

Luminositätsbestimmung  
am Experiment COSY-11:  
Vergleich verschiedener Methoden

DIPLOMARBEIT

vorgelegt von  
Isabell-Alissandra Pellmann  
aus Bochum

Institut für Kernphysik  
der  
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

1998



# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Entwicklung der Elementarteilchenphysik	2
1.2 COSY–Jülich	2
1.3 Der Aufbau des Experiments COSY–11	4
1.4 Motivation	6
<b>2 Methoden der Luminositätsbestimmung</b>	<b>7</b>
2.1 Berechnung aus Strahl– und Targeteigenschaften	7
2.2 Messung der Strahllebensdauer	10
2.3 Analyse der Reaktion $pp \rightarrow pp$	11
2.4 Analyse der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$	11
2.5 Analyse der Reaktion $pp \rightarrow pp$ mit Vieldrahtproportionalkammern	12
<b>3 Vieldrahtproportionalkammern</b>	<b>13</b>
3.1 Gaszähler	13
3.1.1 Arbeitsspannungsbereiche	13
3.1.2 Zählgase	16
3.2 Aufbau der Kammern	16
3.3 Tests	18
3.3.1 Delay–Line	18
3.3.2 Verstärkung der Vorverstärker	19
3.3.3 Gasverstärkung	19
3.4 Tests der Kammern mit Hilfe kosmischer Strahlung	19
3.5 Bestimmung der Ortsauflösung	20
3.6 Monte–Carlo–Simulationen	23
<b>4 Auswertung</b>	<b>25</b>
4.1 Berechnung aus Strahl und Targeteigenschaften	25
4.2 Analyse der Reaktion $pp \rightarrow pp$	28
4.2.1 $p_{lab} = 3390 \text{ MeV}/c$	29
4.2.2 $p_{lab} = 2605 \text{ MeV}/c$	33
4.3 Analyse der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$	36

4.3.1	$p_{lab}=3390 \text{ MeV}/c$	37
4.3.2	$p_{lab}=2605 \text{ MeV}/c$	41
4.4	Vieldrahtproportionalkammern in Verbindung mit Szintillatoren als Luminositätsmonitor	48
4.4.1	Nutzung als Online–Luminositätsmonitor	49
4.4.2	Positionsbestimmung des Targets	49
4.5	Vergleich der Ergebnisse	56
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>58</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

*Die Phänomene, die wir anderen auch wohl Facta nennen,  
sind gewiß und bestimmt ihrer Natur nach,  
hingegen oft unbestimmt und schwankend,  
insofern sie erscheinen.*

*Der Naturforscher sucht das Bestimme  
der Erscheinungen zu fassen und festzuhalten,  
er ist in einzelnen Fällen aufmerksam nicht allein,  
wie die Phänomene erscheinen,  
sondern auch, wie sie erscheinen sollen.*

*Johann Wolfgang von Goethe [1]*

Seit dem Altertum versuchen die Menschen, den Aufbau der Materie bis in ihre kleinsten Grundbausteine zu erforschen. Dabei haben sich in diesem Jahrhundert die Möglichkeiten, die den Wissenschaftlern zur Verfügung stehen, unglaublich schnell weiterentwickelt: während die großen Entdeckungen zu Anfang unseres Jahrhunderts noch von einzelnen Wissenschaftlern in vergleichsweise kleinen Laboratorien gemacht wurden, sind heute an einem einzigen Experiment in der Elementarteilchenphysik große Kollaborationen mit vielen Wissenschaftlern aus verschiedenen Ländern beteiligt. Auch die Versuche sind gewachsen – sie finden zu einem großen Teil an riesigen Beschleunigern statt, die oft mehrere Kilometer lang sind. Die unvorstellbar großen Datenmengen, die hier anfallen, werden heute mit Hilfe moderner Computer aufgenommen und gespeichert und von den Wissenschaftlern in Zusammenarbeit ausgewertet. Dies ist erst durch die weltweite Vernetzung der Computer möglich geworden; denn so können auch Wissenschaftler in verschiedenen Ländern sehr schnell Ergebnisse austauschen und diskutieren. Auch für die Zukunft sind neue aufwendige Experimente geplant, die immer neue Erkenntnisse über den Aufbau der Materie bringen werden.

## 1.1 Entwicklung der Elementarteilchenphysik

Bis Mitte der 30er Jahre waren nur Protonen und Neutronen als kleinste Teilchen im Atomkern, Elektronen, Neutrinos und Photonen bekannt. Dann begann man mit Untersuchungen der Höhenstrahlung und fand neue Teilchen wie Positronen und Pionen. Mit Hilfe immer besserer Detektoren entdeckte man in den 40er Jahren auch einige „seltsame“ Teilchen, die sich später als Teilchen mit einem oder mehreren „strange“-Quarks herausstellten.

In den 60er Jahren begann man mit dem Bau von großen Teilchenbeschleunigern und erzeugte bis heute hunderte von neuen instabilen Teilchen, die aufgrund ihrer starken Wechselwirkung Hadronen genannt werden.

Aus dem scheinbaren Chaos hunderter verschiedener Teilchen läßt sich eine einfache Ordnung ableiten, denn die meisten dieser Teilchen setzen sich aus noch kleineren Bestandteilen zusammen. Diese Elementarteilchen, bei denen noch keine innere Struktur gefunden wurde, werden in verschiedene Gruppen eingeteilt. Bei ihnen handelt es sich um Fermionen, was bedeutet, daß sie einen halbzahligen Spin haben. Sie unterteilen sich in Leptonen, die ganzzahlige Ladungen haben, und in Quarks, deren Ladung entweder  $-1/3$  oder  $2/3$  der Elementarladung beträgt. Zu jedem dieser Teilchen gibt es jeweils auch noch ein Antiteilchen. Diese haben entgegengesetzte Ladung und Parität.

Aus den Quarks ( $q$ ) setzen sich die Hadronen zusammen, bei denen zwischen zwei verschiedenen Sorten unterschieden wird: die Baryonen, die sich aus 3 Quarks ( $qqq$ ) zusammensetzen und die Mesonen, die eine Quark-Antiquark-Struktur ( $q\bar{q}$ ) besitzen. Letztere gehören aufgrund ihres ganzzahligen Spins zu der Gruppe der Bosonen, während die Baryonen – wie auch ihre Antiteilchen (Antibaryonen) – zur Gruppe der Fermionen gezählt werden.

Dabei ist es bis heute noch nicht gelungen, einzelne Quarks isoliert zu betrachten, da sie von einer Kraft zusammengehalten werden, die mit wachsender Entfernung zunimmt. Diese Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik beschrieben, die erst teilweise durch Experimente belegt wurde.

Auch heute versucht man mit komplexen Detektoren in großen Teilchenbeschleunigern weiter ins Innere der Kerne zu sehen, um die Quarkstruktur bekannter Teilchen zu untersuchen und noch unbekannte Teilchen zu erzeugen!

## 1.2 COSY–Jülich

Während die Teilchen aus der Höhenstrahlung, die „strange“-Quarks enthalten, bei sehr hohen Energien entstehen, können durch Beschleuniger solche

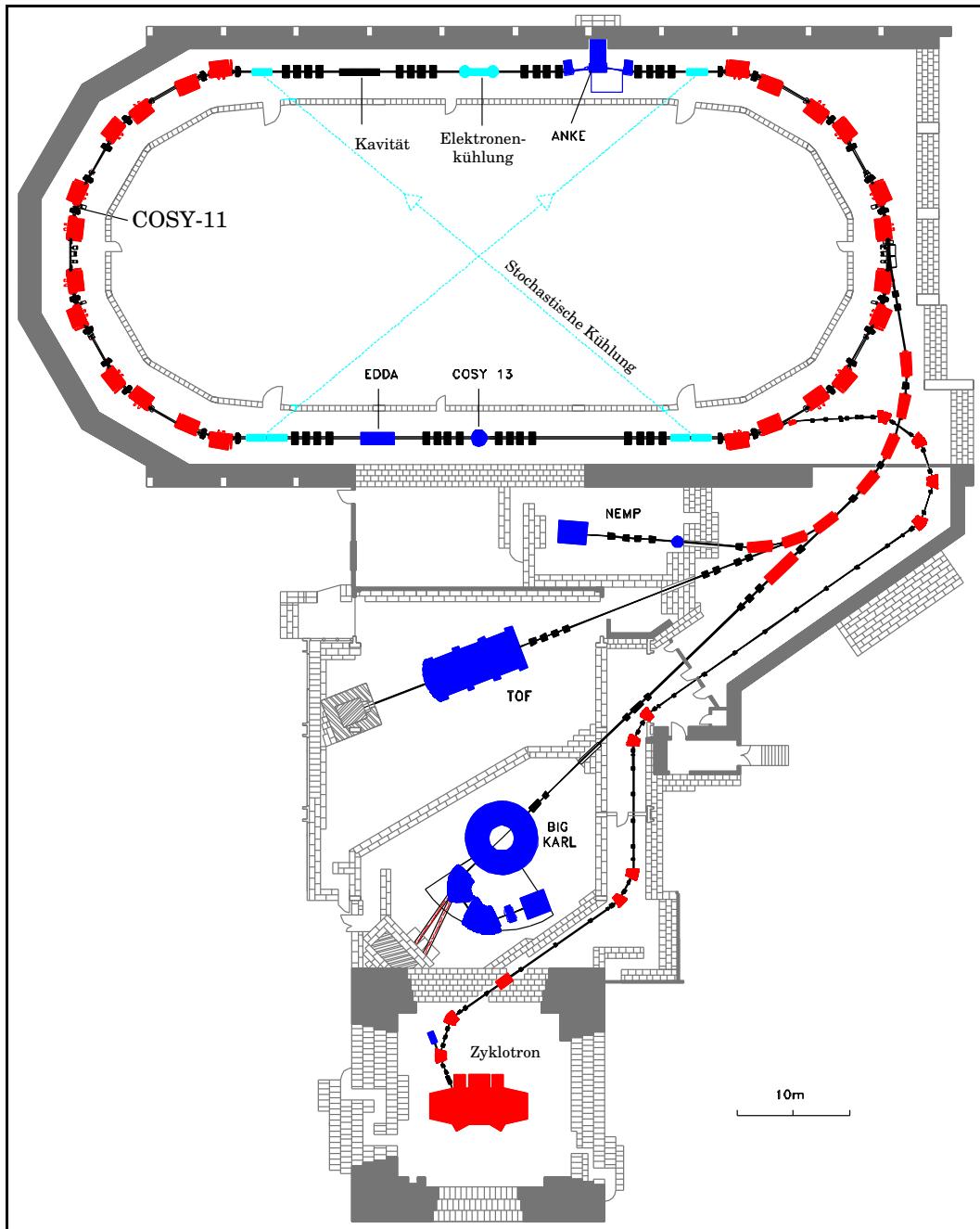


Abbildung 1.1: COSY-Jülich [2],[3]

Teilchen zum Beispiel in Mesonen bei viel niedrigeren Energien erzeugt werden. Besonders interessant ist hierbei die Produktion direkt an der Schwelle. Das bedeutet, daß die Strahlenergie nur wenige MeV größer ist als die Energie, die nötig ist, um das Teilchen zu erzeugen.

Durch Messungen von Wirkungsquerschnitten bei verschiedenen Energi-

en über der Schwelle kann die Anregungsfunktion der beobachteten Reaktion bestimmt werden. Diese kann dann mit verschiedenen von der Theorie vorhergesagten Anregungsfunktionen verglichen werden, bei denen zum Beispiel der Mesonenaustausch für die Produktion des seltsamen Teilchens angenommen wird. Eine weitere wichtige Meßgröße ist die Endzustandswechselwirkung, die bei Produktion nahe an der Schwelle besonders stark ist, da die Ejektile einen niedrigen Relativimpuls zueinander haben. Aus dieser Wechselwirkung können die Streuparameter (effektive Reichweite und Streulänge) bestimmt werden.

Ein Beschleuniger, an dem besonders gut Experimente zur Erzeugung von Seltsamkeit an der Schwelle durchgeführt werden können, ist das Cooler Synchrotron COSY in Jülich (siehe Abbildung 1.1). Hierbei handelt es sich um einen Protonenbeschleuniger, an dem Protonenimpulse bis  $\approx 3.4$  GeV/c erreicht werden können. Dieser Impuls reicht schon aus, um „strange“-Quarks in verschiedenen Mesonen wie zum Beispiel Kaonen oder  $\Phi$ -Teilchen zu erzeugen.

### 1.3 Der Aufbau des Experiments COSY-11

COSY-11 [4] ist ein internes Experiment am COSY, wobei intern bedeutet, daß sich das Target innerhalb des Strahlrohres befindet. Ziel ist es, bei hoher geometrischer Akzeptanz Messungen nahe der Schwelle für Mesonenproduktion zu machen, besonders in dem Massenbereich, wo die Strangenessproduktion beginnt. Ein internes Wasserstoff-Clustertarget ([5], [6]) befindet sich vor einem normalen COSY-Maschinendipol, der gleichzeitig als Impulsspektrograph der Ejektile dient (Abbildung 1.2): positive Teilchen werden vom Magneten in das Innere des Rings abgelenkt. Sie verlassen den Ring durch ein dünnes Austrittsfenster ( $30\ \mu\text{m}$  Al auf 2 Lagen C-Fasern je  $150\ \mu\text{m}$ ) und gelangen zu dem folgenden Detektorsystem: zwei Graded-Field-Driftkammern (D1, D2) im Abstand von  $80\ \text{cm}$  zueinander (horizontale (vertikale) Auflösung  $220$  ( $500$ )  $\mu\text{m}$  FWHM), zwei sich direkt anschließende Szintillatorhodoskope (S1, S2), die aus je 16 beidseitig ausgelesenen Plastiksintillatoren ( $10.0$  bzw.  $1.3\ \text{cm}$  breit und  $45\ \text{cm}$  lang) aufgebaut sind, und eine  $100 \times 220\ \text{cm}^2$  große Szintillatorwand (S3) mit 217 Photomultipliern in Matrixanordnung, die in  $9\ \text{m}$  Entfernung aufgestellt ist. Aus der rekonstruierten Spur, dem bekannten Magnetfeld und der Flugzeit zwischen S1 und S3 kann man auf die Viererimpulse der detektierten Ejektile schließen. Sind ein oder mehrere Teilchen nicht detektiert worden, so erscheint deren invariante Masse als fehlende Masse („missing mass“) in der Energiebilanz. Teilchen, die im Magnetfeld nicht genug abgelenkt werden, um den S3 zu treffen, können im Szintillator S7 detektiert werden, der aus 8 beidseitig ausgelesenen Plastiksintillatoren besteht, von denen jeweils 4 in einer Reihe angeordnet sind.

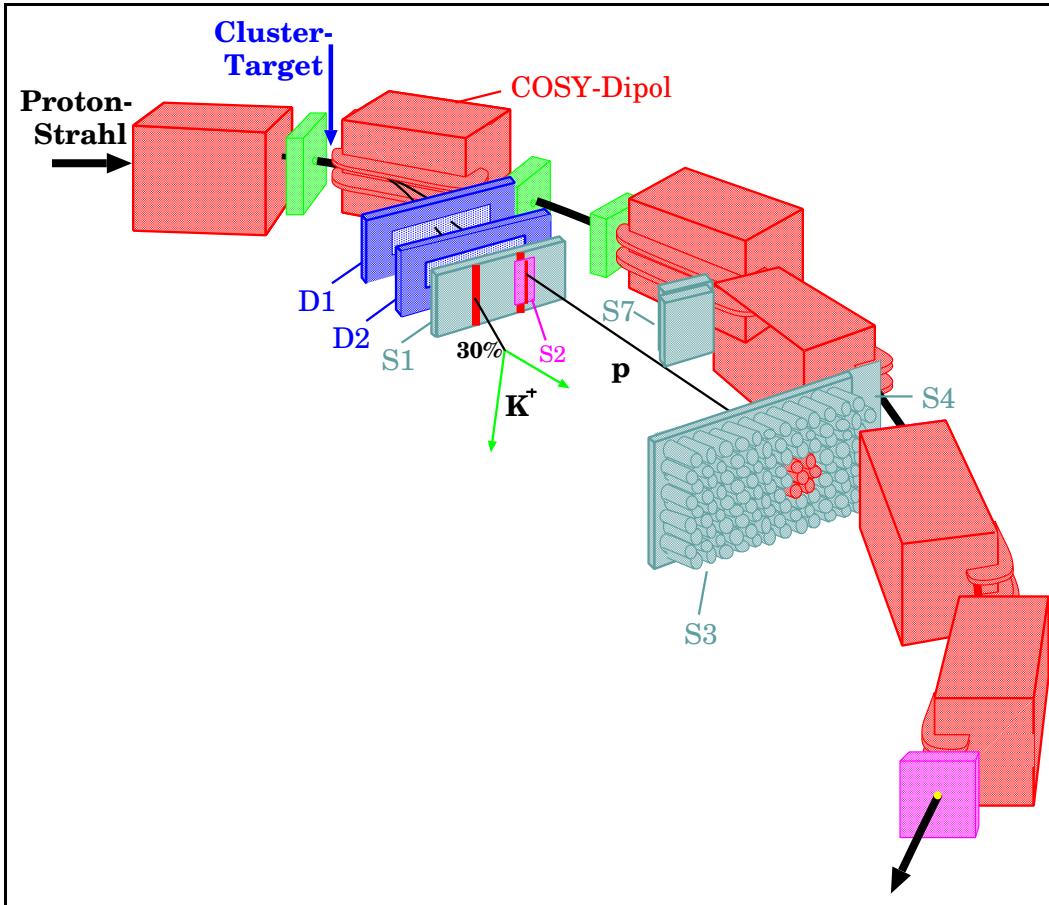


Abbildung 1.2: Aufbau von COSY-11

Die hintere Reihe ist versetzt zu der vorderen angeordnet, um einen lückenlosen Nachweis sicherzustellen.

Negativ geladene Teilchen treten durch ein weiteres dünnes Austrittsfenster (150  $\mu\text{m}$  kaltgerollte Chrom–Nickel–Stahlfolie) aus und treffen auf ein System von Silizium–Pad–Detektoren: Dieses Halbleiterzählerfeld mit  $6 \times 100 \text{ cm}^2$  aktiver Fläche befindet sich im Polspalt des C–förmigen Ablenkmagneten (Dipol–Gap). Es wird von einem beidseitig auslesbaren Szintillatorstreifen abgedeckt.

Ein  $6 \times 25 \text{ cm}^2$  großer „Monitor–Detektor“ zum Nachweis elastisch gestreuter Protonen ist in Targetnähe positioniert. Er besteht ebenfalls aus Silizium–Pad–Elementen, die durch einen einseitig ausgelesenen Szintillator überdeckt sind.

Mit dieser Anordnung ist es möglich, in unmittelbarer Schwellennähe eine Akzeptanz von 100% zu erreichen.

## 1.4 Motivation

Bei der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten<sup>1</sup> ist es notwendig, die Gesamtzählrate zu kennen, um darauf die Einzelzählrate der gesuchten Reaktion zu normieren. Hierfür benötigt man ein Maß für die Trefferwahrscheinlichkeit, das Luminosität genannt wird. Sie lässt sich auf verschiedene Arten bestimmen, die sich in ihrer Genauigkeit unterscheiden. Es ist sehr interessant zu untersuchen, inwieweit die Ergebnisse verschiedener Methoden konform sind und welche Bestimmung den kleinsten Fehler hat.

In dieser Arbeit werden verschiedene Methoden zur Luminositätsbestimmung untersucht. Neu ist hierbei die Möglichkeit einer Messung parallel zur Datenaufnahme des Experiment-Triggers. Hierfür wurden zwei Vieldrahtproportionalkammern gebaut, getestet und in den Ring eingebaut. Der Vorteil dieser Luminositätsmessung ist die hohe Zählrate, die nicht mit einem sogenannten Prescale-Faktor<sup>2</sup> unterersetzt wird, da die Detektoren des Luminositätsmonitors vom COSY-11-Datenaufnahmesystem unabhängig ausgelernt werden. Das ist besonders zu Beginn einer Strahlzeit von Vorteil, wenn sofort an der sich ändernden Zählrate beobachtet werden kann, wie gut das Target vom Strahl überdeckt wird. Dadurch soll die Strahleinstellung genauer und schneller erfolgen. Zur späteren Auswertung werden das COSY-11-Datenaufnahmesystem und das Luminositätsdatenaufnahmesystem synchronisiert. Eine weitere Anwendung der Kammern ergibt sich durch ihre Ortsauflösung, die eine genaue Bestimmung der (projizierten) Targetposition ermöglichen soll.

---

<sup>1</sup>Ein Wirkungsquerschnitt beschreibt das Verhältnis der Reaktionen (eines bestimmten Typs) zu der Anzahl der Targetteilchen und der das Target durchquerenden Strahlteilchen.

