 wurden die analysierten elastischen Proton-Deuteron-Ereignisse vom Untergrund getrennt und ausgezählt. Ferner wurde in Abschnitt 6.1 die Akzeptanz des Detektorsystems durch Monte-Carlo-Simulationen ermittelt. Mit den interpolierten Wirkungsquerschnitten aus Abschnitt 7.1 und 7.2 ist es nun möglich, die integrierte Luminosität, welche auch die Totzeit des Meßsystems beinhaltet, zu bestimmen. Die integrierte Luminosität berechnet sich nach Gleichung 6.2. Um die integrierte Luminosität zu bestimmen, genügt pro Strahlimpuls eine Messung bei einem Impulsübertragsbereich. Hier wurden jedoch jeweils acht unabhängige Meßwerte in einem Bereich von $0,4 \text{ (GeV/c)}^2 < |t| < 1,2 \text{ (GeV/c)}^2$ ermittelt, so dass der Mittelwert bestimmt und ein genaueres Ergebnis erzielt werden kann. Dieser berechnete Wert der integrierten Luminosität in Abhängigkeit der Impulsüberträge der fünf behandelten Strahlimpulse ist in den Abbildungen 8.1 und 8.2 dargestellt.

In diesen Diagrammen ist jeweils die integrierte Luminosität gegen den Impulsübertrag aufgetragen. Über jeden der einzelnen $|t|$ -Bereiche eines solchen Diagrammes lässt sich die Luminosität bestimmen. Der statistische Fehler der einzelnen Datenpunkte $\sigma_{Stat.}^{Datenpunkt}$ ist mittels Gleichung 8.1 berechnet worden.

$$\sigma_{Stat.}^{Lumin.} = \sqrt{(\sigma_{Stat.})^2 + (\sigma_{Stat.}^{MC})^2 + \sigma_{Fit}} \quad (8.1)$$

Da die Luminosität konstant und unabhängig vom Impulsübertrag ist, werden die Datenpunkte durch eine konstante Funktion beschrieben. Sie gibt die integrierte Luminosität an und ist in den Abbildungen 8.1 und 8.2 als durchgezogene Linie dargestellt. Die punktierte Linie zeigt den Fehler der konstanten Funktion.

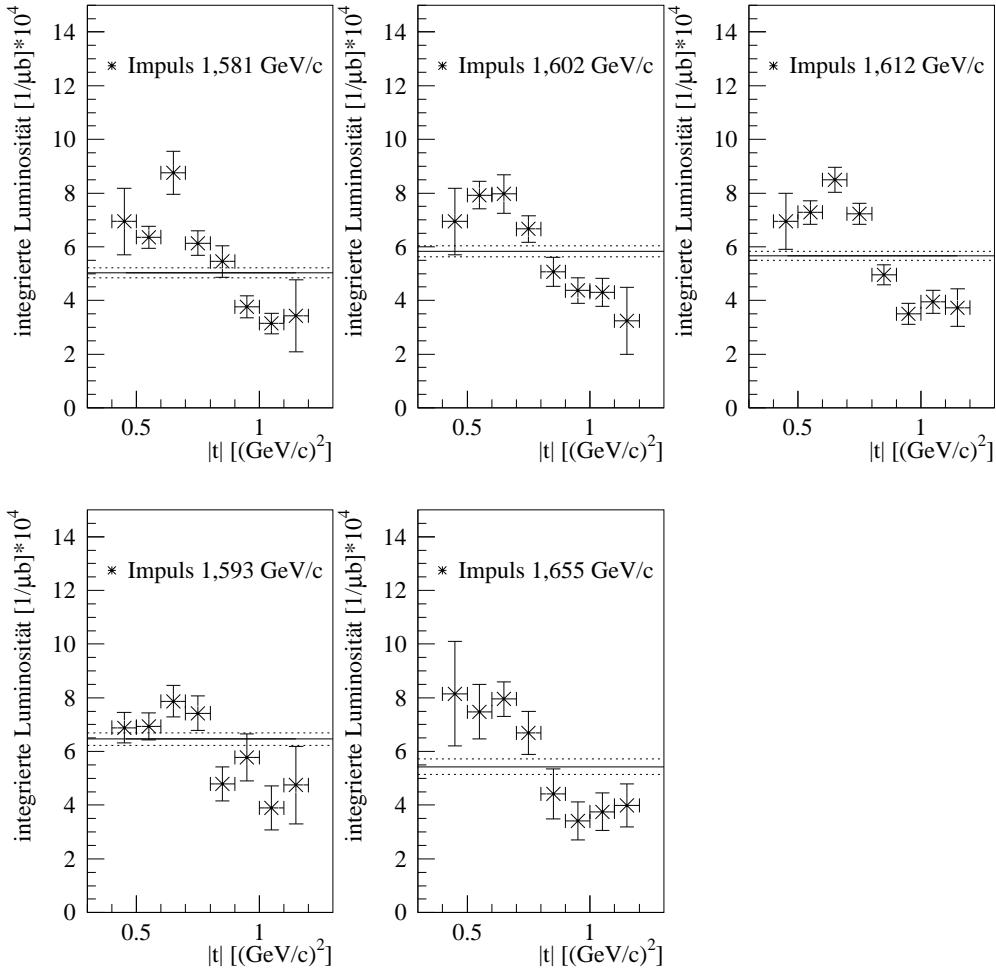


Abbildung 8.1: Die integrierten Luminositäten für die fünf Strahlimpulse für verschiedene Impulsbereiche $| t |$, bestimmt über Methode I. Die waagerechten Balken an den Messpunkten deuten den aus Abbildung 6.2 projizierten Impulsübertragsbereich an und sind somit keine Fehlerbalken. Die durchgezogene Linie bezeichnet jeweils den Fit durch die integrierten Luminositäten (Bestwert); die punktierten Linien den Fehler des Fittes. Die Reihenfolge wurde auf Grund der in einem sogenannten Superzyklus gemessenen obigen Strahlimpulse zu Gunsten des Vergleichs geändert.