<sup>2</sup>Reaktionen mit einer sehr hohen Zählrate werden mit einem Faktor unterersetzt, d.h. nur ein Bruchteil der Reaktion wird wirklich in die Datenaufnahme aufgenommen, damit das Datenaufnahmesystem nicht zu stark belastet und dadurch die Totzeit nicht zu groß wird.

# Kapitel 2

## Methoden der Luminositätsbestimmung

Am Experiment COSY-11 kann die Luminositätsbestimmung parallel auf verschiedene Arten und gleichzeitig mit der Datenaufnahme für die zu untersuchende Reaktion erfolgen. Für eine erste Abschätzung eignet sich die Berechnung aus Targetdicke, Teilchenzahl im COSY-Strahl nebst Umlauffrequenz und Überlapp von Strahl und Target. Insbesondere bei Festkörpertargets lässt die Strahllebensdauer ebenfalls eine Luminositätsbestimmung zu, da sie bei gegebener Emittanz nur vom Vakuum im COSY und der Targetdicke abhängig ist. Hierzu wird die Strahllebensdauer mit und ohne Target bestimmt. Zwei weitere Methoden beruhen auf Messungen von Reaktionen, deren Wirkungsquerschnitt bekannt ist. Hier stehen im wesentlichen die elastische pp-Streuung und die Reaktion  $pp \rightarrow d\pi^+$  zur Verfügung, wobei sich besonders die elastische Streuung durch einen gut bekannten und hohen Wirkungsquerschnitt auszeichnet.

### 2.1 Berechnung aus Strahl- und Targeteigenschaften

Die Luminosität kann auch schon vor den eigentlichen Messungen abgeschätzt werden. Sie ist abhängig von der Zahl der Protonen im COSY-Ring  $N_p$ , der Hochfrequenz des COSY  $f$ , der Zahl der Targetprotonen  $n_t$  pro Flächeneinheit und dem Überlapp von Target und Strahl  $F$ :

$$L = N_p f n_t F \quad (2.1)$$

Natürlich ist die Berechnung genauer, wenn schon Meßdaten vorliegen, da sonst viele Variablen nur abgeschätzt werden können. Die Zahl der Protonen

im Ring wird als BCT-Signal<sup>1</sup> immer mit den Detektorsignalen aufgezeichnet und kann aus den Daten rekonstruiert werden. Die Hochfrequenz des Beschleunigers ist abhängig vom eingestellten Strahlimpuls, der eine absolute und (in der Breite) relative Ungenauigkeit von je einem Promille hat. Die Dichte der Target-Protonen wird nach der Messung des Druckes berechnet, während die Dicke des Targets sowohl durch Elektronenstreuung bestimmt als auch durch geometrische Überlegungen berechnet werden kann. Der Überlapp von Strahl und Target ist nur bedingt bekannt und hängt von verschiedenen Parametern ab. Um ihn zu berechnen, muß man zuerst die transversale Ausbreitung des Strahls am Targetort berechnen, was nur näherungsweise möglich ist. So muß die Teilchenbahn (Anfangsbahnvektor  $\vec{X}_0 = \{x_0, x'_0\}$ , Endbahnvektor  $\vec{X}_E = \{x_E, x'_E\}$ ) durch ein System aus vielen Magneten berechnet werden, was mit Hilfe von Transformationsmatrizen  $\mathbf{M}$  möglich ist [7]:

$$\vec{X}_E = \mathbf{M} \vec{X}_0 . \quad (2.2)$$

$\mathbf{M}$  ergibt sich durch eine Multiplikation vieler Matrizen, von denen es jeweils eine für jeden Quadrupol, Dipol und für jede Driftstrecke gibt. Hiermit kann jedoch nur die Bewegung einzelner Teilchen durch eine Magnetfeldstruktur berechnet werden. Zur Beschreibung des Verhaltens eines Gesamtstrahls wird eine Differentialgleichung vom Hill'schen Typ betrachtet:

$$x''(s) - k(s) x(s) = 0 . \quad (2.3)$$

Hierbei ist  $x$  die Bahnfunktion und  $k$  die Quadrupolstärke, welche beide abhängig vom Ort  $s$  sind. Da die Bahnfunktion im Prinzip eine Schwingung um den Orbit mit ortsabhängiger Amplitude ( $u(s)$ ) und Phase ( $\Psi(s)$ ) ist, spricht man von ihr auch als Betatronschwingung. Ein Lösungsansatz für diese Gleichung ist gegeben durch:

$$x(s) = A u(s) \cos[\Psi(s) + \Phi] . \quad (2.4)$$

Der konstante Amplitudenfaktor  $A$  wird zur weiteren Lösung durch  $\sqrt{\varepsilon}$  ersetzt. Dieser und die Phase  $\Phi$  sind Integrationskonstanten, die durch Anfangsbedingungen festgelegt werden. Die Konstante  $\varepsilon$  wird als Emittanz bezeichnet. Weiterhin wird die Betafunktion  $\beta(s)$ , die auch als Amplitudenfunktion bezeichnet wird, durch

$$\beta(s) := u^2(s) \quad (2.5)$$

definiert. Damit wird die ortsabhängige Amplitude  $E(s)$  bei voller Halbwertsbreite des als gaußverteilt angenommenen Strahlprofils folgendermaßen

---

<sup>1</sup>Die auf Kondensatorplatten induzierte Ladung wird durch einen sogenannten Beam Current Transformer abgegriffen.

beschrieben:

$$E(s) = \sqrt{\varepsilon \beta(s)} . \quad (2.6)$$

Zusätzlich soll auch noch die Bewegung von Teilchen mit der Impulsverteilung  $\frac{\Delta p}{p} \neq 0$  betrachtet werden. Sie ist nur dann von Bedeutung, wenn ein Magnetfeld vorhanden ist. Deshalb löst man hier die Bewegungsgleichung für ein homogenes Magnetfeld mit dem Biegeradius  $R$ . Man erhält:

$$x'' + \frac{1}{R^2}x = \frac{1}{R} \frac{\Delta p}{p} . \quad (2.7)$$

Zweckmäßigerweise berechnet man eine spezielle Bahn  $D(s)$  mit  $\frac{\Delta p}{p} = 1$ , welche als Dispersionsbahn bezeichnet wird. Damit ergibt sich die inhomogene Differenzialgleichung

$$D''(s) + \frac{1}{R^2}D(s) = \frac{1}{R} , \quad (2.8)$$

wobei  $s$  wieder der Ort ist. Daraus folgt für die Dispersionsbahn

$$D(s) = D_0 \cos \frac{s}{R} + D'_0 R \sin \frac{s}{R} + R \left(1 - \cos \frac{s}{R}\right) . \quad (2.9)$$

Solche Teilchen haben eine Bahnfunktion  $x_{ges}(s)$ , die sich von der gewünschten Funktion  $x(s)$  durch einen additiven Faktor unterscheidet:

$$x_{ges}(s) = x(s) + D(s) \frac{\Delta p}{p} . \quad (2.10)$$

Für die ortsabhängige Amplitude gilt dann:

$$E(s) = \sqrt{\varepsilon \beta(s) + D^2(s) \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2} . \quad (2.11)$$

Die  $\beta$ -Funktion beschreibt – ebenso wie die Dispersion – die Maschinencharakteristik, während die Emittanz die Strahleigenschaften charakterisiert. Wenn  $\beta(s)$  ähnlich wie die oben beschriebene Teilchenbahn stückweise durch die Magnetstruktur transformiert wird, kann bei gegebener Emittanz die Strahldimension an jedem Ort angegeben werden. Die Emittanz hat auch eine anschauliche Bedeutung: sie beschreibt bis auf einen Faktor  $\pi/\beta\gamma$  die Fläche der Phasenraumellipse. Dadurch wird auch sofort klar, daß sie eine Konstante ist, denn nach Aussage des Liouville'schen Satzes ist das Volumenelement eines Phasenraumes zeitlich konstant, wenn die Teilchen kanonischen Bewegungsgleichungen gehorchen. Durch Strahlkühlung kann sie jedoch verändert werden. Je kleiner sie ist, desto stärker ist der Strahl konzentriert. Hierbei zeigt sich für den COSY-Ring der große Vorteil von stochastischer Kühlung, durch die auch die Impulsauflösung  $\frac{\Delta p}{p}$  verbessert und damit der Einfluß der Dispersion wesentlich verringert wird.

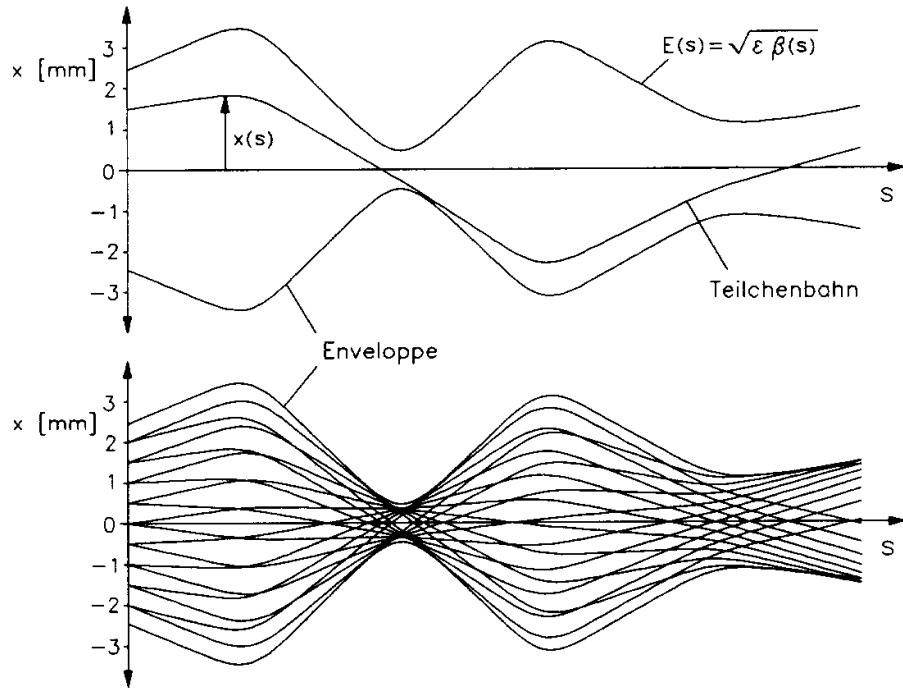


Abbildung 2.1: Teilchenbahn  $x(s)$  und die ortsabhängige Amplitude  $E(s)$  für  $\frac{\Delta p}{p} = 0$  [7]; die Enveloppe stellt die äußere Grenze der Bewegung dar.

## 2.2 Messung der Strahllebensdauer

Die Lebensdauer des COSY–Strahles hängt von mehreren Einflüssen ab: von dem Restgasdruck im Strahlrohr, der Betafunktion der Optik, der Emittanz des Strahles, der Akzeptanz des Beschleunigers und von der Targetdichte. Sie kann auch durch Nähe zu Resonanzen, die bei bestimmten Energien durch Maschineneigenschaften bedingt sind, beeinflusst werden. Bei sehr dünnen Targets wie dem COSY–11–Clustertarget ist die Lebensdauer nur zu einem geringen Teil vom Target abhängig. Selbst bei angeschaltetem Target kann sie größer als eine Stunde sein. Erst bei wesentlich dickeren Targets – wie Festkörpertargets [8] – wird eine Luminositätsbestimmung durch Messung der Strahllebensdauer sinnvoll, da diese dann auf wenige Sekunden reduziert wird. Aus diesem Grund wird diese Methode nicht weiter behandelt, sie soll nur zur Vollständigkeit erwähnt werden.

## 2.3 Analyse der Reaktion $pp \rightarrow pp$

Die Luminosität lässt sich aus der im Experiment gemessenen Zählrate für eine eindeutig bestimmbar Reaktion berechnen. Zwei–Teilchen–Reaktionen sind mit Hilfe des COSY–11 Detektorsystems sehr genau bestimmbar. Die Reaktion  $pp \rightarrow pp$  hat einen sehr gut bekannten und sehr hohen Wirkungsquerschnitt und wurde bei bisherigen Auswertungen dieses Experiments benutzt. Die Luminosität ist über die Zählrate über

$$\frac{dN}{dt} = L \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega , \quad (2.12)$$

verknüpft, wobei  $N$  die Zahl der bei vollständiger Akzeptanz nachgewiesenen Teilchen ist. Wenn die Teilchen nicht in dem gesamten Winkelbereich nachgewiesen werden können, sondern nur in einem Teilbereich  $\Delta\Omega^*$  (alle Größen, die mit einem Stern gekennzeichnet sind, befinden sich im Schwerpunktsystem), so reduziert sich die Formel auf:

$$\frac{dN}{dt} = L \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta^*) \Delta\Omega^* . \quad (2.13)$$

Nach Integration über die Zeit erhält man die integrierte Luminosität:

$$L_{int} = \frac{N}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta^*) \Delta\Omega^*} . \quad (2.14)$$

Die Trefferverteilung ist in dem betrachteten kleinen Winkelbereich  $\Theta^* \pm \delta\Theta^*$  symmetrisch um den mittleren Winkel  $\Theta^*$  verteilt. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta^*)$  für den jeweils betrachteten Winkel werden aus der Literatur entnommen. Da sich der Wirkungsquerschnitt über dem betrachteten Intervall  $2 \delta\Theta^*$  in guter Näherung linear verhält, genügt es, den Wert für den mittleren Winkel zu nehmen. Der betrachtete Raumwinkel  $\Delta\Omega^*$  wird mit Geant–Monte–Carlo–Simulationen (Code Geant 3 [9]) bestimmt. Durch ihn ist die geometrische Akzeptanz  $A$  des Experimentes für die untersuchte Reaktion bestimmt, die das Verhältnis der insgesamt erzeugten Teilchen zu den in dem ausgewählten Winkelbereich detektierten Teilchen beschreibt:

$$\Delta\Omega^* = \frac{1}{2} 4\pi A . \quad (2.15)$$

Der Faktor  $\frac{1}{2}$  resultiert daraus, daß beide Ejektile Protonen sind, wobei jedes Proton den Raumwinkel voll abdeckt. Die Nachweiseffizienz des Detektors wird mit sehr guter Näherung als 100 % behandelt.

## 2.4 Analyse der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$

Eine weitere Zwei–Teilchen–Reaktion, aus der die Luminosität bestimmt werden soll, ist  $pp \rightarrow d\pi^+$ . Sie ist bisher am Experiment COSY–11 noch nicht

analysiert worden. Die Luminositätsbestimmung erfolgt nach dem gleichen Prinzip wie bei der oben diskutierten Reaktion  $pp \rightarrow pp$ , nur bei der Berechnung der geometrischen Akzeptanz fällt der Faktor  $\frac{1}{2}$  weg, da es sich bei den Ejektilen um verschiedene Teilchen handelt:

$$\Delta\Omega^* = 4\pi A . \quad (2.16)$$

## 2.5 Analyse der Reaktion $pp \rightarrow pp$ mit Vieldrahtproportionalkammern

Beim Experiment COSY-11 kann zwar bei der Auswertung der Daten die Luminosität mit hinreichender Genauigkeit bestimmt werden, aber während des Experimentes selber ist dies nur sehr ungenau möglich. Deswegen sind zwei Vieldrahtproportionalkammern entwickelt worden, die in Strahlrichtung hinter dem Target die dort elastisch gestreuten Protonen detektieren sollen und dadurch eine schnelle Online-Luminositätsbestimmung erlauben. Sie sind ober- und unterhalb des Strahlrohres angeordnet (Abbildung 2.2), damit sie beide Protonen in Koinzidenz nachweisen können. Aus dem Ort der Treffer der Protonen in beiden Detektoren können Rückschlüsse auf die Position des Zentrums der durch Strahl-Target-Überlapp definierten Wechselwirkungszone in Projektion senkrecht zur Strahlrichtung gezogen werden. So kann festgestellt werden, ob es vom Strahl gut ausgeleuchtet oder nur schlecht abgedeckt wird.

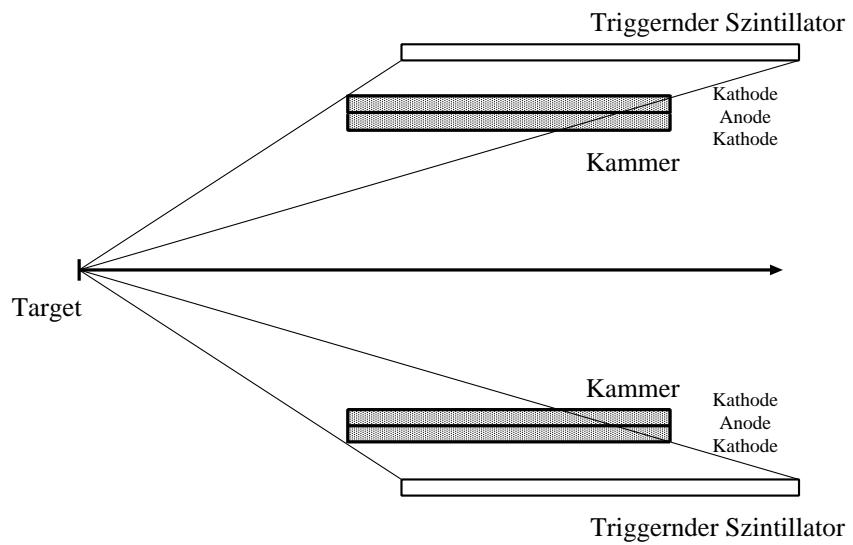


Abbildung 2.2: Positionierung der Vieldrahtproportionalkammern

# Kapitel 3

## Vieldrahtproportionalkammern

Da Menschen die radioaktive Strahlung nicht direkt wahrnehmen können, haben sie eine Vielzahl von Detektoren entwickelt. Die ersten elektrischen Instrumente, die zur Messung von Strahlung entwickelt wurden, sind Ioni-sations-Detektoren, die auch unter dem Namen Gaszähler bekannt sind. Sie wurden in den späten 40er Jahren von den neuen Szintillationszählern in den Kern- und Elementarteilchenexperimenten ersetzt.

Im Jahre 1968 wurde das Interesse an Gaszählern wieder geweckt, als Charpak [10] die erste Vieldrahtproportionalkammer entwickelte, die eine Ortsauflösung von weniger als 1 mm hatte. Ihr folgten einige Jahre später die Driftkammer [12] und die Zeit-Projektionskammer.

### 3.1 Gaszähler

Gaszähler bestehen im allgemeinen aus Anode und Kathode, zwischen denen sich ein spezielles Zählgas befindet. Sie detektieren hauptsächlich geladene Teilchen, da diese das Gas im Detektor ionisieren. Die primär erzeugten Ionen werden in Richtung Kathode und die Elektronen in Richtung Anode beschleunigt und erzeugen so sekundäre Ionen bzw. Elektronen, die an Anode und Kathode ein elektrisches Signal hervorrufen. Die Zählgase zeigen unterschiedliches Verhalten in Abhängigkeit von der angelegten Spannung bei Durchgang eines ionisierenden Teilchens. Auch die Wahl des Gases ist entscheidend für die Effizienz des Detektors.

#### 3.1.1 Arbeitsspannungsbereiche

Das Signal, was man bei Durchgang eines ionisierenden Teilchens durch ein einfaches Zählrohr – bestehend aus einem Anodendraht und einem ihn umgebenden Kathodenzyylinder – erhält, ist abhängig von der Feldintensität (siehe Abbildung 3.1). Wenn keine Spannung angelegt ist, re kombinieren die freigesetzten Ionen und Elektronen einfach wieder (Bereich I).