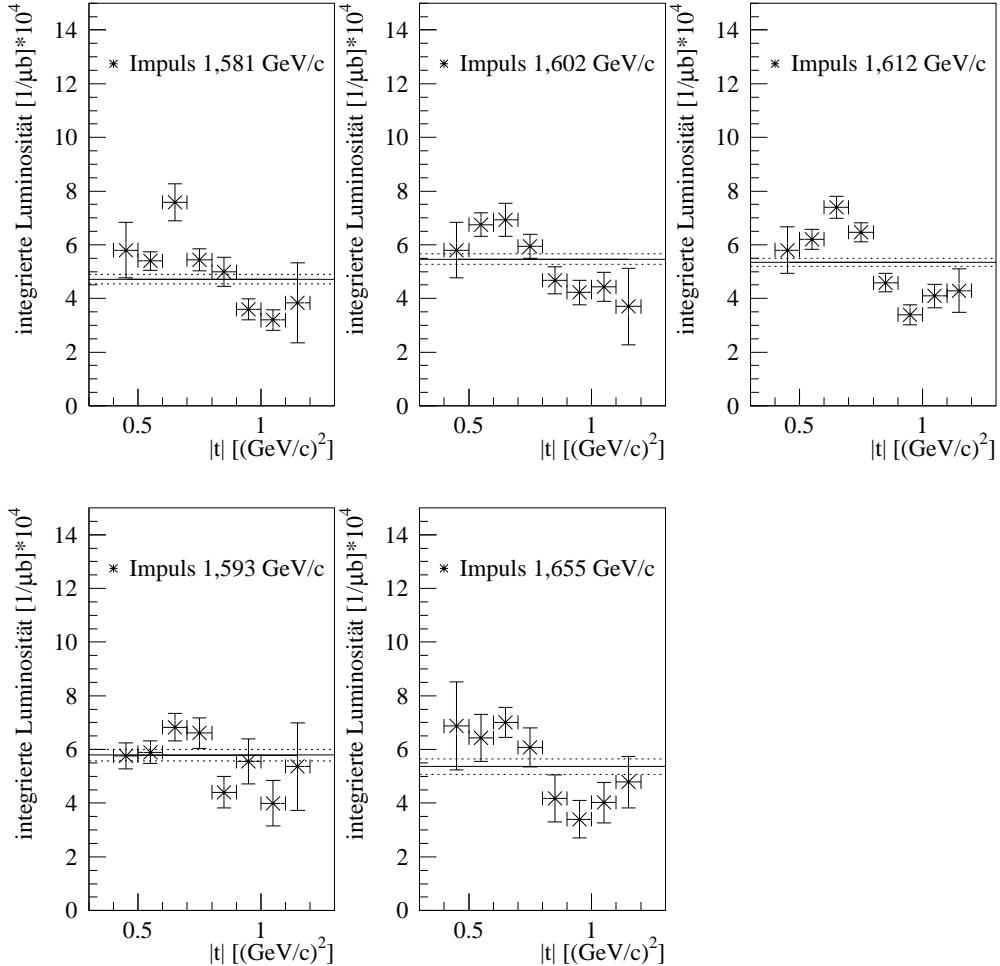


Abbildung 8.2: Die integrierten Luminositäten für die fünf Strahlimpulse für verschiedene Impulsbereiche $|t|$, bestimmt mittels der Methode II. Die waagerechten Balken an den Messpunkten deuten den aus Abbildung 6.2 projizierten Impulsübertragsbereich an und sind somit keine Fehlerbalken. Die durchgezogene Linie bezeichnet jeweils den Fit durch die integrierten Luminositäten (Bestwert); die punktierten Linien den Fehler des Fittes. Die Reihenfolge wurde auf Grund der in einem sogenannten Superzyklus gemessenen obigen Strahlimpulse zu Gunsten des Vergleichs geändert.

Strahlimpuls	$\int L dt_{\text{Methode I}}$	$\int L dt_{\text{Methode II}}$
1,581 GeV/c	$50,34 \frac{1}{nb} \pm 3,7\%$	$47,21 \frac{1}{nb} \pm 3,6\%$
1,593 GeV/c	$64,64 \frac{1}{nb} \pm 3,6\%$	$57,88 \frac{1}{nb} \pm 3,6\%$
1,602 GeV/c	$58,33 \frac{1}{nb} \pm 3,6\%$	$54,62 \frac{1}{nb} \pm 3,6\%$
1,612 GeV/c	$56,62 \frac{1}{nb} \pm 2,8\%$	$53,53 \frac{1}{nb} \pm 2,8\%$
1,655 GeV/c	$54,27 \frac{1}{nb} \pm 5,3\%$	$53,61 \frac{1}{nb} \pm 5,0\%$

Tabelle 8.1: Die berechnete integrierte Luminosität für die untersuchten Strahlimpulse aus Abbildung 8.1 mittels Methode I und aus Abbildung 8.2 mittels Methode II.

In Tabelle 8.1 ist die integrierte Luminosität für die in dieser Arbeit untersuchten Strahlimpulse mit dem Fehler für beide Methoden dargestellt. Der systematische Fehler der Interpolation der Wirkungsquerschnitte aus Abschnitt 7.2 ist mit 9,8% anzunehmen. Der systematische Fehler mittels der in Abschnitt 7.1 benutzten Methode I ist mit etwa 16% abzuschätzen. Obwohl die erste Methode wegen der Abweichung in Abbildung 7.4 verworfen worden war, stimmen die Werte im Rahmen der Fehler mit Methode II überein.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Die COSY-11 Kollaboration hat im Proton-Deuteron-Stoß bei den Strahlimpulsen 1,581 GeV/c, 1,593 GeV/c, 1,602 GeV/c und 1,612 GeV/c sowie 1,655 GeV/c Daten zur Untersuchung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ erfolgreich aufgenommen.

Bei diesen Messungen wurde eine simultan gemessene Referenzreaktion für die Bestimmung der integrierten Luminosität zur Hilfe genommen. Im Mittelpunkt dieser Arbeit stand die Bestimmung der integrierten Luminosität bei den einzelnen Energien über die elastische Proton-Deuteron-Streuung als Referenzreaktion. Diese Reaktion wurde zunächst anhand von Simulationen hinsichtlich des Einflusses des Targetdurchmessers auf die Rekonstruktion untersucht. Außerdem konnte mit Hilfe der simulierten Daten eine geeignete Methode zur Teilchenidentifikation entwickelt werden.

Analog zu der bisher standardmäßig genutzten Methode zur Identifikation der elastischen Proton-Proton-Streuung an COSY-11 konnte die elastische Proton-Deuteron-Streuung durch die geforderte Koinzidenz von einem Treffer im Szintillatorhodoskop S1 zusammen mit einem Treffer im Monitordetektor aus den weiteren Reaktionen selektiert werden. Obwohl diese Subreaktion um den Faktor 2³ beziehungsweise 2⁵ im Gegensatz zu der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ untersetzt war, konnte die elastische Proton-Deuteron-Streuung deutlich von den anderen Reaktionen separiert werden.

Eine weitere Trennung der elastischen Proton-Deuteron-Streuung vom Untergrund, der quasi-freien Proton-Proton-Streuung, war möglich. Dazu wurde in der Darstellung der Korrelation der beiden benutzten Detektoren, dem S1 und dem Monitordetektor, eine Projektion auf einzelne Impulsübertragsbereiche durchgeführt. In den einzelnen Projektionen konnte die elastische Proton-Deuteron-

Streuung deutlich vom Untergrund getrennt und deren Ereignisse ausgezählt werden.

Trotz in der Literatur fehlender gemessener Wirkungsquerschnitte bei den hier relevanten Strahlimpulsen war es möglich, aus vorhandenen Literaturdaten zur Reaktion $pd \rightarrow pd$ Werte für den Wirkungsquerschnitt zu interpolieren. Bei dieser Bestimmung wurden zwei Methoden benutzt, deren Ergebnisse im Rahmen ihrer Fehler übereinstimmen. Die Methode I stützt sich dabei auf alle in der Literatur vorhandenen Daten im Impulsbereich von $0,99 \text{ GeV}/c$ bis $2,784 \text{ GeV}/c$, während die Methode II sich primär auf den Datensatz von [Gul91] stützt. Bei der Methode I ist eine systematische Unsicherheit von etwa 16% anzunehmen. Die Methode II hat nur einen systematischen Fehler von 9,8%. Außerdem gibt sie den ermittelten Verlauf des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit des Impulsübertrages besser wieder (Abbildung 7.9 im Vergleich zu Abbildung 7.4).

Mit diesen interpolierten Wirkungsquerschnitten für die elastische Proton-Deuteron-Streuung und der eindeutigen Identifizierung der Ereignisse der elastischen Proton-Deuteron-Streuung wurde die integrierte Luminosität für die einzelnen Strahlimpulse bestimmt (Tabelle 8.1). Mit der hier vorgestellten Methode konnte die integrierte Luminosität mit einer Genauigkeit von 3% bis 5% ermittelt werden, zuzüglich der obigen systematischen Unsicherheit von 9,8% beziehungsweise 16%.

Für eine präzisere Bestimmung der Luminosität, das heißt eine Reduzierung dieser systematischen Fehler, wären Präzisionsmessungen zu den Wirkungsquerschnitten der elastischen Proton-Deuteron-Streuung bei Strahlimpulsen im Cosy-Energiebereich wünschenswert, wie sie im Falle der pp-elastischen Streuung von der EDDA-Kollaboration an COSY aufgenommen wurden.