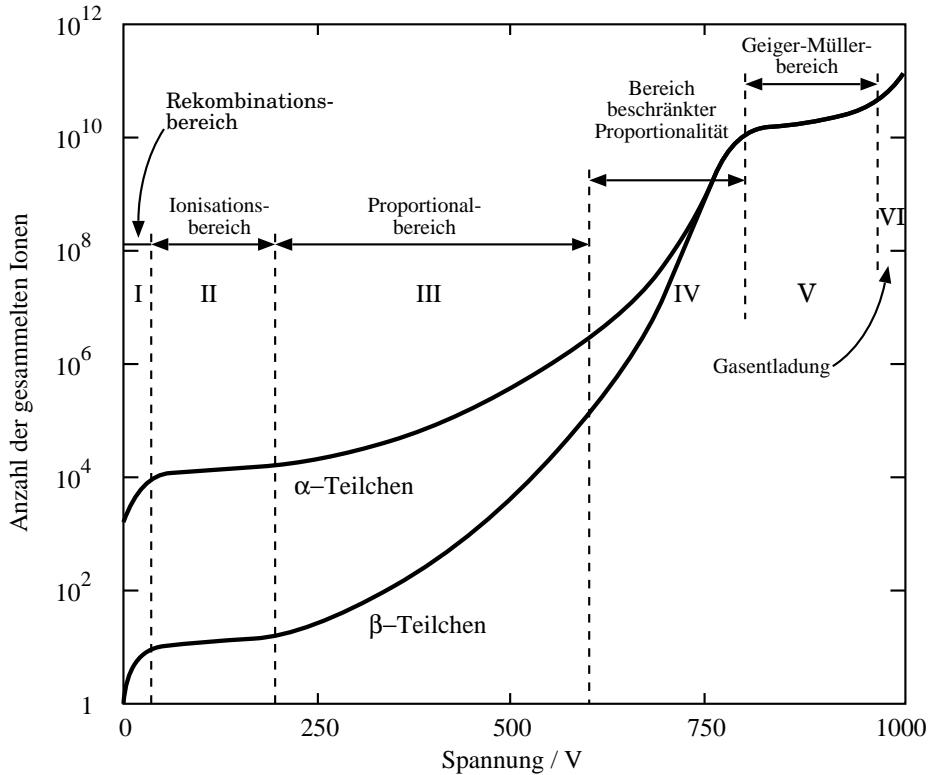


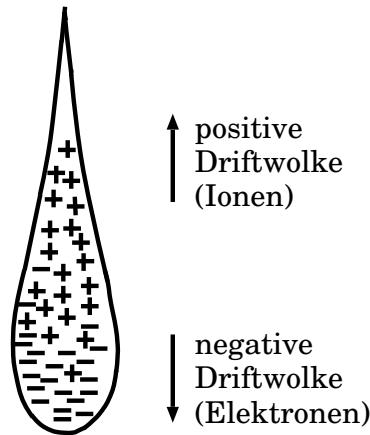
Abbildung 3.1: Arbeitsspannungsbereiche eines Gaszählers(nach [11])

Wird jedoch Spannung angelegt, driften einige Ionen und Elektronen zur Kathode bzw. Anode. Ab einer bestimmten angelegten Spannung wächst die Zahl der gesammelten Ionen und Elektronen nicht weiter. Alle erzeugten Ladungsträger werden erfaßt (Bereich II). Detektoren, die in diesem Bereich arbeiten, heißen Ionisationskammern.

Bei weiterer Erhöhung der Spannung erhalten die primär erzeugten Elektronen genügend Energie, um selbst weitere Ionenpaare zu erzeugen (Bereich III). Auch die so entstandenen Sekundärelektronen können bei genügend großer Feldstärke noch so weit beschleunigt werden, daß sie ihrerseits wieder Atome ionisieren und sich um den Anodendraht eine Lawine ausbildet (siehe Abbildung 3.2).

In diesem Bereich ist die Zahl der insgesamt erzeugten Elektron-Ionen-Paare direkt proportional zu der Zahl der Primärelektronen, weshalb die in diesem Bereich arbeitenden Detektoren Proportionalzähler genannt werden.

Wird die Spannung noch weiter erhöht, so werden insgesamt so viele Ionen erzeugt, daß die Raumladung in der Nähe der Anode stark anwächst. Dadurch wird die Proportionalität beeinträchtigt. Hier spricht man dann vom Bereich beschränkter Proportionalität (Bereich IV).



Anodendraht auf Hochspannung

Abbildung 3.2: Ausbildung der Driftwolke in der Nähe des Anodendrahtes  
(nach [13])

Bei noch größerer Spannung erreicht man schließlich den Geiger–Müller–Bereich (Bereich V), in dem eine Gasentladung stattfindet. Hier bildet sich nicht nur eine einzelne Lawine, die wie beim Proportionalbereich auf eine Stelle am Draht beschränkt ist, sondern es entstehen zusätzlich entlang der ganzen Länge des Anodendrahtes Sekundärlawinen. Diese werden durch Photonen erzeugt, die von sich abregenden Molekülen abgestrahlt werden. Um eine ständige Gasentladung zu verhindern, muß hier ein sogenanntes Löschgas zugesetzt werden, das die entstehenden sekundären Photonen absorbiert. Der Geiger–Müller–Bereich ist durch ein Plateau charakterisiert, in dem die Zählrate nur minimal mit der angelegten Spannung ansteigt. Die Breite des Plateaus ist von der Effizienz des Löschgases abhängig.

Wird die Spannung jetzt noch weiter erhöht, kommt man in den Bereich der ständigen Gasentladung. In diesem Bereich findet ununterbrochen eine Entladung statt, die unabhängig davon ist, ob Strahlung vorhanden ist oder nicht (Bereich VI). Dieser Bereich ist nicht mehr sinnvoll zur Detektion von Strahlung, sondern kann im Gegenteil sogar den Detektor stark schädigen.

Für ortsempfindliche Detektoren ist es notwendig, daß die Entladung auf einen kleinen Bereich lokalisiert bleibt. Hiermit scheiden der Geiger–Müller– und der Entladungsbereich für eine Ortsmessung aus. Auch der Ionisationsbereich ist wenig brauchbar, da wegen des kleinen Ausgangssignals im allgemeinen nur ein Stromfluß gemessen werden kann. Am günstigsten ist der Proportionalbereich, wobei für Ortsmessungen über eine Fläche von  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  eine Vieldrahtproportionalkammer am besten geeignet ist.

### 3.1.2 Zählgase

Die Wahl des Zählgases hängt von mehreren Faktoren ab:

- möglichst niedrige Arbeitsspannung
- hoher Verstärkungsfaktor
- gute Proportionalität
- Verträglichkeit von hohen Zählraten

Eine niedrige Arbeitsspannung kann mit Argon erreicht werden, jedoch ist es wegen dessen hoher Anregungsenergie nicht möglich, einen hohen Verstärkungsfaktor zu erreichen, ohne kontinuierliche Gasentladung herbeizuführen. Dieses Problem kann umgangen werden, wenn ein mehratomiges Löschgas zugesetzt wird. Geeignet sind hauptsächlich organische Gase wie Methan, Ethan, Alkohol oder auch anorganische Gase wie  $\text{CO}_2$  oder  $\text{BF}_3$ . Früher war ein sogenanntes „magisches Gas“ sehr beliebt, das aus Argon (75%), Isobutan (24.5%) und Freon-13B1 (0.5%) besteht [14]. Aufgrund der Umweltschädlichkeit und gesetzlicher Restriktionen wird es heute im allgemeinen nicht mehr eingesetzt. Für die Vieldrahtproportionalkammern wird das gleiche Gas verwendet, das auch für die großen COSY-11 Driftkammern verwendet wird: es besteht aus einem Gemisch von 50 % durch Ethylalkohol geleittem Argon und 50 % Ethan.

## 3.2 Aufbau der Kammern

Eine Vieldrahtproportionalkammer besteht im allgemeinen aus einer Anodenebene, die auf Hochspannung gelegt ist, und zwei die Anode einschließenden Kathodenebenen. Die Anode besteht aus einer Ebene von gespannte Drähten, während die Kathoden entweder aus einer dünnen Metallfolie oder ebenfalls aus Drahtebenen bestehen. Im Fall der hier gebauten Kammern handelt es sich um Drahtebenen, wobei die Kathoden ausgelesen werden. Wenn eine zweidimensionale Ortsinformation gewünscht ist, werden zur Verbesserung der Ortsauflösung meist sechs Ebenen verwendet, wobei die Drähte der einen Anode senkrecht zu denen der anderen Anode stehen. Eine genaue Beschreibung zur Konstruktion einer solchen Kammer findet sich in [17] und [18].

Da die Kammern innerhalb des COSY-Maschinendipols, der für das Experiment COSY-11 als Impulsspektrograph dient, installiert werden, dürfen sie nur 3 cm hoch sein. Ihre gesamte Form ist den vorgegebenen Möglichkeiten sehr gut angepaßt und nutzt den vorhandenen Platz voll aus. Wegen der Höhenbegrenzung bestehen die Kammern nur aus 3 Ebenen, und zwar aus zwei Kathodenebenen, die eine Anodenebene einschließen.

Die Kathodenebenen bestehen aus jeweils 72 Drähten mit einem Durchmesser von 50  $\mu\text{m}$  in einem Abstand von 1.5 mm, während die Anodene-

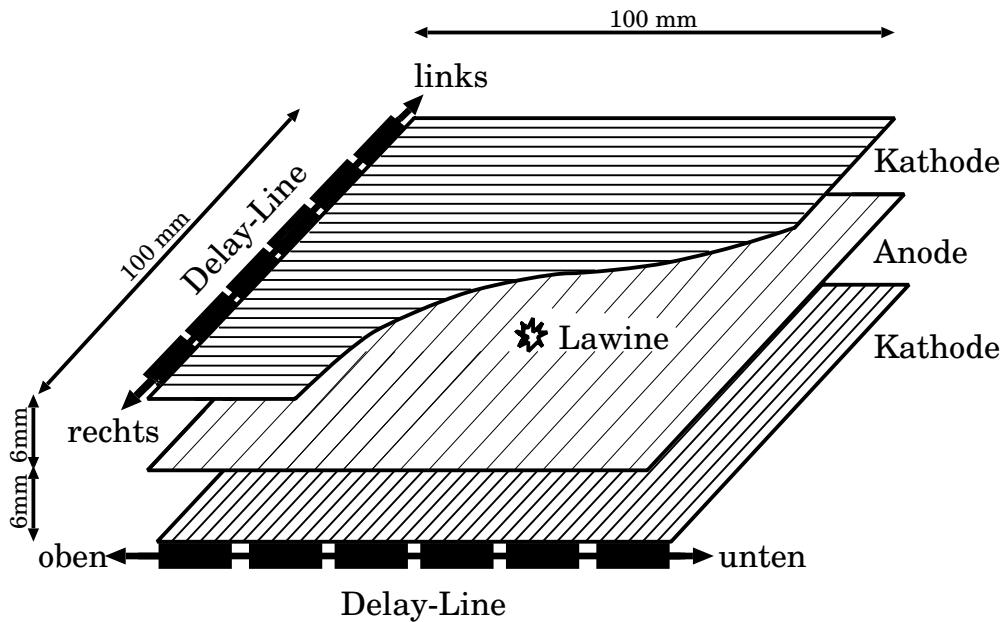


Abbildung 3.3: Aufbau einer Vieldrahtproportionalkammer mit Delay-Line-Auslese (nach [15]); die Kathodendrähte sind so angeordnet, daß in Strahlrichtung gesehen die rechts-links-Position des Treffers gemessen werden kann. Der Ausgang „oben“ zeigt zum Target hin, während der Ausgang „unten“ in Strahlrichtung vom Target weg weist.

bene, an der die Hochspannung anliegt, aufgrund der hohen Feldstärke, die erreicht werden muß, nur aus 36 Drähten im Abstand von 3 mm aufgebaut ist (Abbildung 3.3). Aus dem gleichen Grund sind die Anodendrähte nur  $20 \mu\text{m}$  dünn. Bei allen Drähten handelt es sich um goldbeschichteten Wolframdraht. Um die Zahl der auszulesenden Kanäle klein zu halten, wurde bei diesen Kammern die sogenannte Delay-Line-Methode zur Auslese verwendet [16]. Direkt auf den Rahmen der beiden Kathodenebenen befindet sich eine Kette von Delay-Chips, durch die die Drähte mit einer Verzögerung von 4 ns hintereinandergeschaltet werden.

Als Trigger werden die Signale zweier externer Szintillatoren verwendet, deren aktive Fläche mit denen der Kammer übereinstimmen und diese genau abdecken (Abbildung 2.2). Eine andere Möglichkeit besteht im Auslesen des (nicht verzögerten) Anodensignals. Hierbei können aber Probleme auftreten, da die Anode auf Hochspannung liegt und das niederenergetische Signal über einen Kondensator ausgekoppelt werden muß. Die Hochspannung kann auf die Platine überschlagen und sie zu Schwingungen angeregen. Da für den Einsatzort der Kammern aber ohnehin Szintillatoren vorgesehen sind, wurde hier auf die Auslese der Anode verzichtet.

Da die Signale einen längeren Weg bis zur elektronischen Weiterverarbeitung zurücklegen müssen, besteht die Gefahr, daß die schwachen Kammersignale auf dem Weg verzerrt werden. Deshalb befinden sich die Vorverstärker ebenfalls in dem Kammergehäuse. Sie sind auf einer Platine untergebracht, deren Form an den begrenzten Platz angepaßt wurde.

### 3.3 Tests

Vor dem endgültigen Einbau der Kammern an ihren Einsatzort wurden sie noch Tests unterzogen, bei denen einige ihrer Parameter wie Verstärkungsfaktor und Ortsauflösung bestimmt wurden. Es besteht die Möglichkeit, Testpulse einzukoppeln, die entweder auf einen der beiden äußeren Drähte oder auf den mittleren Draht der Kathode jeder Ebene gegeben werden.

#### 3.3.1 Delay–Line

Für die Delay–Line wurden C14B–04022–Delay–Chips der Firma Floeth Electronic verwendet. Die Gesamtverzögerungszeit eines ICs beträgt 40 ns, während die Anstiegszeit maximal 6 ns lang ist. Da die Chips eine Ungenauigkeit von 10% haben, war es nötig, die gesamte Verzögerungszeit noch einmal genau nachzumessen. Hierzu wurde ein Testpuls (Abbildung 3.4) auf einen der beiden äußeren Drähte der betrachteten Kathode gegeben und die Signale beider Ausgänge auf dem Oszilloskop betrachtet (Abbildung 3.5). Hierbei ergab sich anstelle eines erwarteten Delays von 280 ns (bei einer Reihenschaltung von sieben Chips) bei allen Ebenen ein tatsächliches Delay von 310 ns.

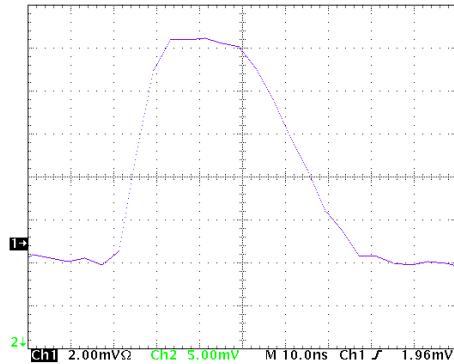


Abbildung 3.4: Testpuls

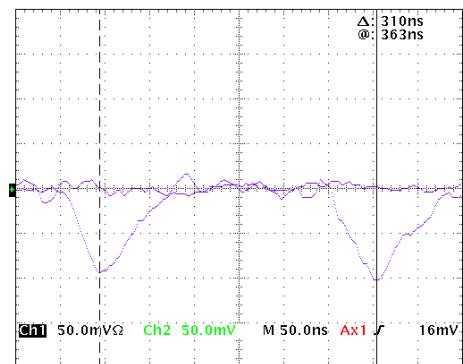


Abbildung 3.5: Gemessene Länge der Delay–Line

### 3.3.2 Verstärkung der Vorverstärker

Da bei den Kammern die Vorverstärker direkt eingebaut sind, muß deren Verstärkung vor der Berechnung der Gasverstärkung bestimmt werden. Dies geschieht durch folgenden Aufbau: Testpulse der Spannung  $U = 1\text{V}$  werden über einen Kondensator ( $C = 1\text{pF}$ ;  $2\text{pF}$ ) in den mittleren Testeingang eingekoppelt. Dadurch erhält man eine definierte Ladung  $Q_E$ . Für diese Ladung gilt:

$$Q_E = \frac{1}{4} C U . \quad (3.1)$$

Der Verstärkungsfaktor  $V$  ergibt sich dann aus der eingekoppelten Ladung  $Q_E$  und der ausgegebenen Ladung  $Q_A$ :

$$V = \frac{Q_A}{Q_E} . \quad (3.2)$$

Es wurde ein Vorverstärkungsfaktor von  $10^3$  gemessen, was den Erwartungen entspricht.

### 3.3.3 Gasverstärkung

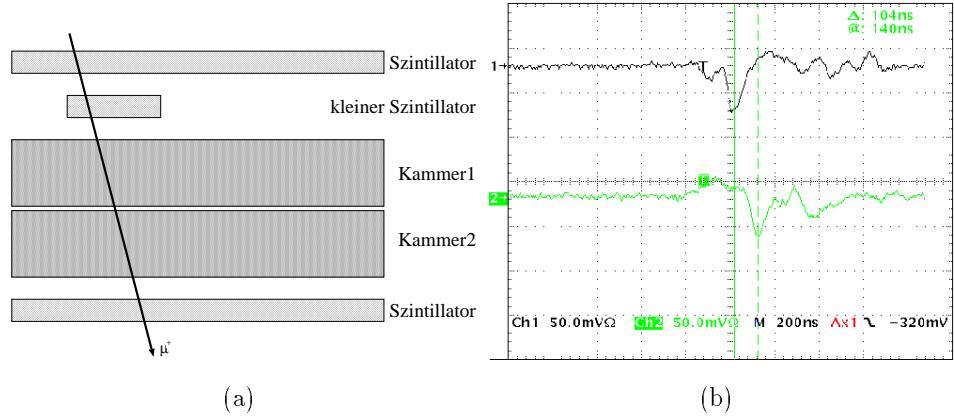
Zur Bestimmung der Gasverstärkung wird eine  $^{55}\text{Fe}$ –Quelle benutzt, die dafür gut geeignet ist, da sie hauptsächlich (25%)  $\gamma$ –Strahlung von  $5.89\text{ keV}$  abstrahlt, die von den Kammern gut detektiert werden kann. Die vorverstärkten Signale der  $^{55}\text{Fe}$ –Quelle werden gemessen und ihre Ladung  $Q_A$  bestimmt. Aus der Primärelektronenzahl  $N_{\text{prim}}$  des Argon–Ethan–Gemisches [19] kann dann die Gasverstärkung  $G$  berechnet werden:

$$G = \frac{Q_A}{V N_{\text{prim}} e} . \quad (3.3)$$

Die Primärelektronenzahl berechnet sich aus der Energie der  $\gamma$ –Quanten dividiert durch die mittlere Ionisierungsenergie des benutzten Zählgases, wobei es sich in diesem Fall um Argon mit  $26\text{ eV}$  handelt. Bei einer Hochspannung von  $3250\text{ V}$  ergibt sich für das Argon–Ethan–Gemisch eine Gasverstärkung von  $5 \cdot 10^3$ .

## 3.4 Tests der Kammern mit Hilfe kosmischer Strahlung

Die ersten Tests, bei denen festgestellt werden sollte, ob die Kammern erwartungsgemäß arbeiten, sind mit Hilfe von kosmischer Strahlung durchgeführt worden. Diese besteht hauptsächlich aus Neutrinos und aus Myonen.



Neutrinos sind aufgrund ihres sehr kleinen Wirkungsquerschnitts bei dieser Messung bedeutungslos, während sich Myonen im Kammergas als minimal ionisierende Teilchen verhalten.

Zwei in Koinzidenz triggernde Szintillatoren mit einer aktiven Fläche von  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  wurden jeweils ober- bzw. unterhalb der übereinander plazierten Kammern so aufgebaut, daß sich ihre aktiven Bereiche genau in einer Linie befanden. Zusätzlich wurde noch ein dritter kleiner beweglicher Szintillator, dessen aktive Fläche einen Durchmesser von 2.5 cm hat, in Koinzidenz geschaltet und über den aktiven Bereich der Kammer bewegt (Abbildung 3.6 a)). Mit diesem Aufbau konnte schon beim direkten Vorverstärkersignal eine Verzögerung zwischen den beiden Ausgängen einer Ebene festgestellt werden (Abbildung 3.6 b)). Dies bedeutet, daß es sich hierbei tatsächlich um das Signal eines ionisierenden Teilchens gehandelt hat. Anhand der unterschiedlichen Verzögerung kann bei diesem Aufbau sogar schon eine qualitative Aussage über den Ort, an dem das Teilchen die Kammer durchquert hat, gemacht werden.

### 3.5 Bestimmung der Ortsauflösung

Für eine quantitative Messung der Ortsauflösung werden die Kammern innerhalb des COSY-11-Experimentes integriert und Messungen mit am Target gestreuten Protonen bzw. anderen dort erzeugten Teilchen durchgeführt. Hierzu wurde die gute Ortsauflösung der COSY-11-Driftkammern D1 und D2 (Abbildung 3.7) ausgenutzt, indem die beiden Vieldrahtproportionalkammern zwischen ihnen aufgestellt wurden. Um Ortsunschärfen aufgrund von Kleinwinkelstreuung klein zu halten, sind die Kammern möglichst nahe an

der zweiten Driftkammer positioniert. Wenn bei oder nach den Kammern noch Streuung auftritt, so werden in diesem Fall die kleinen Winkel bei der sehr kurzen Strecke keine große Abweichung vom erwarteten Auftreffpunkt in der zweiten Driftkammer hervorrufen. Eine Positionierung der Kammern hinter der zweiten Driftkammer ist aufgrund des Szintillators S1 nicht möglich. Noch günstiger wäre ein Aufstellen vor beiden Driftkammern gewesen, was aber ebenfalls aus Platzgründen nicht möglich war.