Die Anwendung der hier entwickelten Verfahren zur Bestimmung der integrierten Luminosität über die elastische Proton-Deuteron-Streuung ist für alle weiteren gemessenen und zu messenden Reaktionen des Typs $pd \rightarrow XY$, wobei X und Y beliebige Teilchen sein können, bei verschiedenen Strahlimpulsen geeignet.

Literaturverzeichnis

- [Ada00] H.-H. Adam,
 η -Mesonenproduktion in der Reaktion $pd \rightarrow {}^3He \eta$ am Experiment COSY-11,
Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2000.
- [Bal98] J. Balewski et al.,
Total cross section of the reaction $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ close to threshold,
Phys. Lett. B 420 (1998) 211.
- [Benn67] G. W. Bennett et al.,
Proton-Deuteron Elastic Scattering At 1 BeV,
Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 387.
- [Beth96] K. Bethge,
Kernphysik, eine Einführung,
Springer-Verlag, 1996.
- [Beuth92] K. Beuth,
Digitaltechnik,
Vogel Buchverlag, 1992.
- [Boo71] N. E. Booth et al.,
Proton-Deuteron Elastic Scattering At 1.0 GeV/c,
Phys. Rev. D 4 (1971) 1261.
- [Bos72] E. T. Boschitz et al.,
Elastic Scattering of 600-MeV Protons from H , D , 3He and 4He ,
Phys. Rev. C 6 (1972) 457.
- [Bra96] Brauksiepe et al.,
COSY-11, an internal experimental facility for threshold measurements,
Nucl. Instr. and Meth. A376 (1996) 397.

- [Byc94] E. Byckling und K. Kajantie,
Particle kinematics,
John Wiley and Sons, London, 1994.
- [Col67] E. Coleman et al.,
Phys. Rev. 164 (1967) 1655.
- [Erv92] W. Erven et al.,
Cosy data aquisition system for physical experiments,
IEEE Trans. Nucl. Sci. 39 (1992) 148.
- [Gea93] GEANT-Detector Description and Simulations Tool,
CERN Program Library Long Writeup W5013, CERN,
1211 Genf 23, Schweiz, 1993.
- [Gec01] I. Geck,
Mesonenproduktion in Beschleunigerexperimenten,
Staatsexamensarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2001.
- [Grz00] D. Grzonka et al.,
Production of the ω -mesons at COSY-11,
Jül-3744, Annual Report 1999, Jülich, 2000.
- [Gul91] E. Gürmez et al.,
Absolute differential cross section measurements for proton-deuteron elastic scattering at 641,3 and 792,7 MeV/c,
Phys. Rev. C 43 (1991) 2067.
- [Hag72] O.F. Hagena und W. Obert,
Cluster formation in expanding supersonic jets: effects pressure, temperature, nozzle size and test gas,
J. Chem. Phys. 56 (1972) 1793.
- [Homepage] COSY-11 Homepage,
<http://ikpe1101.ikp.kfa-juelich.de>
- .
- [Hoo94] Michael Rook,
Strangeness-Erzeugung in der p - p -Streuung,
Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Juni 1994.

- [Koe95] M. Köhler et al.,
Die Silizium-Pad-Detektoren im Experiment COSY-11,
Jül-3071, Annual Report 1994, Jülich, 1995.
- [Kho96] A. Khoukaz,
Messungen zur schwelennahen Produktion geladener Pionenpaare in der Proton-Proton-Streuung,
Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1996.
- [Kho99] A. Khoukaz et al.,
Systematic studies on hydrogen cluster beam production,
Eur. Phys. J. D. 5 (1999) 275.
- [Kol01] C. Kolf,
Spurrekonstruktion in der Hexagonal-Driftkammer am Experiment COSY-11,
Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2001.
- [Lan01] N. Lang,
Pionenproduktion am Magnetspektrometer ANKE mit dem Wasserstoff-Clustertarget,
Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2001.
- [Lec57] Lecsin et al.,
Zhurnal Eksperimentalnoi i Teoreticheskoi Fiziki, 32 (1957) 44.
- [Lis98] T. Lister,
Untersuchung der Reaktion $pp \rightarrow ppK^+KX$ in Nähe der $f^0(980)$ -Resonanz,
Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1998.
- [Lyo92] L. Lyons,
Statistics for nuclear and particle physicists,
Cambridge University Press.
- [Mos98] P. Moskal et al.,
 η' production in proton-proton scattering close to threshold,
Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 3202.
- [Nol00] W. Nolting,
Grundkurs Theoretische Physik, Band 5, Teil 2,
Vieweg Verlag 3. Auflage.

- [Part00] Particle Data Group: D. E. Groom et al.,
Review of particle physics
Eur. Phys. J. C 15 (2000).
- [Paw98] R. Brun, O. Couet, C. Vandoni, O. Zanarini,
Physics Analysis Workstation,
CERN Computer Center Program Library Long Write-Up, 1989.
- [Prah02] D. Prahsun,
persönliche Mitteilungen, 2002.
- [Que97] C. Quentmeier,
Aufbau eines Clustertargets und systematische Untersuchungen zur Clusterproduktion,
Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1997.
- [Que01] C. Quentmeier,
Untersuchungen der Reaktion $pp \rightarrow ppK^+K^-$ nahe der Produktionsschwelle,
Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2001.
- [Schwab92] F. Schwabl,
Quantenmechanik 1,
Springer Verlag, 5. Auflage, 1992.
- [Sew99] S. Sewerin et al.,
Comparison of Λ and Σ^0 production at threshold in proton-proton collisions,
Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 682.
- [Smy00] J. Smyski et al.,
Near threshold η meson production in proton-proton collisions,
Phys Lett. B 474 (2000) 416.
- [Tho98] C. Thomas,
Untersuchungen zur Entstehung sowie Arbeiten zur Massenspektroskopie von Clustern,
Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1998.
- [Win80] E. Winkelmann et al.,
Phys. Rev. C 21 (1980) 2535.

- [Win01] P. Winter,
Erste Messung der Analysierstärke A_y in der Reaktion $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$ am Experiment COSY-11,
Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2001.
- [Wüs98] P. Wüstner,
Die Produktion des η Mesons am Jülicher Beschleuniger COSY und Entwicklung eines optimierten Datenaufnahmesystems,
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1998.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Die Streuung einer Welle.	4
2.2	Das Laborsystem und das Schwerpunktssystem.	7
2.3	Die Klassifikation der transformierten Impulsellipsen in Abhängigkeit des Verhältnisses von β^* zu β	9
3.1	Der schematische Aufbau der Beschleunigeranlage COSY mit den internen und externen Experimentierplätzen.	14
3.2	Der schematische Aufbau von COSY-11.	17
3.3	Der Aufbau des an COSY-11 benutzten Clustertargets.	19
3.4	Der schematisch dargestellte Clusterprozess in einer Lavaluse. . .	20
3.5	Der Aufbau einer Driftkammer.	21
3.6	Die Struktur und die Spannungsverteilung einer <i>Graded Field</i> -Driftzelle.	22
3.7	Die seitliche Ansicht des S3-Detektors.	23
3.8	Die Anordnung der Silizium-Pads.	24
4.1	Die Streuwinkelverteilung der elastischen Proton-Deuteron-Streuung im Schwerpunktssystem in Einheiten von $\cos \vartheta^*$	29
4.2	Der Zweidimensionale Vergleich der Streuwinkel $\cos \vartheta^*$ aus Abbildung 4.1.	30
4.3	Der Einfluss der Störeffekte in der Analyse.	32
4.4	Die Impulsellipsen für verschiedene Targetdurchmesser.	34
4.5	Die Impulsellipse mit punktförmig angenommenen Targetdurchmesser.	35
4.6	Die Impulsellipse für simulierte Daten (links) und gemessene Daten (rechts).	37