Die Vieldrahtproportionalkammern sind genau parallel hintereinander aufgestellt, so daß nicht nur die aus der Driftkammerspurrekonstruktion berechnete Soll-Position mit der tatsächlich gemessenen Position verglichen werden kann, sondern noch zusätzlich die Trefferpositionen in beiden Kammern, da sich zwischen ihnen nur wenig streuendes Material befindet.

Der Strahlimpuls während der Messung bei angeschaltetem Target betrug 3218 MeV/c. Für die Ortsauflösung ergeben sich leicht differierende Werte für die beiden Kammern. Zunächst sei die rechts-links-Ebene beider Kammern betrachtet, bei denen sich die Kathodendrähte senkrecht zu den Anodendrähten befinden (Abbildung 3.3).

Trägt man die gemessenen Daten aus den Vieldrahtproportionalkammern (hier gibt die TDC-Differenz des rechten und linken Signals die Position an) gegen die errechneten Position aus der Driftkammerspurrekonstruktion auf, so erhält man eine Diagonale (Abbildung 3.8 a) und b)). Projiziert man

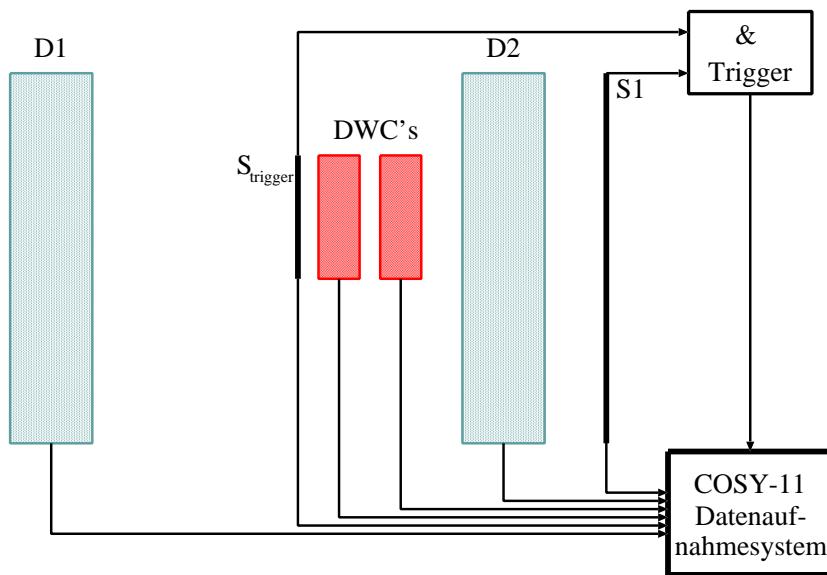


Abbildung 3.7: Aufbau zur Bestimmung der Ortsauflösung der Vieldrahtproportionalkammern; die rechts-links-Ebene liegt vertikal in der Ebene, während die oben-unten-Ebene senkrecht auf der Zeichenebene steht.

diese entlang der eingezeichneten Diagonalen, so erhält man eine Gaußverteilung, die die Abweichung des Ist-Wertes vom Soll-Wert beschreibt. Die Standardabweichung dieser Verteilung entspricht der Ortsauflösung (Abbildung 3.8 c) und d)). Die Auflösung der Driftkammern D1 und D2 beträgt in der rechts-links-Ebene entsprechenden Orientierung  $\sigma=220 \mu\text{m}$ , für diejenige, die der oben-unten-Ebene entspricht, sogar nur  $\sigma=100 \mu\text{m}$ .

Für die erste Kammer ergibt sich bei der rechts-links-Ebene eine Ortsauflösung von 1.9 mm, für die zweite 2.2 mm.

Bei den oben-unten-Ebenen sind die Anoden- und Kathodendrähte parallel zueinander, weshalb eine schlechtere Ortsauflösung erwartet wird. Das hängt mit zwei Phänomenen zusammen:

1. Die stärksten Signale bilden sich an dem Kathodendraht, der dem Anodendraht direkt gegenüber liegt, an dem Lawinenbildung stattfindet. Dadurch erhält man bei parallel angeordneten Drähten eine kleinere Clustergröße von signalführenden Drähten pro Ereignis als bei senkrecht zur Anode stehenden Kathodendrähten.

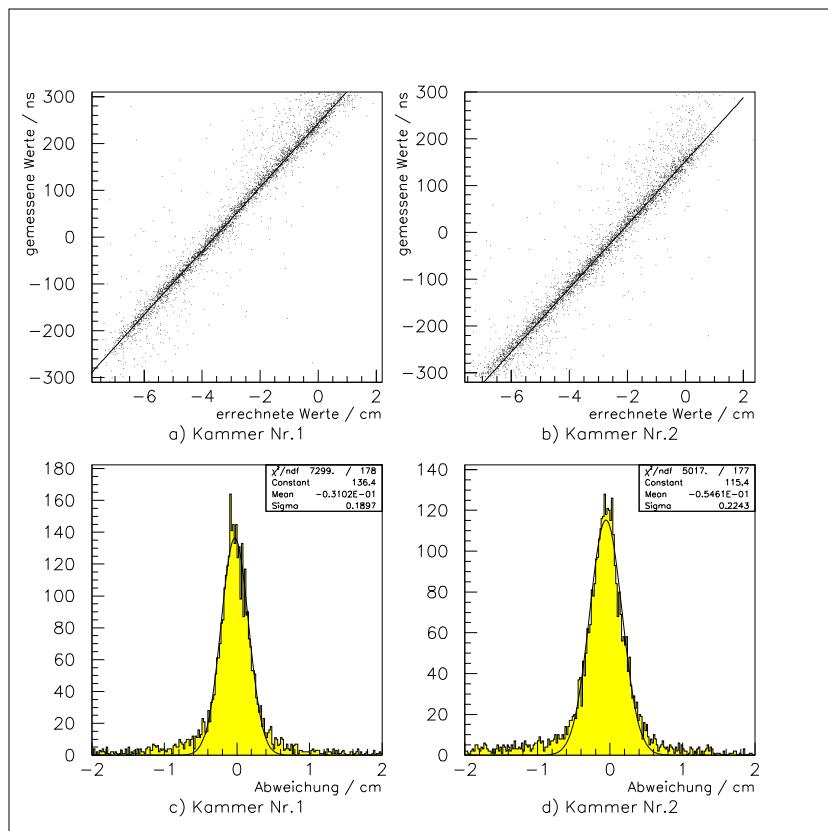


Abbildung 3.8: Ortsauflösung der Vieldrahtproportionalkammern für die rechts-links-Ebene

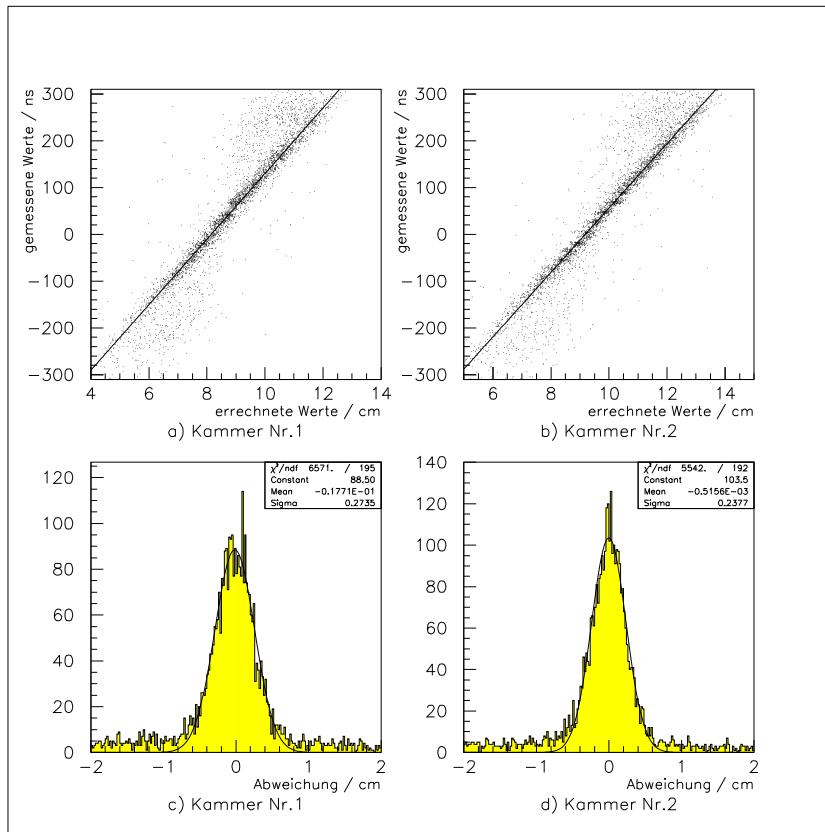


Abbildung 3.9: Ortsauflösung der Vieldrahtproportionalkammern für die oben-unten-Ebene

2. Das Feld wird zum Rand hin schlechter, was ebenfalls bei parallel angeordneten Drähten auffälliger ist.

Die Abbildungen der Anodendrähte kann man in Abbildung 3.9 a und b schwach als vertikale Modulation der Diagonalen erkennen. Als Ortsauflösung ergibt sich für die oben-unten-Ebene der ersten Kammer 2.7 mm und für die zweiten Kammer 2.4 mm.

### 3.6 Monte-Carlo-Simulationen

Um die geometrische Akzeptanz der Vieldrahtproportionalkammern für verschiedene Reaktionen bestimmen zu können, wurden die Kammern und die triggernden Szintillatoren in das bestehende COSY-11-Monte-Carlo-Programm eingefügt. Die Abbildungen 3.10 und 3.11 zeigen einen Schnitt senkrecht bzw. horizontal zur Strahlrichtung mit einem Ereignis der Reaktion  $pp \rightarrow pp$ .

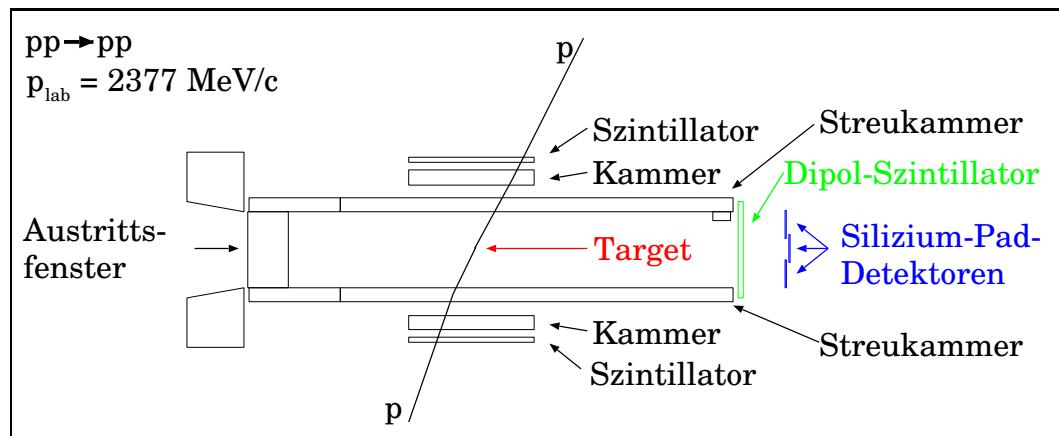


Abbildung 3.10: Monte-Carlo-Simulation mit den Vieldrahtproportionalkammern; die Strahlrichtung zeigt aus der Ebene heraus.

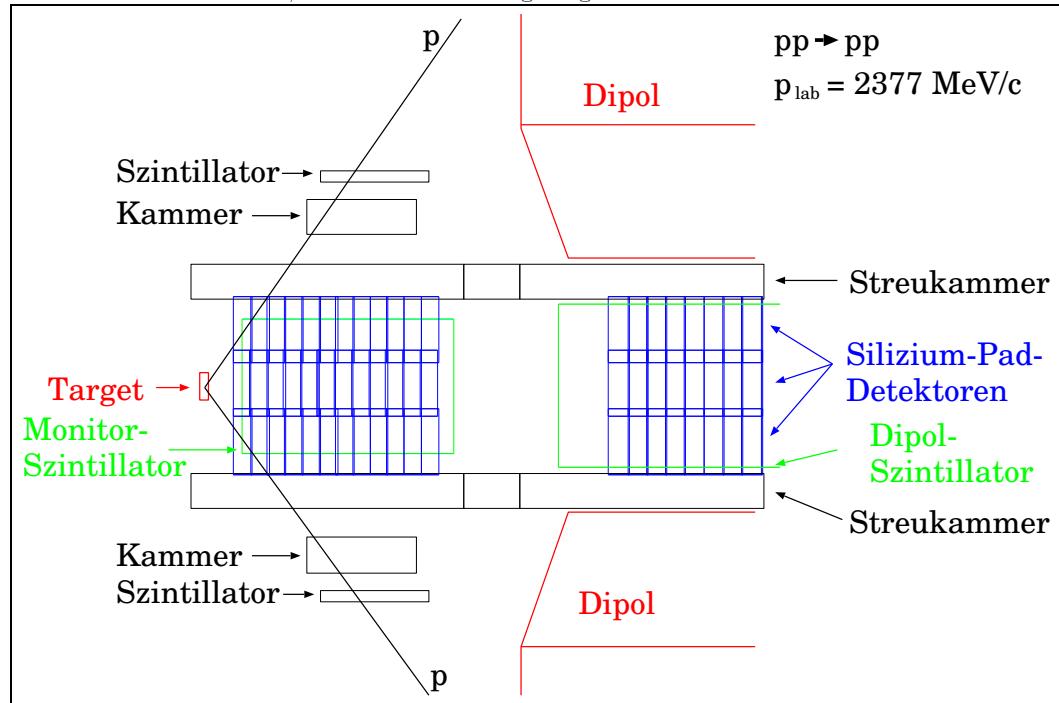


Abbildung 3.11: Monte-Carlo-Simulation mit den Vieldrahtproportionalkammern; die Strahlrichtung liegt horizontal in der Ebene (von links nach rechts).

Neben Simulationen der Reaktion  $pp \rightarrow pp$  wurden auch Simulationen anderer Reaktionen durchgeführt, die einen ausreichend hohen Wirkungsquerschnitt und genügend Akzeptanz erreichen, um einen nicht vernachlässigbaren Anteil an koinzidenter Zählrate in den Kammern zu erzeugen.

# Kapitel 4

## Auswertung

Um die verschiedenen Methoden der Luminositätsbestimmung vergleichen zu können, wurden die Daten der Strahlzeit von COSY-11 im März 1998 verwendet. Es wurde die Reaktion  $pp \rightarrow pK^+\Sigma^0$  nahe der Schwelle – bei einer Überschußenergie von 12 MeV bzw. einem Strahlimpuls von 2605 MeV/c – gemessen. Hierbei handelte es sich um 5–Minuten–Zyklen bei ungekühltem Strahl.

Zum Vergleich der beiden Methoden zur Bestimmung der Luminosität mit Hilfe der Reaktionen  $pp \rightarrow pp$  bzw.  $pp \rightarrow d\pi^+$  wurde zusätzlich noch die COSY-11–Strahlzeit vom April 1997 untersucht. Hier wurde die Reaktion  $pp \rightarrow ppK^+K^-$  bei einem Strahlimpuls von 3390 MeV/c gemessen. Aufgrund des unterschiedlichen Vorwärtskonus, den die Ejektile bei den verschiedenen Energien beschreiben, werden für die Reaktion  $pp \rightarrow d\pi^+$  unterschiedliche Detektoren zur Auswertung benutzt.

### 4.1 Berechnung aus Strahl und Targeteigenschaften

Zur Berechnung der Luminosität nach Gleichung 2.1 liegen folgende Werte vor:

#### 1. Umlauffrequenz des COSY–Strahls

Die Umlauffrequenz der Strahlprotonen ist mit hoher Präzision bekannt, da dies ein festgelegter Maschinenparameter ist: die einzustellende Frequenz wird aus dem Sollimpuls gemäß  $p = \frac{m_0 \nu}{\sqrt{1 - (\nu/c)^2}}$  berechnet, wobei  $m_0$  die Protonenmasse und  $\nu$  der Quotient aus Frequenz und Umfang ist.

$$f = 1.53572 \text{ MHz}$$

## 2. Zahl der Strahlprotonen

Die Zahl der Strahlprotonen wird aus dem gemessenen Strom (BCT-Signal) und der Umlauffrequenz im COSY-Ring direkt berechnet:

$$N_p = (1.8 \pm 0.2) \cdot 10^{10} .$$

## 3. Zahl der Targetprotonen

Die Zahl der Targetprotonen pro Flächeneinheit ist nicht exakt bestimmbar, da sie von der nur ungenau meßbaren Dichte der Targetprotonen  $\rho$  und der Dicke des Targets  $x$  abhängig ist:

$$n_t = \rho \cdot x . \quad (4.1)$$

Das eingesetzte Clustertarget besteht aus einem runden Strahl homogener Dichte mit einem Durchmesser von ungefähr 9 mm [6]. Die Targetdicke  $x$ , die von einem Strahlproton durchquert wird, ist somit nicht konstant. Zur Berechnung der mittleren effektiven Flächendichte  $\bar{n}_t^{\text{eff}}$  muß demnach über die Beiträge der einzelnen Strahlprotonen integriert werden. Unter der Annahme, daß der Beschleunigerstrahl das Target mittig trifft, ergibt sich:

$$\bar{n}_t^{\text{eff}} = \rho \int_0^{r_{\text{Strahl}}} \int_0^{2\pi} x(r, \phi) dr d\phi \frac{I(r, \phi)}{I_0} \quad (4.2)$$

Dabei ist  $I(r, \phi)$  der Anteil der Strahlatome (bei Gesamtzahl der Strahlatome  $I_0$ ), der die Dicke  $x(r, \phi)$  durchquert.

Bei einem konstanten Gasfluß  $G$  in eine Vakuumkammer, die mit einer Pumpe (konstanten) Saugvermögens bestückt ist, stellt sich der Gleichgewichtsdruck  $p = G/S$  ein. Mit der Saugleistung  $S$  am Clusterstrahlaufländer, dem dort gemessenen Druck  $p$ , der Fläche, die der Clusterstrahl einnimmt, und der Clustergeschwindigkeit  $v$  ergibt sich:

$$\rho = \frac{S \cdot p}{\pi \left(\frac{d}{2}\right)^2 \cdot v} . \quad (4.3)$$

Die Geschwindigkeit  $v$  ergibt sich aus der Flußgeschwindigkeit, die näherungsweise der maximalen Gasgeschwindigkeit entspricht [5]:

$$v \approx u_{\max} = \left( \frac{2\kappa}{\kappa - 1} \frac{k_B T_0}{m_{H_2}} \right)^{\frac{1}{2}} . \quad (4.4)$$

$k_B$  ist die Boltzmann-Konstante,  $T_0$  die Temperatur und  $m_{H_2}$  die Masse eines Wasserstoffmoleküls in atomaren Masseneinheiten;  $\kappa$  errechnet

sich aus der Zahl der Freiheitsgrade  $f$  (bei den hier betrachteten Temperaturen sind es 3) nach der Formel:

$$\kappa = \frac{f+2}{f} = \frac{5}{3}. \quad (4.5)$$

Für die Rechnung wurden folgende Werte verwendet:

$S \approx 900 \text{ l/s}$  (vom Hersteller [20] angegebene Saugleistung)

$p = (9.0 \pm 3.0) \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$  (über die Zeit gemittelter Wert)

$d \approx 9 \text{ mm}$

$v = 661 \text{ m/s}$  (bei  $T_0 = 21 \text{ K}$ ).

Es ergibt sich eine Dichte von  $(5.8 \pm 1.9) \cdot 10^{12} \text{ Atomen/cm}^3$  und damit eine mittlere Flächendichte von

$n_t^{\text{eff}} = (3.7 \pm 1.7) \cdot 10^{12} \text{ Targetprotonen/cm}^2$ .

Bei dieser Rechnung wurde lediglich die nominelle Saugleistung der Turbopumpe in der letzten Auffängerstufe eingesetzt. Das gesamte Auffängersystem besteht aus vier Stufen [21], wobei die letzten beiden Stufen vakuumtechnisch gekoppelt sind. Das zum gemessenen Druck gehörige Saugvermögen erhöht sich um den in der letzten Stufe wirksamen Anteil der dritten Stufe – einer sehr leistungsfähigen Kryopumpe.

Weiterhin muß berücksichtigt werden, daß der Clusterstrahl direkt auf die Schaufeln der Turbopumpe auftrifft, wodurch eine drastische Erhöhung des Saugvermögens erzielt wird. Genaue Daten zum effektiven Saugvermögen an der letzten Auffängerstufe sind nicht verfügbar; es kann die nominelle Saugleistung der Turbopumpe durchaus um einen Faktor zehn übersteigen. Somit ist der errechnete Wert nur als Untergrenze zu betrachten.