5.1	Die TDC-Spektren der Auftreffzeiten von simulierten Daten bei einem Strahlimpuls von 1,581 GeV/c.	43
5.2	Die exemplarische Darstellung einiger Energiespektren der Silizium-Pad-Detektoren.	45
6.1	Die Ereignisse, die mittels des Triggers der elastischen Proton-Deuteron-Streuung gemessen (links) beziehungsweise generiert (rechts) worden sind.	51
6.2	Die Projektion der gemessenen Daten auf die y-Achse der Abbildung 6.1 bei einem Strahlimpuls von 1,581 GeV/c.	53
6.3	Die Projektion der gemessenen Daten bei einem Strahlimpuls von 1,593 GeV/c	55
6.4	Die Projektion der gemessenen Daten bei einem Strahlimpuls von 1,602 GeV/c	56
6.5	Die Projektion der gemessenen Daten bei einem Strahlimpuls von 1,612 GeV/c	57
6.6	Die Projektion der gemessenen Daten bei einem Strahlimpuls von 1,655 GeV/c	58
7.1	Die vorhandenen Literaturdaten.	62
7.2	Die Fitparameter der einzelnen Datensätze (Methode I).	64
7.3	Der interpolierte differenzielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Proton-Deuteron-Streuung in Abhängigkeit vom Impulsübertrag (Methode I).	67
7.4	Der Verlauf der in den Analysen ermittelten differenziellen Wirkungsquerschnitte bei den untersuchten Strahlimpulsen in Abhängigkeit des Impulsübertrages $ t $ (Methode I).	68
7.5	Der Verlauf des differenziellen Wirkungsquerschnittes bei den zu untersuchenden Strahlimpulsen in Abhängigkeit des Impulsübertrages $ t $	70
7.6	Der differenzielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$ ist gegen den Impulsübertrag $ t $ für die vorhandenen Literaturdaten aufgetragen.	72
7.7	Die ermittelten freien Parameter $\alpha_i(p)$ aus Methode II werden mit der Funktion $f(p) = \exp(\alpha + \beta p + \gamma p^2)$ interpoliert.	74

7.8	Der differenzielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Proton-Deuteron-Streuung in Abhängigkeit vom Impulsübertrag (Methode II).	76
7.9	Der Verlauf der in den Analysen ermittelten differenziellen Wirkungsquerschnitte bei den untersuchten Strahlimpulsen (Methode II).	77
8.1	Die integrierte Luminosität bestimmt über Methode I.	80
8.2	Die integrierte Luminosität bestimmt über Methode II.	81

Tabellenverzeichnis

6.1	Die Werte von Schwerpunktsimpuls und -energie sowie die numerischen Ergebnisse der Gleichung 6.4 für die einzelnen Energien.	50
6.2	Die Ergebnisse aus den vom Untergrund subtrahierten Peaks der gemessenen und bei einem Strahlimpuls von 1,581 GeV/c über <i>Monte-Carlo</i> -Simulationen generierten Daten.	54
6.3	Die Ergebnisse aus den vom Untergrund subtrahierten Peaks der gemessenen und bei einem Strahlimpuls von 1,593 GeV/c über <i>Monte-Carlo</i> -Simulationen generierten Daten.	59
6.4	Die Ergebnisse aus den vom Untergrund subtrahierten Peaks der gemessenen und bei einem Strahlimpuls von 1,602 GeV/c über <i>Monte-Carlo</i> -Simulationen generierten Daten.	59
6.5	Die Ergebnisse aus den vom Untergrund subtrahierten Peaks der gemessenen und bei einem Strahlimpuls von 1,612 GeV/c über <i>Monte-Carlo</i> -Simulationen generierten Daten.	60
6.6	Die Ergebnisse aus den vom Untergrund subtrahierten Peaks der gemessenen und bei einem Strahlimpuls von 1,655 GeV/c über <i>Monte-Carlo</i> -Simulationen generierten Daten.	60
7.1	Die mittels Methode I ermittelten Parameter $A(p)$ und $B(p)$ bei einem Strahlimpuls von $p = 1,581$ GeV/c, $1,593$ GeV/c, $1,602$ GeV/c, $1,612$ GeV/c, $1,655$ GeV/c.	65
7.2	Die Parameter $\alpha_i(p)$ der in Abbildung 7.7 dargestellten Fitfunktionen $\alpha_i(p) \cdot h(t)$	71
7.3	Der ermittelte Parameter $A(p)$ der Methode II bei verschiedenen Strahlimpulsen.	73