#### 4. Überlapp von Strahl und Target

Zur Abschätzung des Überlapps von Strahl und Target wird die Ausdehnung  $x$  des Strahls nach Gleichung 2.11 am Target errechnet [7].

$$x = 2 \sqrt{\varepsilon_{x,p} \beta_x + D^2 \left( \frac{\Delta p}{p} \right)^2}. \quad (4.6)$$

$\varepsilon_{x,p}$  ist die Emittanz beim Endimpuls  $p = 2605 \text{ MeV}$  (es wird von einer Emittanz bei der Injektion von  $50 \pi \text{ mm mrad}$  ausgegangen ([22],[23])),

$\beta_x$  die Betafunktion am Target,  $D$  die Dispersion und  $\frac{\Delta p}{p}$  die Impulsauflösung, welche von der Phasenfokussierung  $\eta$  und von der Frequenzauflösung abhängig ist:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{\eta} \frac{\Delta f}{f} . \quad (4.7)$$

Mit den den Parametern

$$\varepsilon_{x,p} = (5.6 \pm 0.6) \text{ mm mrad}$$

$$\beta_x = (13.7 \pm 0.1) \text{ m}$$

$$D = (6 \pm 1) \text{ m}$$

$$\eta = -(0.09 \pm 0.01)$$

$$\Delta f = 180 \text{ Hz}$$

ergibt sich eine Ausdehnung von  $x = 1.8 \text{ cm}$  (FWHM) bzw.  $0.8 \text{ cm}$  ( $\sigma$ ) des gaußförmig verteilten Strahls. Daraus folgt ein Überlapp von Strahl und Target von 72%.

Mit diesen Daten ergibt sich bei einer Meßzeit von  $2.6 \cdot 10^5 \text{ s}$  nach Gleichung 2.1 folgende Luminosität:

$$L_{int} = (1.9 \pm 0.6) \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}$$

$$L = (0.7 \pm 0.2) \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Die angegebenen Fehler folgen aus der Statistik.

## 4.2 Analyse der Reaktion $pp \rightarrow pp$

Die Luminosität wird bei der Messung der Reaktion  $pp \rightarrow pp$  mit Hilfe der Formeln 2.13 bzw. 2.14 bestimmt. Da es sich bei dieser Reaktion um eine Zwei–Teilchen–Reaktion handelt, ist durch den Impuls des einen Teilchens der Impuls des anderen Teilchens bestimmt. Zur Filterung der elastischen Protonen aus den Rohdaten wurden mehrere Schnitte verwendet. Aufgrund der räumlichen Abhängigkeit der beiden Protonen voneinander kann schon bei der Datenaufnahme ein Trigger auf sie gesetzt werden. Ereignisse mit diesem Trigger werden mit einem Prescale–Faktor untersetzt aufgenommen, da die elastischen Protonen einen vergleichsweise hohen Wirkungsquerschnitt haben. Ohne die Untersetzung würde der Totzeitanteil bei der Datenaufnahme für die gemessene Hauptreaktion zu groß. Der Trigger für die elastischen Protonen ist bei beiden untersuchten Energien eine Koinzidenz zwischen einem Treffer im Monitor–Detektor und einem Treffer im S1. Zur Flugzeitbestimmung werden die beiden Szintillatoren S1 und S7 benutzt.

### 4.2.1 $p_{lab}=3390 \text{ MeV}/c$

Vor Beginn der Analyse war es notwendig, den S7-Szintillator zu kalibrieren. Hierfür eignet sich besonders gut das Spektrum der invarianten Masse, die aus der Flugzeit zwischen S1 und S7 und Impulsrekonstruktion berechnet wird. Der Impuls wird bestimmt, indem die durch die Driftkammern rekonstruierte Spur durch das Dipolfeld zum nominalen horizontalen Targetpunkt gemäß

$$m = \frac{|\vec{p}|}{\beta\gamma} \quad (4.8)$$

zurückverfolgt wird. Man erkennt drei Peaks, die von Pionen, Protonen und Deuteronen erzeugt werden (Abbildung 4.1). Durch Anpassung des Zeitoffsets vom S7 wird der Protonenpeak auf den Literaturwert der Protonenmasse [24] geschoben.

#### Zahl der gemessenen elastischen Ereignisse

Allein anhand des Schnitts auf die Winkelverteilung, der durch die Triggerbedingung gegeben ist, erhält man noch keine eindeutige Selektion elastischer

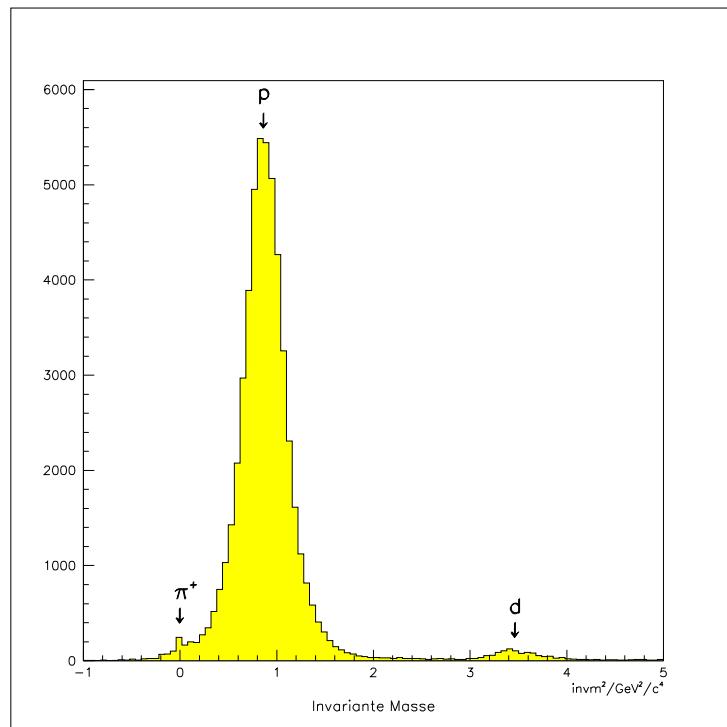


Abbildung 4.1: Invariante Masse berechnet aus der Flugzeit vom S1 zum S7 bei  $p_{lab}=3390 \text{ MeV}/c$

Ereignisse. Beim Auftragen des Transversalimpulses gegen den Longitudinalimpuls im Laborsystem sollten sich die Protonen im Bereich der eingezeichneten Ellipse befinden. Bild 4.2 a) zeigt die Verteilung bei der Koinzidenz von S1, S7 und Monitor-Detektor. Man sieht deutlich, daß auch in anderen Bereichen Einträge vorhanden sind, die nicht von elastischen Protonen stammen können. Diese können aber durch mehrere Bedingungen herausgefiltert werden, die im folgenden beschrieben werden:

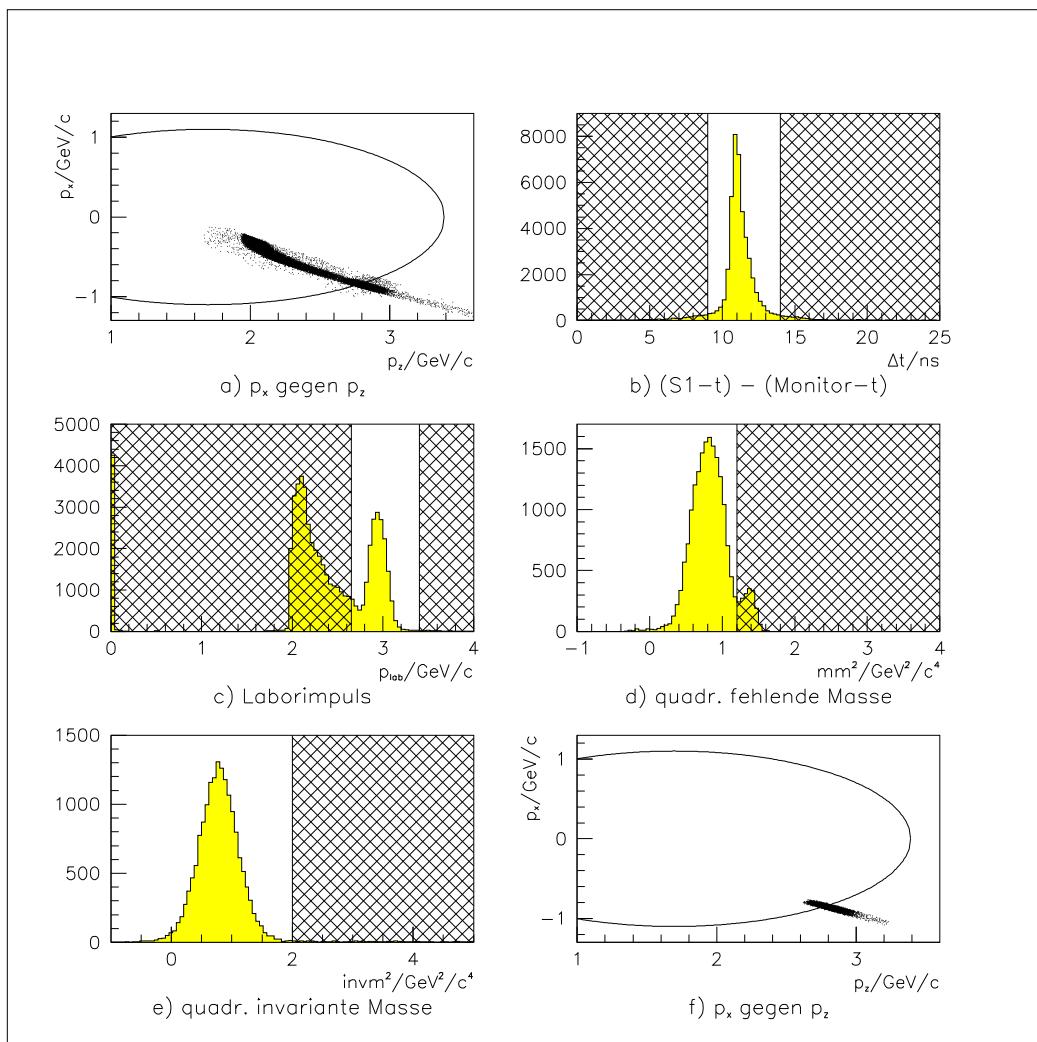


Abbildung 4.2: Analyse der Daten im Hinblick auf elastische Protonen bei  $p_{\text{lab}}=3390 \text{ MeV}/c$  (weggeschnittene Teile sind schraffiert markiert); in jedem Bild werden nur die beim vorherigen Schnitt selektierten Daten verwendet.

1. Die Zeitdifferenz im S1 und im Monitor–Detektor muß in einem bestimmten Intervall (dreifache Standardabweichung) liegen (Abbildung 4.2 b)).
2. Der Laborimpuls des im S1 detektierten Teilchens muß in dem in Abbildung 4.2 c) sichtbaren Bereich liegen. Bei angenommener Gaußverteilung wurde bei  $2\sigma$  geschnitten.
3. Auf die fehlende Masse wird ebenfalls mit einer Vertrauensgrenze von  $2\sigma$  geschnitten (Abbildung 4.2 d))
4. Nur bei einem sehr kleinen Teil der Daten weicht die invariante Masse noch stark von der erwarteten Protonenmasse ab. Dieser Teil wird ebenfalls geschnitten (Abbildung 4.2 e)).

Nach diesen Schnitten sind die Daten auf einen kleinen Winkelbereich reduziert (Abbildung 4.3 a)). Der Winkel im Schwerpunktsystem berechnet sich nach der Gleichung [25]

$$\cos \Theta^* = \frac{1 - \gamma^2 \tan^2 \Theta^*}{1 + \gamma^2 \tan^2 \Theta^*} \quad (4.9)$$

mit  $\gamma = (m_p + E_{lab})/(2m_p^2 + 2m_p E_{lab})$ , wobei  $E_{lab}$  die Gesamtenergie des Strahlprotons und  $m_p$  die Protonenmasse darstellt.

Trägt den Transversalimpuls gegen den Longitudinalimpuls der selektierten Daten auf, liegen alle Ereignisse in einem kleinen Bereich um die Ellipse herum verteilt (Abbildung 4.2 f)). Diese Teilchen werden als elastisch gestreute Protonen identifiziert. In diesem Fall handelt es sich um  $14510 \pm 120$  Protonen (statistischer Fehler); diese Zahl muß noch mit dem Prescale–Faktor ( $2^7$ ) multipliziert werden. So erhält man eine Zahl von

$$N = 1857280 \pm 15418 .$$

## Akzeptanz

Die Akzeptanz wird mit Hilfe einer Monte–Carlo–Simulation bestimmt (Abbildung 4.4). Hiermit werden eine Million elastische Proton–Proton–Stöße erzeugt und mit demselben Programm analysiert, mit dem auch die realen Daten ausgewertet wurden. Auf diese Art und Weise sind  $1229 \pm 35$  Protonen (statistischer Fehler) gefunden worden, was nach Formel 2.15 zu einer Akzeptanz von

$$\Delta\Omega^* = (77.2 \pm 2.2) \cdot 10^{-4} \text{ sr}$$

führt.

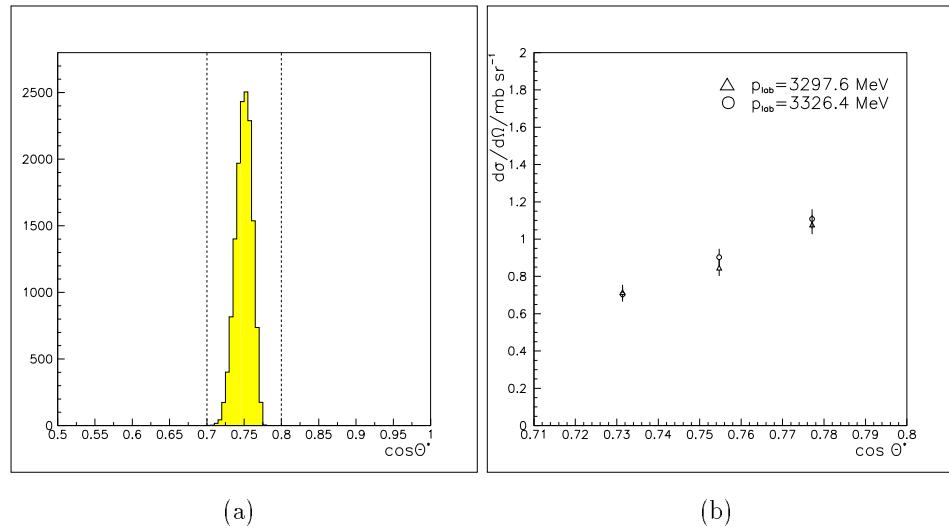


Abbildung 4.3: a) gemessene Winkelverteilung  $\cos \Theta^*$  bei  $p_{lab}=3390$  MeV/c  
b) differentielle Wirkungsquerschnitte [26] im Bereich der gemessenen Winkelverteilung

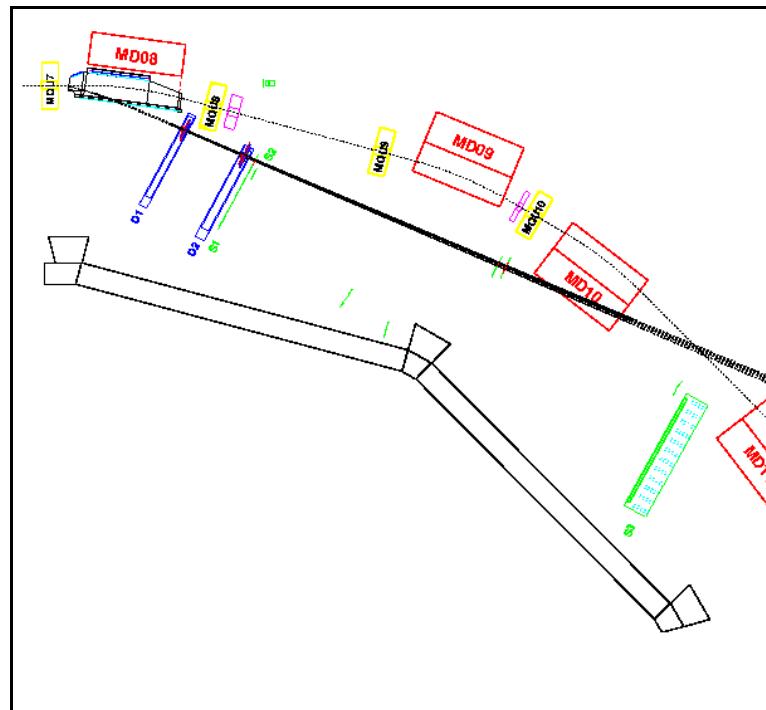


Abbildung 4.4: Monte-Carlo-Simulation bei  $p_{lab}=3390$  MeV/c: elastisch gestreute Protonen, die in den S1 und den S7 gestreut werden.

### Differentielle Wirkungsquerschnitte aus der Literatur

Differentielle Wirkungsquerschnitte für die elastische Proton–Proton Streuung sind von dem Experiment EDDA an COSY [26] vermessen worden. Hierbei handelt es sich ebenfalls um ein internes Experiment. Die Messungen wurden während der Beschleunigung der Protonen mit einem Polypropylen–Faden–Target durchgeführt. Für einen CM–Winkel von  $41^0$  (die gemessenen Daten decken einen Winkelbereich von  $41 \pm 1.5^0$  ab (siehe Abb. 4.3 a))) beträgt der differentielle Wirkungsquerschnitt bei einem Impuls von  $p_{lab} = 3326$  MeV/c (siehe Abbildung 4.3 b)):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}|_{\Theta^*=41^0} = (0.903 \pm 0.090) \text{ mb sr}^{-1} .$$

### Luminosität

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist winkelabhängig und verhält sich in dem betrachteten kleinen Winkelbereich in guter Näherung linear (Abbildung 4.3 b)). Da die Daten in dem betrachteten Winkelbereich homogen verteilt sind (Abbildung 4.3 a)), genügt es, den mittleren Wert zu nehmen. Daten für den exakten Impuls dieser Messung liegen leider nicht vor, aber da sich der Wirkungsquerschnitt bei der betrachteten Energie auf einem kleinen Intervall nicht sehr stark ändert (Abbildung 4.3 b)), kann der obige Wert in guter Näherung übernommen werden. Es ergibt sich bei einer Meßzeit von  $1.79 \cdot 10^5$  s folgende Luminosität:

$$L_{int} = (2.6 \pm 0.2) \cdot 10^{35} \text{ cm}^{-2}$$

$$L = (1.5 \pm 0.1) \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Die angegebenen Fehler ergeben sich aus der Statistik.

#### 4.2.2 $p_{lab}=2605$ MeV/c

Die folgende Analyse ist ähnlich der vorherigen, nur die Schnitte sind – entsprechend den unterschiedlichen kinematischen Bedingungen – anders gewählt. Auch hier war eine Kalibration des S7–Szintillators analog der vorher beschriebenen notwendig.

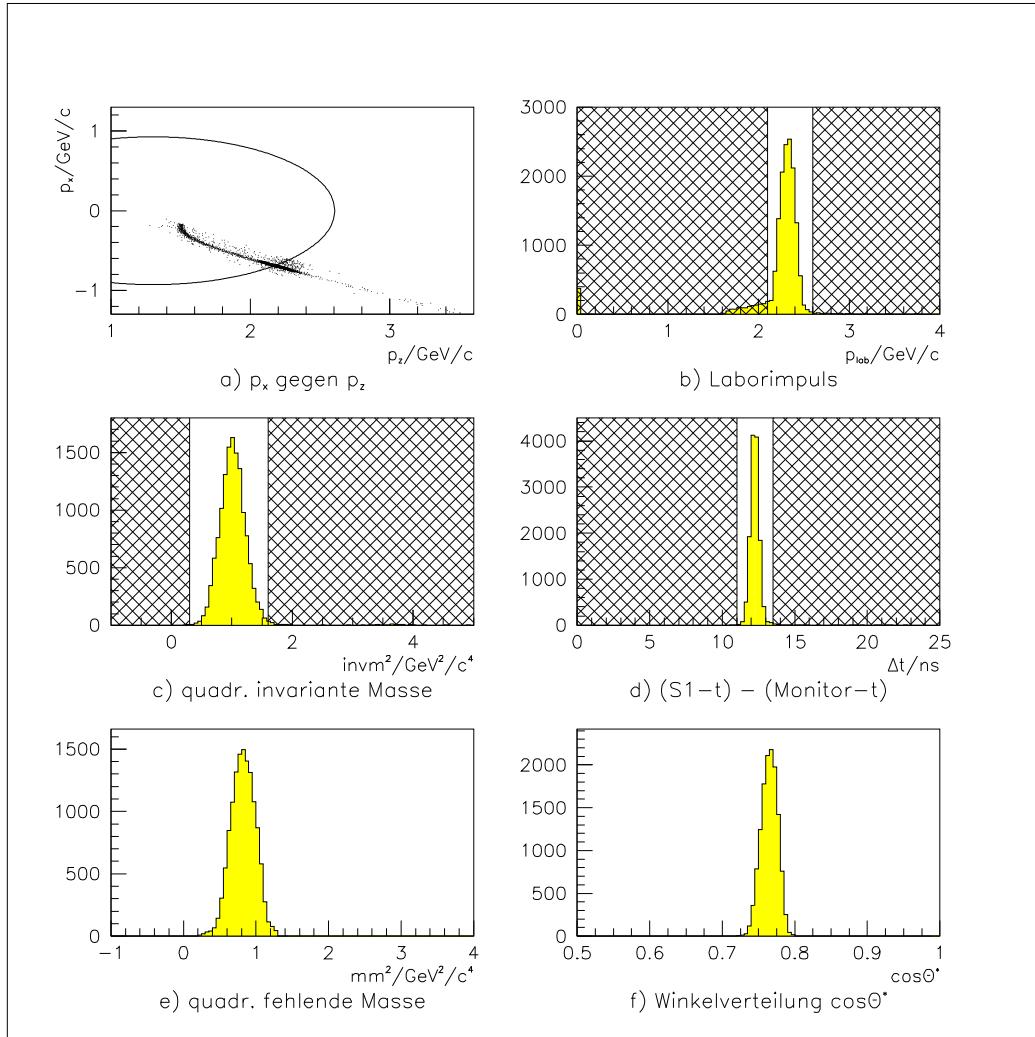


Abbildung 4.5: Analyse der Daten im Hinblick auf elastische Protonen bei  $p_{lab}=2605 \text{ MeV}/c$  (weggeschnittene Teile sind schraffiert markiert); in jedem Bild werden nur die beim vorherigen Schnitt herausgefilterten Daten verwendet.

### Zahl der gemessenen elastischen Ereignisse

Die Impulsverteilung nach dem durch die Triggerbedingung gegebenen Schnitt (Koinzidenz von S1, S7 und Monitor-Detektor) zeigt Abbildung 4.5 a). Im folgenden werden die einzelnen Schnitte zur Reduzierung auf elastische Protonen beschrieben:

1. Es wurden diejenigen Ereignisse verworfen, deren Laborimpuls mit einer Vertrauensgrenze von zwei Standardabweichungen nicht dem erwarteten entsprach (Abbildung 4.5 b)). Nach diesem Schnitt sind fast nur

noch Protonen übrig, wie in Abbildung 4.5 c) anhand der invarianten Masse gesehen werden kann.

2. Die wenigen noch vorhandenen Pionen und Deuteronen werden durch einen Schnitt auf die invariante Masse ausgeschlossen (Abbildung 4.5 c)).
3. Die Zeitdifferenz zwischen dem S1 und dem Monitor–Detektor muß in einem bestimmten Bereich (drei Standardabweichungen vom erwarteten Wert) liegen (Abbildung 4.5 d)).

Jetzt sind nur noch Ereignisse mit einer invarianten Masse, die der Protonenmasse entspricht, und einer fehlenden Masse, die ebenfalls der Protonenmasse entspricht (Abbildung 4.5 e)), vorhanden. Abbildung 4.5 f) zeigt die Winkelverteilung nach allen Schnitten. Gezählt werden nach Multiplikation mit dem Prescale–Faktor

$$N = 6207040 \pm 186211$$

Ereignisse (statistischer Fehler).

### Akzeptanz

Die Akzeptanz wird wie bei dem vorher analysierten Impuls mit Hilfe einer Geant–Monte–Carlo–Simulation mit einer Million elastischen Proton–Proton–Ereignissen berechnet. Sie beträgt (mit statistischem Fehler)

$$\Delta\Omega^* = (74.9 \pm 2.2) \cdot 10^{-4} \text{ sr} .$$

### Differentielle Wirkungsquerschnitte aus der Literatur

Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $pp \rightarrow pp$  ist von dem Experiment EDDA am COSY [26] bei  $p_{lab}=2606.9$  MeV/c vermessen worden [26] und beträgt für den Winkel, bei dem die hier gezeigten Daten gemessen wurden,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}|_{\Theta^*=41^\circ} = (2.027 \pm 0.074) \text{ mb sr}^{-1} .$$

Auf dem kleinen betrachteten Winkelbereich kann der differentielle Wirkungsquerschnitt als konstant angenommen werden.

### Luminosität

Mit diesen Daten folgt aus den Formeln 2.14 und 2.13 bei einer Meßzeit von  $2.6 \cdot 10^5$  s eine Luminosität von

$$\boxed{\begin{aligned} L_{int} &= (4.0 \pm 0.1) \cdot 10^{35} \text{ cm}^{-2} \\ L &= (1.6 \pm 0.5) \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \end{aligned}}$$

Die angegebenen Fehler folgen aus der Statistik.

Beim Vergleich der Auswertungen der beiden Strahlzeiten fällt auf, daß die entscheidenden Schnitte in unterschiedlicher Reihenfolge stattfinden. Bei der ersten Strahlzeit ( $p_{lab}=3390$  MeV/c) wurde auf Zeitdifferenz, Laborimpuls und fehlende Masse geschnitten. Bis auf einen minimalen Untergrund entspricht die invariante Masse der nach diesen Schnitten selektierten Daten der Protonenmasse. Bei der zweiten Strahlzeit ( $p_{lab}=2605$  MeV/c) wurde zuerst auf den Laborimpuls, dann auf invariante Masse und Zeitdifferenz geschnitten. Die fehlende Masse der nach diesen Schnitten selektierten Masse entspricht der Protonenmasse.

Unabhängig von der Reihenfolge der Schnitte wird das gleiche Ergebnis erzielt. Dadurch wird die Konsistenz beider Möglichkeiten zur Auswertung bestätigt.

## 4.3 Analyse der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$

Die Analyse der Reaktion  $pp \rightarrow d\pi^+$  erfolgt analog der der in Kapitel 4.2 beschriebenen Analyse der Reaktion  $pp \rightarrow pp$ ; da jedoch der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion wesentlich kleiner ist, muß darauf geachtet werden, daß elastische Protonen sofort von der Analyse ausgeschlossen werden. Dies gelingt durch Ausnutzen der unterschiedlichen Kinematik beider Reaktionen. Gelangen Deuteronen der Reaktion  $pp \rightarrow d\pi^+$  in den Szintillator des Dipol-Detektors, so können die Pionen in den ersten vier Segmenten des Detektors S1 (vom Strahlrohr aus gesehen) gefunden werden. Diese Verteilung ist für elastisch gestreute Protonen kinematisch nicht möglich. Deswegen ist der Trigger für diese Reaktion eine Koinzidenz zwischen dem Dipol-Detektor und dem S1. Zur Flugzeitmessung wurden bei der höheren Energie die Szintillatoren S1 und S7 verwendet. Auch hier sind die Rohdaten mit einem Prescale-Faktor untersetzt. Bei der niedrigeren Energie wurden der Szintillator S1 und die Szintillatorwand S3 benutzt.

### 4.3.1 $p_{lab}=3390 \text{ MeV}/c$

#### Zahl der gemessenen Ereignisse

Wie bei der Analyse der elastischen Protonen erhält man allein aufgrund der Selektion durch den Trigger (Dipol–Szintillator in Koinzidenz mit S1 und S7) noch keine eindeutig selektierten Ereignisse, wie anhand Abbildung 4.6 a) gesehen werden kann. Die möglichen Pionimpulse sind durch die eingezeichnete Ellipse dargestellt. Folgende Schnitte wurden verwendet, um die Pionen der gesuchten Reaktion herauszufiltern:

1. Aufgrund eines sehr großen Untergrundes, der durch Teilchen anderer Reaktionen gegeben ist, ist es schwierig, eindeutige Schnitte auf Impuls, invariante und fehlende Masse zu setzen. Diese Schnitte können bei einem zweimaligen Durchgang der Analyse aber wesentlich genauer gemacht werden. So kann ein Schnitt, der sich erst nach Selektion der Ereignisse nach den drei oben genannten Observablen als legitim erweist, beim zweiten Durchgang der Analyse vorgezogen werden. Dadurch wird der Untergrund so stark reduziert, daß die übrigen Schnitte eindeutig werden.

Da mit der untersuchten Reaktion ein Zwei–Teilchen–Ausgangskanal vorliegt, ist der Impuls des einen Teilchens durch den Impuls des anderen bestimmt. Dies wird ausgenutzt, indem der durch Driftkammerrekonstruktion berechnete horizontale Ort der Teilchen im S1 gegen die horizontal fortlaufend gezählte Silizium–Pads–Numerierung aufgetragen wird. Im S1 und S7 werden die Pionen selektiert, während die Deuteronen im Dipol nachgewiesen werden. Nach scharfen Schnitten auf Impuls, invariante und fehlende Masse erhält man über einem kleinen Untergrund eine deutliche Anhäufung in dem Bereich, wo die Deuteronen erwartet werden. Diese Anhäufung wird herausselektiert (Abbildung 4.6 b)). Die ortsabhängige Selektion hat noch einen weiteren Vorteil: durch die Schnitte auf Impuls, invariante und fehlende Masse kann die Reaktion  $pp \rightarrow pn\pi^+$  nicht ausgeschlossen werden, da das Deuteron ohne die Ortsbestimmung nur durch die fehlende Masse nachgewiesen wurde, die für letztere Reaktion nur um 0.1 % größer ist als für die untersuchte. Da es sich bei der Reaktion  $pp \rightarrow pn\pi^+$  aber um eine 3–Teilchen–Reaktion handelt, ist sie aufgrund der nicht eindeutigen Ortskorrelation des Protons im Dipol–Detektor weitgehend herausgefiltert. Der in dem selektierten Bereich noch vorhandene Untergrund wird mit 2 % bestimmt.

Nach Schnitt auf die Ortsabhängigkeit in den Silizium–Pads im Dipol können die folgenden Schritte eindeutig durchgeführt werden.

2. Die invariante Masse des in S1 und S7 detektierten Teilchens muß in-

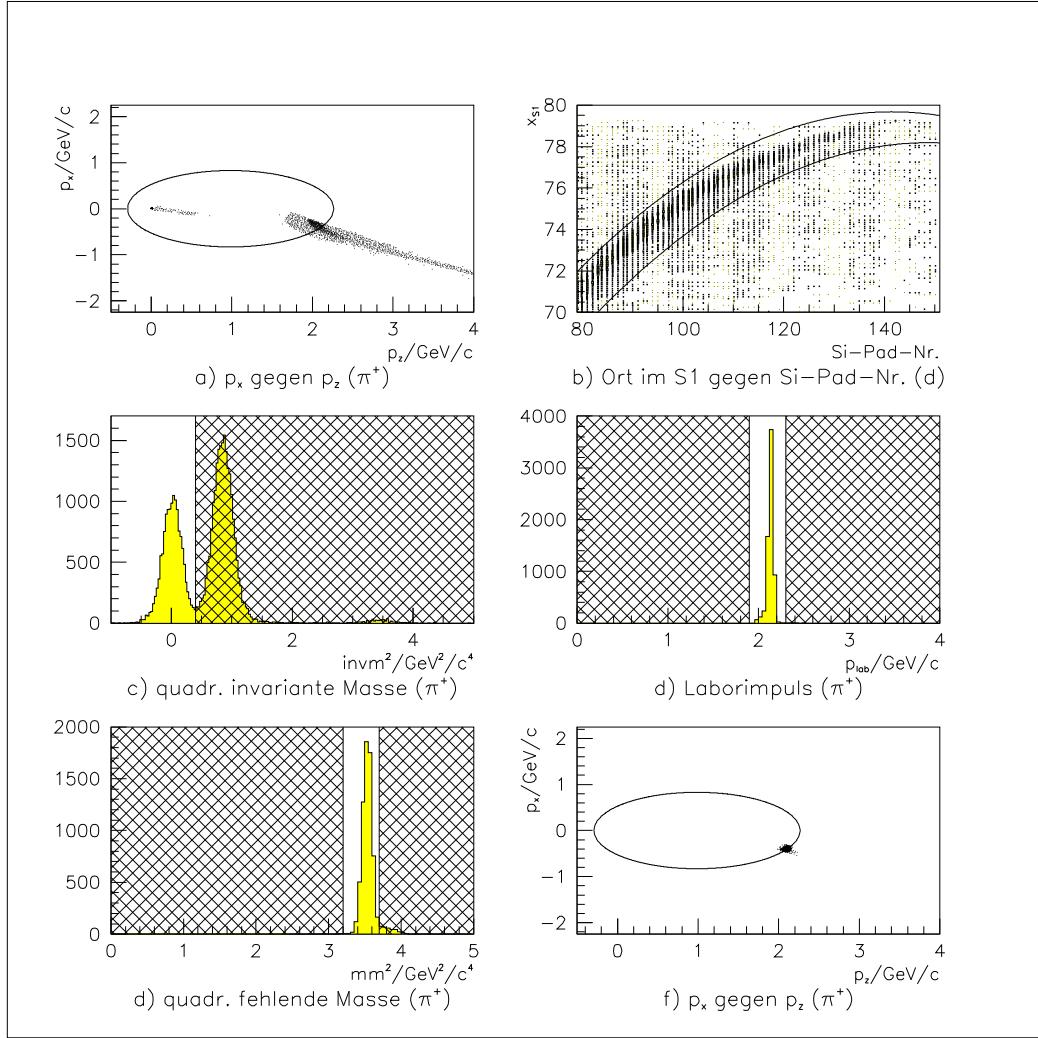


Abbildung 4.6: Analyse der Daten im Hinblick auf Pionen und Deuteronen bei  $p_{lab}=3390$  MeV/c (weggeschnittene Teile sind schraffiert markiert)

nerhalb einer Vertrauensgrenze von zwei Standardabweichungen der Pionmasse [24] entsprechen (Abbildung 4.6 c)).

3. Der Laborimpuls des im S1 detektierten Teilchens muß innerhalb des Bereiches liegen, der für Pionen des ( $\pi^+d$ )-Endzustandes erwartet wird (Abbildung 4.6 d)).
4. Die fehlende Masse bezüglich des in S1 und S7 detektierten Teilchens (Abbildung 4.6 e)) muß innerhalb einer Vertrauensgrenze von zwei Standardabweichungen mit der Masse des Deuterons [24] übereinstimmen.

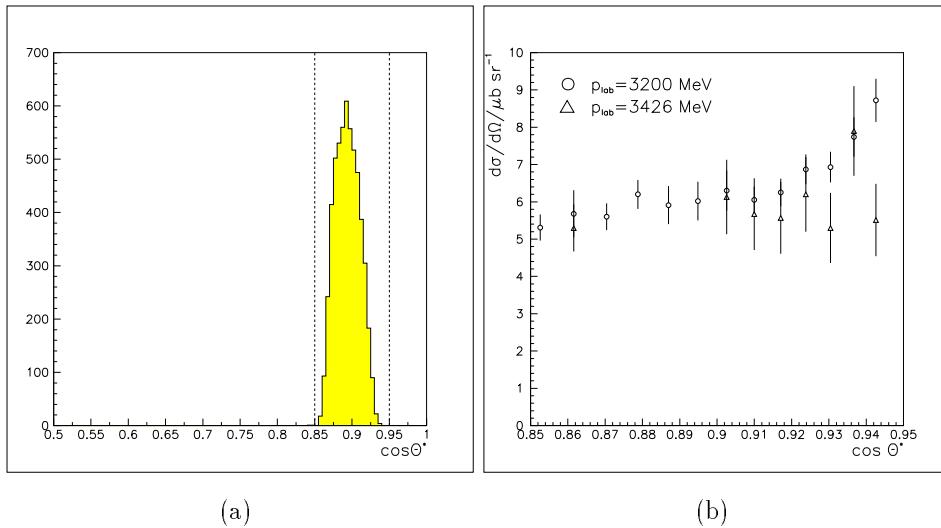


Abbildung 4.7: a) gemessene Winkelverteilung  $\cos \Theta^*$  bei  $p_{lab}=3390 \text{ MeV}/c$   
b) differentielle Wirkungsquerschnitte [27] im Bereich der gemessenen Winkelverteilung

Die übriggebliebenen Teilchen zeigen Impulsverteilungen, die scharf um die eingezeichnete Ellipse verteilt sind (Abbildung 4.6 f)). Abbildung 4.7 a) zeigt die Winkelverteilung. Nach Abzug des Untergrunds aus Abbildung 4.6 b erhält man  $5450 \pm 74$  Teilchen, die als Pionen aus der Reaktion  $pp \rightarrow d\pi^+$  identifiziert werden. Nach Multiplikation mit dem Prescale-Faktor ( $2^2$ ) entspricht dies einer Anzahl von

$$N = 21800 \pm 295$$

gemessenen Ereignissen. Der angegebene Fehler folgt aus der Statistik.

## Akzeptanz

Zur Bestimmung der geometrischen Akzeptanz werden Geant–Monte–Carlo–Simulationen gemacht. Hierzu wird die Reaktion mit einer Phasenraumverteilung generiert. Man erhält nach Formel 2.16 eine Akzeptanz (mit statistischem Fehler) von:

$$\Delta\Omega^* = (12.8 \pm 0.4) \cdot 10^{-3} \text{ sr} .$$

### Differentielle Wirkungsquerschnitte aus der Literatur

In dem betrachteten Winkelbereich sind am Bevatron (Lawrence Berkeley Laboratory) Messungen für den Impuls  $p_{lab}=3200$  MeV/c und  $p_{lab}=3426$  MeV/c durchgeführt worden [27]. Da diese sich innerhalb der Fehlergrenzen für die beiden Impulse nur unwesentlich unterscheiden (Abbildung 4.7 b)), kann in guter Näherung auf den hier gemessenen Impuls  $p_{lab}=3390$  MeV/c interpoliert werden. Die Winkelabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts kann auf dem kleinen hier betrachteten Winkelbereich vernachlässigt werden. Der Wirkungsquerschnitt beträgt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*}|_{\Theta^*=37^\circ} = (6.1 \pm 1.0) \mu\text{b sr}^{-1}.$$

### Luminosität

Damit ergibt sich bei einem Zeitintervall von  $1.79 \cdot 10^5$  s folgende Luminosität:

$$L_{int} = (2.8 \pm 0.6) \cdot 10^{35} \text{ cm}^{-2}$$

$$L = (1.6 \pm 0.3) \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Diese Werte stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit den gemessenen Werten aus der Luminositätsbestimmung mit Hilfe der Reaktion  $pp \rightarrow pp$  überein.

### Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$

Da der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $pp \rightarrow d\pi^+$  für den Impuls  $p_{lab}=3390$  MeV/c noch nicht gemessen wurde, bietet es sich an, auf dem umgekehrten Weg mit Hilfe der durch die Analyse der Reaktion  $pp \rightarrow pp$  bestimmten Luminosität und der gemessenen Zählrate den differentiellen Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion zu bestimmen. Bei einer Luminosität von

$$L = (2.6 \pm 0.2) \cdot 10^{35} \text{ cm}^{-2}$$

und einer Anzahl nachgewiesener Ereignisse von

$$N = 21800 \pm 295$$

ergibt sich bei einer Größe des Raumwinkels von

$$\Delta\Omega^* = (12.8 \pm 0.4) \cdot 10^{-3} \text{ sr}$$

nach Formel 2.14 bei einem Winkel

$\Theta = (26.7 \pm 2.5)^\circ$   
 folgender differentieller Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*}|_{\Theta^*=37^\circ} = (6.6 \pm 1.0) \mu\text{b sr}^{-1}$$

### 4.3.2 $p_{lab}=2605 \text{ MeV}/c$

Da Pionen bei diesem Impuls aufgrund ihrer geringeren Geschwindigkeit einen größeren Transversalimpuls im Laborsystem haben, wurden hier als Trigger neben dem Dipol-Szintillator und dem S1 die große Szintillatorwand S3 und der in Richtung Strahlrohr neben dem S3 stehende Szintillator S4 verwendet. Der S4 besteht aus drei beidseitig ausgelesenen Szintillatoren. Zuerst wurde die Luminosität mit dem System S1, Dipol-Szintillator und S4 bestimmt. Da der S4 in dieser Auswertung erstmals verwendet wird, ist zur Verifizierung des Ergebnisses die Analyse mit dem System S1, Dipol-Szintillator und S3 wiederholt worden.