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. R. Santo danke ich für die interessante Aufgabenstellung und die guten Arbeitsbedingungen im Institut für Kernphysik sowie für die Möglichkeit, an einer Vielzahl von Konferenzen teilnehmen zu dürfen.

Herrn Dr. A. Khoukaz danke ich besonders für die vielen Anregungen und Erfahrungen, die ich unter seiner Obhut sammeln durfte. Außerdem bedanke ich mich für die hervorragende Betreuung und dass er mir zu jeder Zeit mit seiner Erfahrung stets hilfreich zur Seite stand. Ich bedanke mich auch für die vielen Diskussionen, die mir geholfen haben, ein Gefühl für die Problemstellung dieser Arbeit zu bekommen.

Ferner möchte ich mich bei Herrn Dr. T. Lister und Herrn H.-H. Adam für die kritische Durchsicht dieser Arbeit, die vielen guten Verbesserungsvorschläge und außerordentliche Betreuung bedanken.

Des Weiteren möchte ich mich bei meinen Zimmergenossen Norbert Lang und Timo Meersmann sowie bei Ricarda Menke für ein gutes Arbeitsklima im Büro und während der Strahlzeiten in Jülich bedanken.

Bedanken möchte ich mich auch bei den Mitgliedern der COSY-11 Kollaboration sowie der Mannschaft des Beschleunigers COSY, ohne deren Unterstützung diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Besonders möchte ich mich bei Prof. Dr. W. Oelert, Dr. M. Wolke, Dr. P. Moskal, Dr. J. Smyski, Dr. T. Sefzick und P. Winter für die anregenden Diskussionen und das gute Arbeitsklima während der Strahlzeiten bedanken.

Herrn N. Heine möchte ich vor allem für die professionelle Unterstützung bei der Gestaltung der Bilder und Diagramme und seine unendliche Geduld bei der Bearbeitung der Graphiken danken.

Ich bedanke mich bei allen ehemaligen und jetzigen Mitgliedern des Institutes für Kernphysik in Münster für die gute Atmosphäre und fruchtbare Zusammenarbeit. An dieser Stelle möchte ich Chr. Klein-Bösing, St. Bathe und Dr. K. Reygers danken, die immer ein offenes Ohr für meine Fragen hatten.

Besonderer Dank geht an:

Für die Hilfestellung bei der neuen Rechtschreibung möchte ich Kristine Göbbert und Britta Bensch-Horst danken.

Meine Mutter für ihr Verständnis und ihre unermüdliche Unterstützung in meinem Studium. Auch möchte ich mich für die Bereitstellung ihres Autos für die zahllosen Fahrten nach Jülich bedanken.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei meiner Frau Janine Drexler bedanken, die mich während meiner Diplomarbeit so liebevoll unterstützt hat.

An alle, die ich an dieser Stelle vergessen habe, sowie an meine Studienkollegen, die mir eine schöne Studienzeit ermöglichten.

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig angefertigt habe und alle in Anspruch genommenen Quellen und Hilfsmittel durch Zitate kenntlich gemacht habe.

Siegfried Steltenkamp
Münster, den 5. November 2002