## Analyse mit dem System S1, Dipol-Szintillator und S4

### Zahl der gemessenen Ereignisse

Um die Ereignisse der Reaktion  $pp \rightarrow d\pi^+$  herauszufiltern, ist ein Schnitt allein auf die Koinzidenz von einem Treffer im S1, im Dipol-Szintillator und im S4 nicht ausreichend. Die Verteilung der Impulse zeigt Abbildung 4.8 a). Um die Reaktion herauszufiltern, sind folgende Schnitte notwendig:

1. Die invariante Masse muß mit der Masse eines Pions übereinstimmen. In Abbildung 4.8 b) erkennt man deutlich den weggeschnittenen Peak, der auf der Protonenmasse liegt.
2. Der Laborimpuls muß innerhalb des Bereiches liegen, in dem die kinematisch erlaubten Werte liegen (Abbildung 4.8 c)).
3. Die fehlende Masse muß mit einer Vertrauensgrenze von zwei Standardabweichungen der Masse eines Deuterons entsprechen (Abbildung (4.8 d)).
4. Wie schon im Fall  $p_{lab}=3390 \text{ MeV}/c$  wird auf die Abhängigkeit zwischen dem Ort im S1 und in den Silizium-Pads im Dipol geschnitten. Deshalb

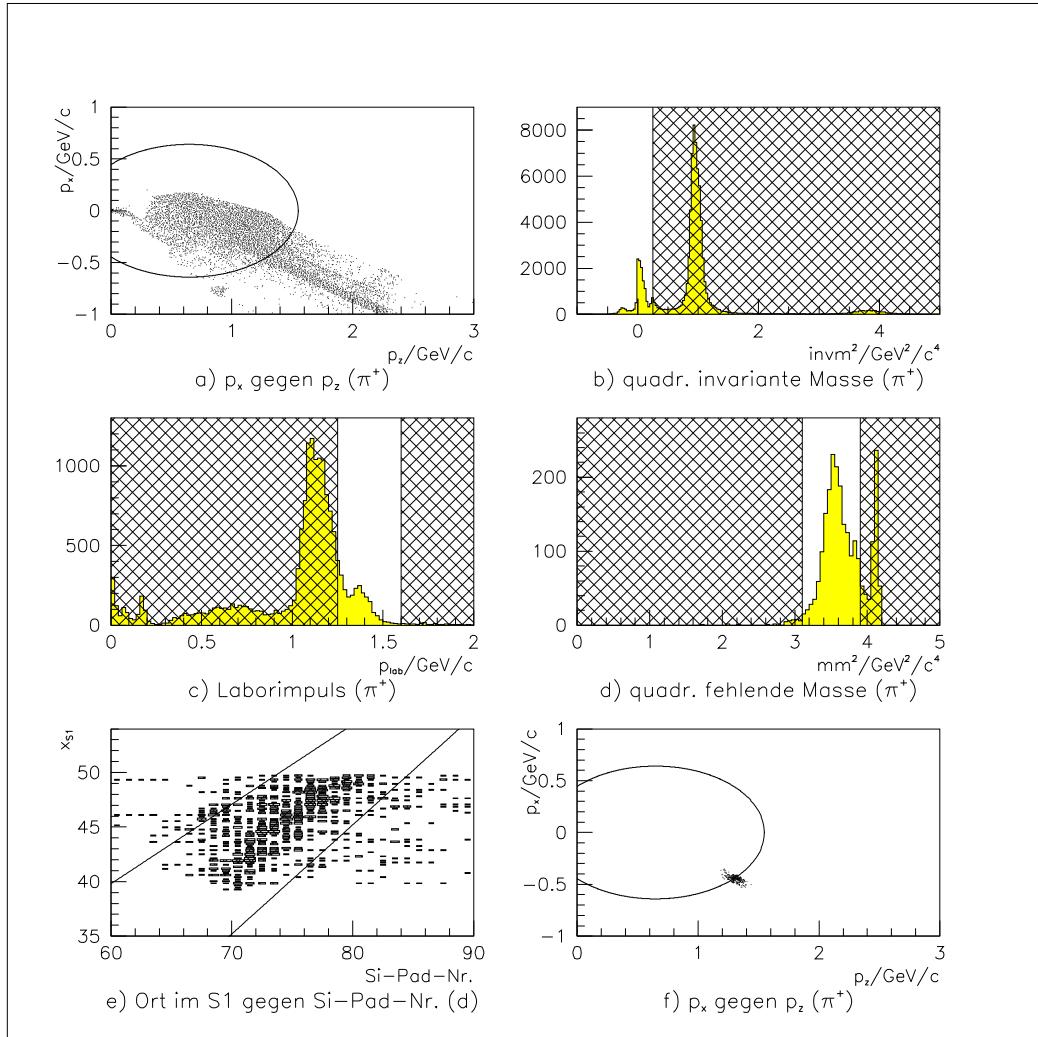


Abbildung 4.8: Analyse der Daten im Hinblick auf Pionen und Deuteronen bei  $p_{lab}=2605$  MeV/c und einem Trigger aus S1, Dipol-Szintillator und S4 (weggeschnittene Teile sind schraffiert markiert)

wird mindestens ein Eintrag zwischen den beiden in Abbildung 4.8 e) eingezeichneten Linien verlangt.

Nach diesen Schnitten enthalten die übriggebliebenen Daten alle Charakteristika eines Ereignisses der Reaktion  $pp \rightarrow d\pi^+$ . Die Impulse liegen jetzt um die Pionellipse verteilt (Abbildung (4.8 f)). Wie bei dem vorher untersuchten Impuls muß nur noch der Untergrund, der durch die Reaktion  $pp \rightarrow pn\pi^+$  gegeben ist, subtrahiert werden. Dieser Untergrund beträgt 6 %.

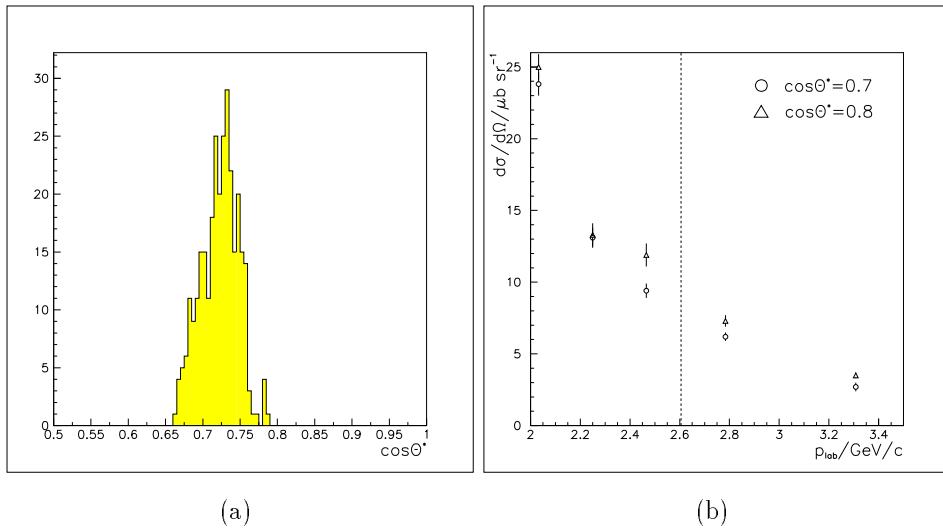


Abbildung 4.9: a) gemessene Winkelverteilung  $\cos \Theta^*$  bei  $p_{\text{lab}}=2605 \text{ MeV}/c$  und einem Trigger auf S1, Dipol-Detektor und S4  
b) differentielle Wirkungsquerschnitte [28] in der gemessenen Winkelverteilung als Funktion des Laborimpulses; die eingezeichnete Linie markiert den Impuls der untersuchten Messung

Aufgrund geringer Zählrate wurde der Trigger für diese Reaktion nicht mit einem Prescale-Faktor untersetzt. Nach Abzug des Untergrundes werden

$$N = 299 \pm 17$$

Ereignisse (statistischer Fehler) gezählt.

### Akzeptanz

Zur Bestimmung der Akzeptanz werden Monte-Carlo-Simulationen der betrachteten Reaktion gemacht. Die simulierten Ereignisse werden mit demselben Programm analysiert, mit dem auch die Daten selektiert wurden. Damit wurde ein Raumwinkelelement von

$$\Delta\Omega^* = (4.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-3} \text{ sr}$$

errechnet.

### Differentielle Wirkungsquerschnitte aus der Literatur

Bei Impulsen von  $p_{lab}=2470$  MeV/c und  $p_{lab}=2780$  MeV/c sind Daten von Messungen differentieller Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $pp \rightarrow d\pi^+$  am Brookhaven Cosmotron verfügbar [28]. Sie wurden mit einem externen Wasserstoff-Target durchgeführt. Die Ergebnisse sind für den in Betracht kommenden Winkelbereich (siehe Abbildung 4.9 a)) in Abbildung 4.9 b) dargestellt. Durch Interpolation erhält man einen differentiellen Wirkungsquerschnitt von

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*} |_{\Theta^*=43.5^\circ} = (8.0 \pm 1.0) \mu\text{b sr}^{-1}.$$

Der angegebene Fehler folgt aus der Winkel- und Impulsinterpolation.

### Luminosität

Mit den oben genannten Werten folgt nach den Formeln 2.14 und 2.13 bei einer Meßzeit von  $2.6 \cdot 10^5$  s eine Luminosität von

$$L_{int} = (9.1 \pm 2.9) \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}$$

$$L = (3.5 \pm 1.1) \cdot 10^{28} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Dieses Ergebnis liegt um mehr als eine Größenordnung unter dem Ergebnis, das durch Analyse der Reaktion  $pp \rightarrow pp$  bestimmt wurde. Die Möglichkeit eines falsch eingestellten Prescale-Faktors konnte nach eingehender Analyse der Rohdaten ausgeschlossen werden. Da die Möglichkeit bestand, daß eine Fehlfunktion des S4 vorlag, wurde die Analyse mit der Szintillatorwand S3 als Trigger neben dem S1 und dem Dipol-Detektor wiederholt. Im Gegensatz zum S4, der hier erstmals zur Analyse verwendet wurde, wird der S3 standardmäßig zur Flugzeitmessung benutzt.

## Analyse mit dem System S1, Dipol-Szintillator und S3

### Zahl der gemessenen Ereignisse

Nach einem Schnitt auf S1, Dipol-Szintillator und S3 zeigt die Laborimpulsverteilung (Abbildung 4.10 a)), daß noch Untergrund aus Konkurrenzreaktionen vorhanden ist. Zur Selektion der Reaktion  $pp \rightarrow d\pi^+$  werden zusätzlich noch folgende Schnitte angewandt:

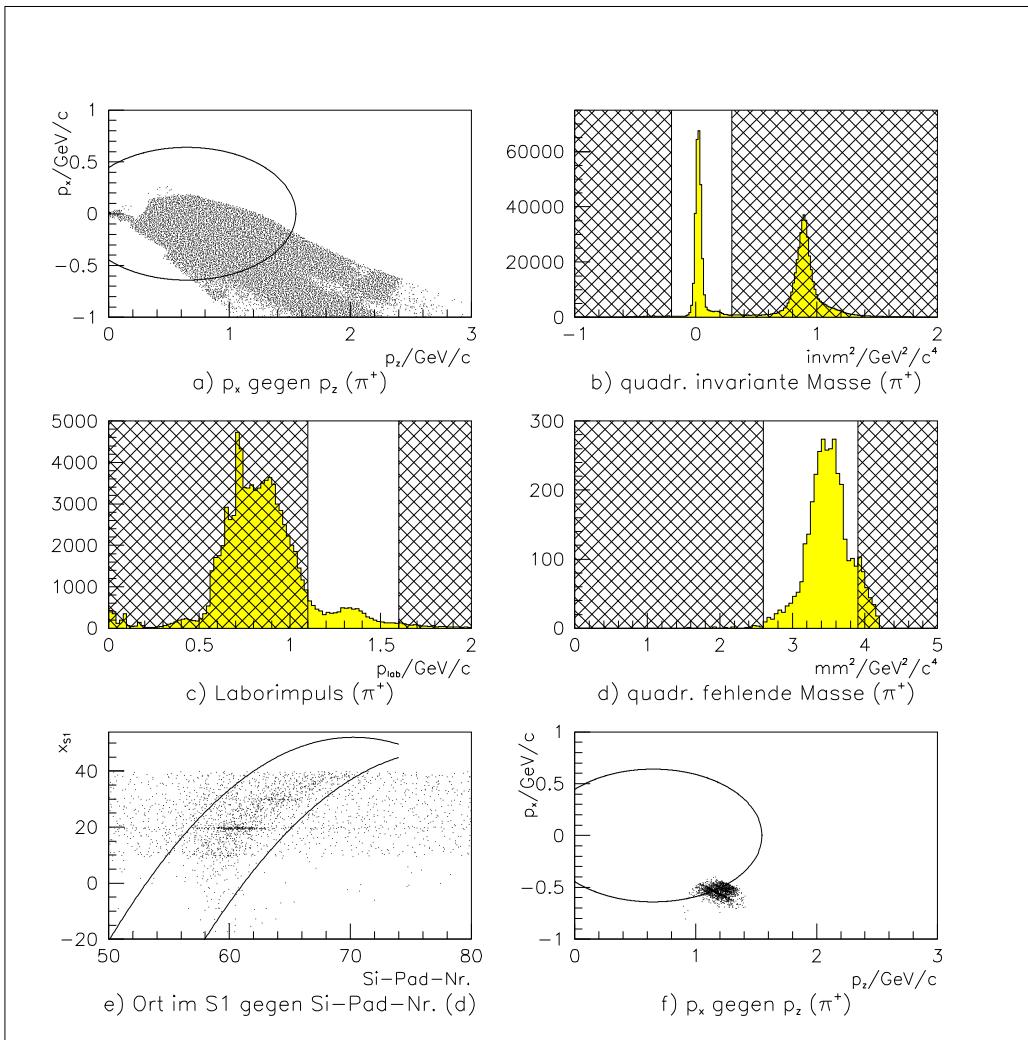


Abbildung 4.10: Analyse der Daten im Hinblick auf Pionen und Deuteronen bei  $p_{\text{lab}}=2605$  MeV/c und einem Trigger aus S1, Dipol-Szintillator und S3 (geschnittene Teile sind schraffiert markiert)

1. Da Pionen und Protonen aufgrund ihrer invarianten Masse sehr deutlich getrennt sind, bietet sich hier ein Schnitt auf die Pionen an (Abbildung 4.10 b)).
2. Es muß mindestens ein Silizium-Pad in dem Bereich getroffen worden sein, in dem die Deuteronen erwartet werden.
3. Der Laborimpuls muß innerhalb des Bereiches liegen, der für Pionen des  $(\pi^+d)$ -Endzustandes erwartet wird (Abbildung 4.10 c)).
4. Die fehlende Masse muß mit der Deuteronmasse übereinstimmen (Ab-

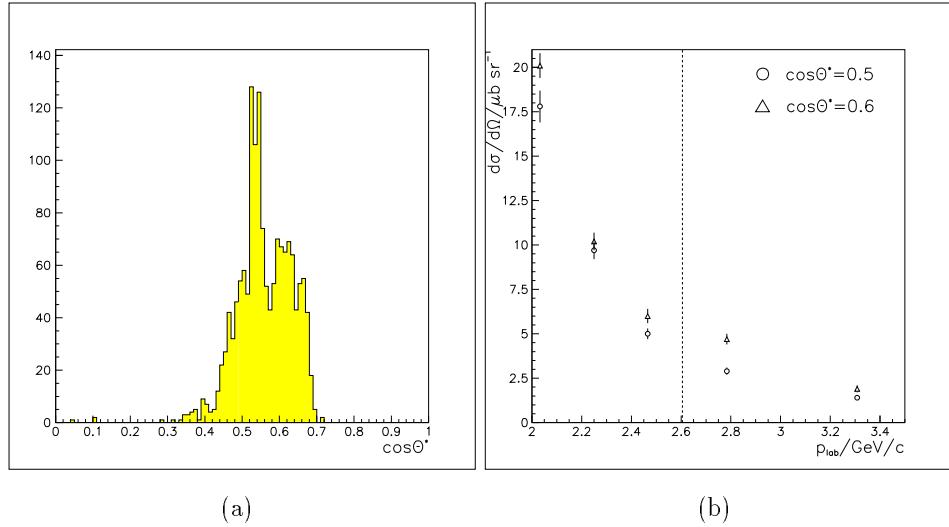


Abbildung 4.11: a) gemessene Winkelverteilung  $\cos \Theta^*$  bei  $p_{lab}=2605 \text{ MeV}/c$  und einem Trigger auf S1, Dipol–Detektor und S3  
b) differentielle Wirkungsquerschnitte [28] in der gemessenen Winkelverteilung als Funktion des Laborimpulses; die eingezeichnete Linie markiert den Impuls der untersuchten Messung

bildung 4.10 d)).

- Um die Reaktion  $pp \rightarrow pn\pi^+$  zu separieren, wurde auf die Ortsabhängigkeit der Treffer in S1 und Dipol–Szintillator geschnitten. Die Untergrundabschätzung beträgt 8 %.

Nach Abzug des Untergrundes werden

$$N = 1403 \pm 36$$

Ereignisse (statistischer Fehler) gefunden.

### Akzeptanz

Das Raumwinkelement wird durch Monte–Carlo–Simulationen bestimmt. Die generierten Ereignisse werden mit demselben Programm analysiert, mit dem auch die Daten separiert wurden. Die Akzeptanz beträgt

$$\Delta\Omega^* = (24.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-3} \text{ sr}.$$

### Differentielle Wirkungsquerschnitte aus der Literatur

Auch für den in dieser Analyse wichtigen Winkelausschnitt (Abbildung 4.11 a)) wurden am Bevatron Messungen durchgeführt [28]. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.11 b) zu sehen. Für den Impuls  $p_{lab} = 2605$  MeV/c folgt ein differentieller Wirkungsquerschnitt von:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*}|_{\Theta^*=55^\circ} = (4.5 \pm 1.0) \mu\text{b sr}^{-1}.$$

Der angegebene Fehler folgt aus der Winkel- und Impulsinterpolation.

### Luminosität

Mit diesen Werten folgt bei einer Meßzeit von  $2.6 \cdot 10^5$  s eine Luminosität von

$$L_{int} = (1.3 \pm 0.4) \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}$$

$$L = (5.0 \pm 1.9) \cdot 10^{28} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Dieses Ergebnis stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Ergebnis überein, das durch die Analyse von Treffern im S1, Dipol-Detektor und S4 erhalten wurde und ist damit ebenfalls um mehr als eine Größenordnung kleiner als die mit der Reaktion  $pp \rightarrow pp$  errechnete Luminosität. Mögliche Gründe für die Abweichung werden in Kapitel 4.5 diskutiert.

## 4.4 Vieldrahtproportionalkammern in Verbindung mit Szintillatoren als Luminositätsmonitor

Das Hauptziel bei der Anwendung der Kammern besteht darin, die Position des Strahl-Target-Überlapps zu bestimmen. Diese kann nicht absolut bestimmt werden, sondern nur in Projektion senkrecht zur Strahlebene. Hierbei wird ausgenutzt, daß in den beiden Kammern bei Koinzidenz der beiden triggernden Szintillatoren fast ausschließlich elastische Protonen nachgewiesen werden. Da es sich bei dieser Reaktion um eine Zwei-Teilchen-Reaktion handelt, befinden sich die beiden Protonen in einer den Protonenstrahl enthaltenden Reaktionsebene.

Zusätzlich wird die Rate der koinzidenten Treffer beider Szintillatoren als Online-Luminositätsmonitor genutzt. Sie wird zusammen mit den Scaler-Werten der anderen Trigger direkt während der Datenaufnahme auf den Bildschirm des Datenaufnahmecomputers gegeben. Anhand der Zählrate kann die Luminosität dann ständig überwacht werden. Den Aufbau zur Datenaufnahme zeigt Abbildung 4.12.

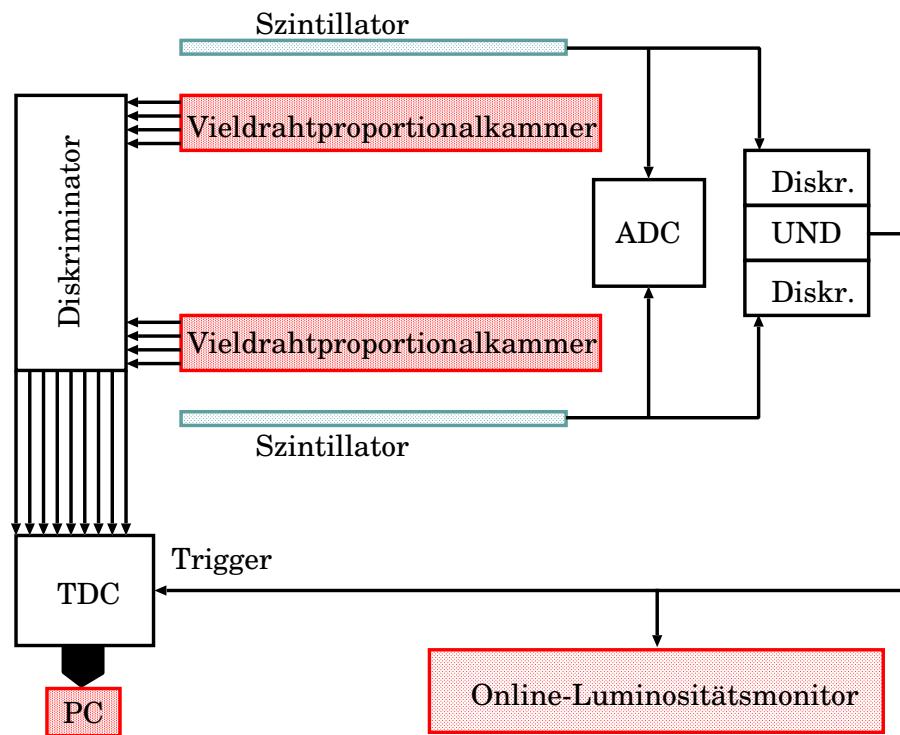


Abbildung 4.12: Aufbau zur Online-Messung der Luminosität und zur Bestimmung der Targetposition

#### 4.4.1 Nutzung als Online–Luminositätsmonitor

Die koinzidente Zählrate der beiden triggernden Szintillatoren eignet sich besonders gut zur ständigen Überwachung der Luminosität, da die Zählrate dieser Szintillatoren (sogar in Koinzidenz) viel größer ist als die der anderen Detektoren des COSY–11–Detektorsystems. Dies ist dadurch bedingt, daß aufgrund des vergleichsweise großen Wirkungsquerschnitts ein Hauptteil der in den beiden Szintillatoren nachgewiesenen Teilchen elastisch gestreute Protonen sind, die einen sehr großen Wirkungsquerschnitt haben. Da die Zählrate so groß ist, können Schwankungen in der Luminosität sofort durch eine deutliche Änderung der Zählrate entdeckt werden.

Ein Beispiel hierfür zeigt Bild 4.13, wo mehrere Zyklen bei dem Impuls  $p_{lab}=2605$  MeV/c von einem Zyklus mit dem Impuls  $p_{lab}=2377$  MeV/c unterbrochen wurden (Superzyklus). Hierbei entspricht die Zählrate von ca.  $500 s^{-1}$  der koinzidenten Zählrate der Kammerszintillatoren bei dem Impuls  $p_{lab}=2605$  MeV/c. Der Anstieg der Zählrate im 2. Zyklus auf ca.  $800 s^{-1}$  ist auf einen höheren Wirkungsquerschnitt bei dem Impuls  $p_{lab}=2377$  MeV/c zurückzuführen. Durch diese Änderung ist es bei Superzyklen mitvergleichsweise großen Impulsänderungen möglich, allein durch Vergleich des Scaler–Wertes des Luminositätsmonitors mit einem der anderen Scaler–Werte auf den Impuls des COSY–Strahls zu schließen.

#### 4.4.2 Positionsbestimmung des Targets

Durch die Ortsbestimmung in den Vieldrahtproportionalkammern ist es möglich, auf die Position des Targets bzw. des Wechselwirkungspunktes von Strahl und Target in Projektion zu schließen. Zur Auswertung der Daten werden die gemessenen Orte beider Kammern senkrecht zur Strahlrichtung

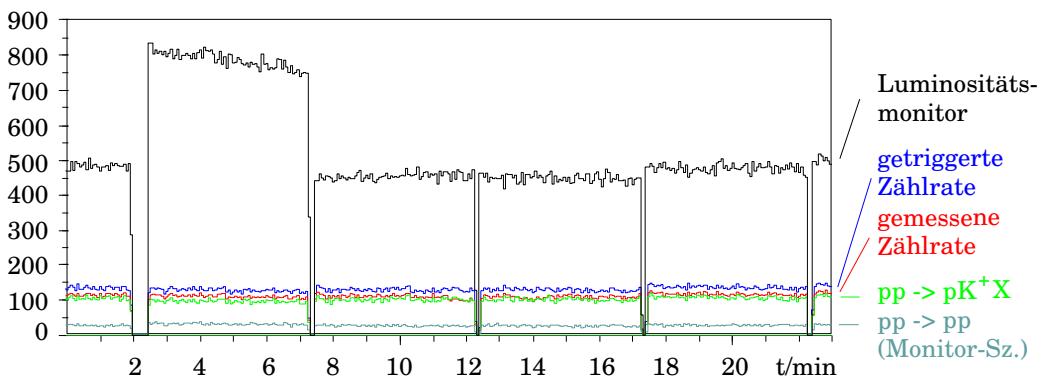


Abbildung 4.13: Koinzidente Zählrate der Szintillatoren bei den Vieldrahtproportionalkammern im Vergleich mit der zum Teil untersetzten Zählrate anderer Trigger

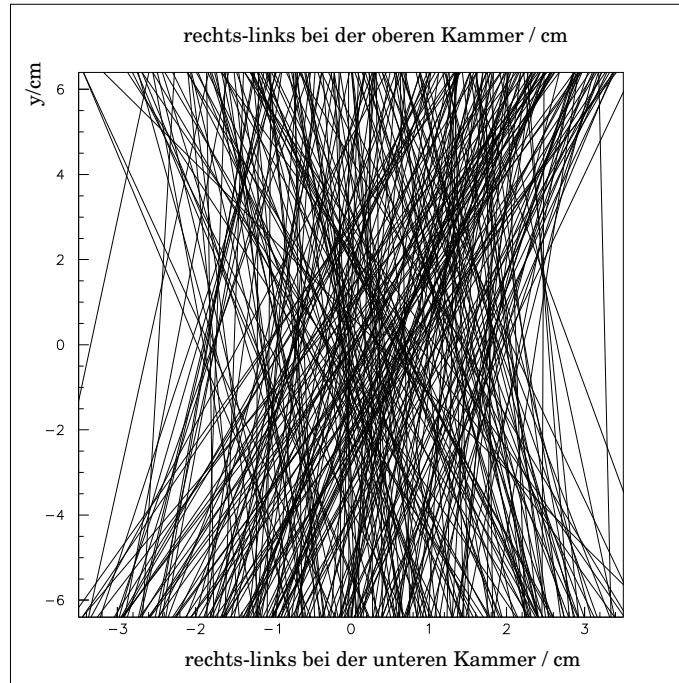


Abbildung 4.14: Verbindungslien

(rechts-links-Ebene) folgendermaßen aufgetragen: bei koinzidentem Signal wurde an der oberen Seite des Diagramms der Ort in der oberen Kammer, an der unteren Seite der Ort in der unteren Kammer aufgetragen und beide Punkte dann verbunden (Abbildung 4.14). Diese Linie stellt die Reaktions-ebene der beiden elastischen Protonen in Projektion senkrecht zur Strahl-richtung dar. Zur quantitativen Auswertung wird durch dieses Diagramm ein Schnitt bei  $y=0$  (entspricht der Ebene, in der der Protonenstrahl liegt) gemacht und die einzelnen Linien durch Eintragung in ‚Bins‘ aufaddiert.

Dann ergeben sich Verteilungen wie in Abbildung 4.15, wo Ergebnisse der Simulationen für verschiedene Reaktionen und eine mit dem Zufallsgenerator erzeugte Verteilung gezeigt werden. Man sieht für die elastischen Protonen einen Peak über einem Untergrund, der hauptsächlich durch hadronische Wechselwirkung verursacht wird. Dieser Effekt ist groß, da die Protonen die 1.2 mm dicke Eisenplatte der Streukammer durchqueren müssen. Zur Analyse des Untergrundes wurden die Reaktionen  $pp \rightarrow pn\pi^+$  und  $pp \rightarrow pp\pi^0$  betrachtet. Für diese beiden Drei-Teilchen-Reaktionen sieht man keinen so scharfen Peak, da es keine Reaktionsebene wie bei einer Zwei-Teilchen-Reaktion gibt. Trotzdem zeigen beide Verteilungen einen höheren Peak als die, die mit dem Zufallsgenerator erzeugt wurde, da auch in einer Drei-Teilchen-Reaktion noch eine Verbindung zwischen den Ejektilen besteht

Der Untergrund durch andere Reaktionen ist zu einem großen Teil von der

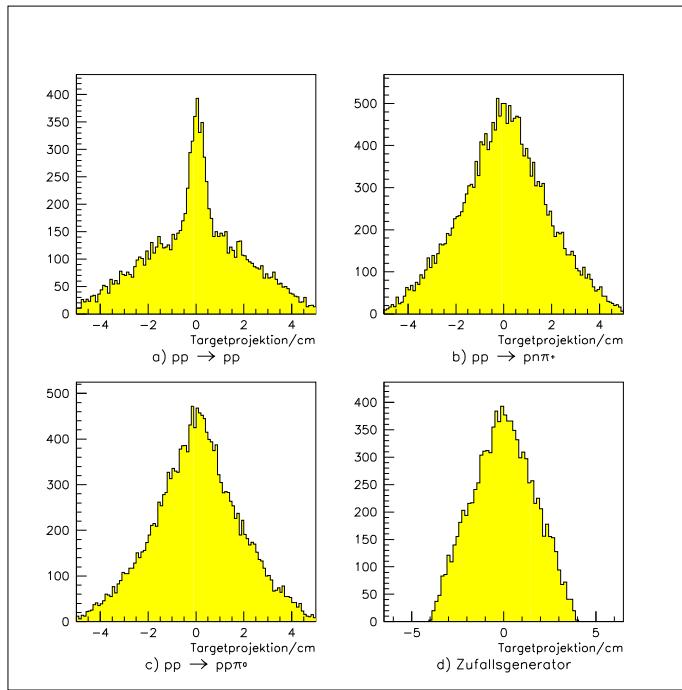


Abbildung 4.15: Monte–Carlo–Simulationen: a)–c) Projektionen des Targets für verschiedene Reaktionen bei  $p_{lab} = 2620$  MeV/c ; d) mit dem Zufallsgenerator erzeugt

gesuchten Reaktion zu trennen, indem auf die Ortsabhängigkeit der elastischen Protonen geschnitten wird. Diese sind aufgrund ihres großen Öffnungswinkels nur auf der zum Target weisenden Seite der Kammer und vermehrt an

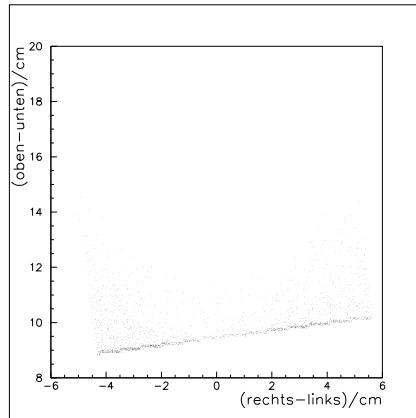


Abbildung 4.16: Verteilung der elastischen Protonen in einer Kammer bei Koinzidenz mit der anderen (MC)

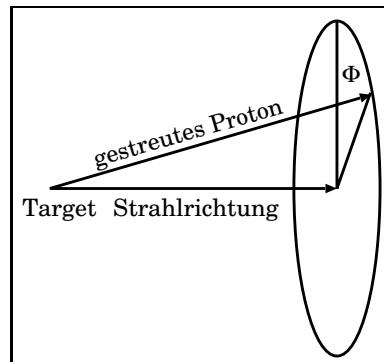


Abbildung 4.17: Winkel  $\Phi$

den Rändern der Kammern zu finden, wie gut auf Abbildung 4.16 zu erkennen ist. Die leichte Verdrehung ist auf eine Transformation in ein Referenzsystem zurückzuführen, das gegenüber dem Targetsystem um einen kleinen Winkel gedreht ist. Die Kinematik wurde dadurch nicht verändert. Die Teilchen der Untergrundreaktionen verteilen sich homogen mit einer geringen Anhäufung in Richtung Target über die gesamte Kammer.

Es wurden mehrere Messungen bei einem Impuls von  $p_{lab}=2620$  MeV/c durchgeführt. Zunächst wurde der Protonenstrahl des COSY mit Standardoptik direkt auf das Target gelenkt. Danach wurde der Strahl bei ansonsten gleichen Bedingungen 2 mm nach rechts bzw. 2 mm nach links abgelenkt.

Ergebnisse für die Messung, bei der der Strahl direkt auf das Target gelenkt wurde, werden im folgenden ausführlich dargestellt.

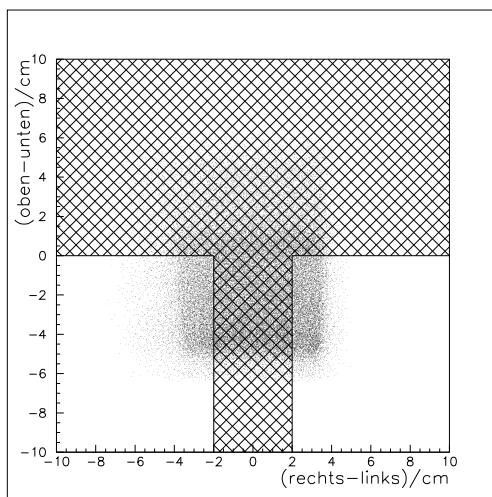


Abbildung 4.18: Ort in einer Kammer

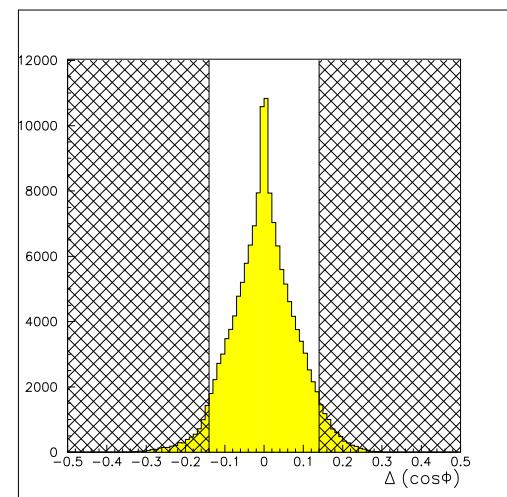


Abbildung 4.19: Abweichung der Winkel  $\Phi$

Als erstes wurde auf den Ort des Treffers in jeder Kammer geschnitten. Auf Bereiche, in denen kinematisch kein elastisches Ereignis liegen kann, wurde vollständig verzichtet (schraffierte Bereiche in Abbildung 4.18). Da nur die Reaktion  $pp \rightarrow pp$  von den hier zu findenden Reaktionen eine Zwei-Teilchen-Reaktion ist, kann zusätzlich noch auf die Reaktionsebene geschnitten werden. Diese ist durch die Auslenkung der jeweiligen Teilchenspur aus der z-Richtung (senkrecht zum Strahl) charakterisiert. Bei Auslenkung des einen elastischen Protons mit einem Winkel  $\Phi$  muß das andere Proton um den Winkel  $-\Phi$  (Abbildung 4.17) in die andere Richtung ausgelenkt werden. Dieser Schnitt ist in Abbildung 4.19 (schraffierte Fläche) zu sehen.

Nach diesen Schnitten kann der Peak, der durch die als elastische Protonen identifizierten Teilchen erzeugt wurde, klar von dem Untergrund getrennt werden.

Das Ergebnis dieser Messung zeigt Abbildung 4.20. Man erkennt deutlich den Peak in der Mitte, der von sich diagonal gegenüberliegenden Teilchenspuren (zum Beispiel in der oberen Kammer in der rechten Hälfte und in der unteren Kammer in der linken Hälfte) in den Kammern gebildet wird.

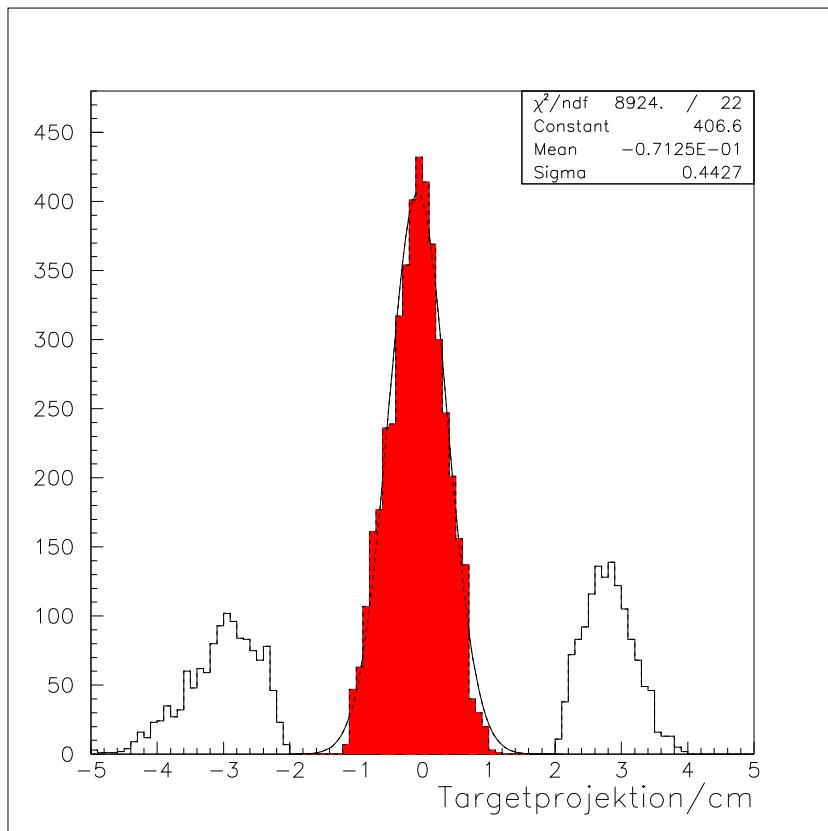


Abbildung 4.20: Targetprojektion mit klar trennbarem Untergrund

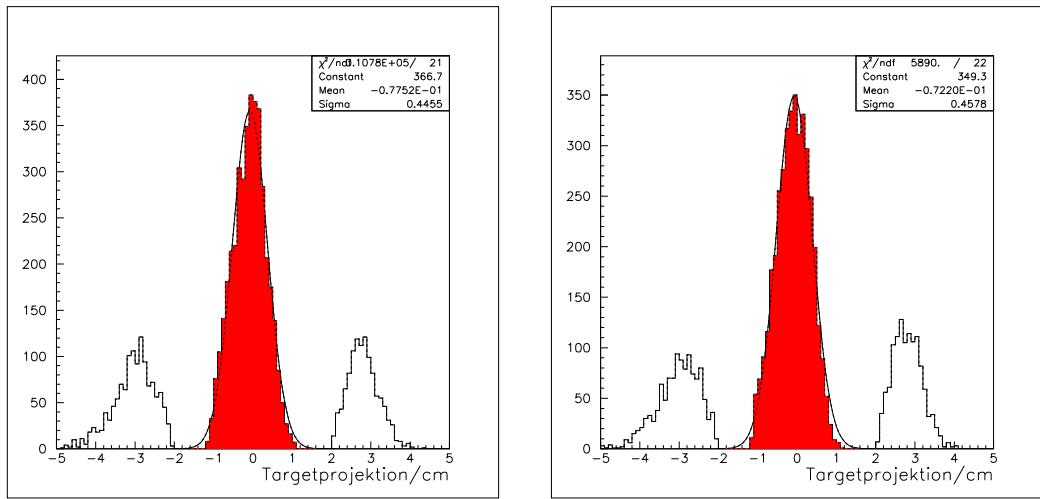


Abbildung 4.21: Auslenkung des Strahls um 2 mm nach rechts

Abbildung 4.22: Auslenkung des Strahls um 2 mm nach links

Daneben befindet sich auf jeder Seite jeweils noch ein Peak. Diese beiden Peaks werden durch Untergrund (andere Reaktionen) gebildet, bei dem sich die Teilchenspuren in den Kammern senkrecht gegenüberliegen (Einträge in beiden Kammern entweder auf der rechten oder auf der linken Hälfte).

An den mittleren Peak kann eine Gaußkurve mit einem  $\sigma = (4.4 \pm 0.1)$  mm angepaßt werden. Der Schwerpunkt liegt in guter Näherung bei Null, was bei einem gut ausgeleuchteten Target den Erwartungen entspricht.

$2\sigma = (8.8 \pm 0.2)$  mm entspricht mit großer Genauigkeit dem Durchmesser des Targets, der als ca. 9 mm bestimmt wurde [6]. Hierbei muß jedoch beachtet werden, daß die Gaußkurve eine Faltung von Targetdurchmesser und Ortsauflösung der Kammern darstellt.

Die Ergebnisse der anderen Messungen, bei denen der Strahl 2 mm nach rechts bzw. nach links ausgelenkt wurde, sind in den Bildern 4.21 und 4.22 zu sehen.

Es wurde ein  $\sigma = (4.5 \pm 0.1)$  mm für den nach rechts ausgelenkten und ein  $\sigma = (4.6 \pm 0.1)$  mm für den nach links ausgelenkten Strahl gemessen. Der Schwerpunkt liegt bei diesen beiden Messungen ebenfalls in guter Näherung bei Null. Dies ist nicht anders zu erwarten, da es sich bei der benutzten Strahloptik um Standardoptik handelt.

Bei Standardoptik ist der Strahl am COSY-11-Target aufgrund großer Dispersion so weit aufgeweitet, daß er auch bei einer Verschiebung von 2 mm noch das Target vollständig ausleuchtet. Deswegen wurde eine spezielle COSY-11-Strahloptik entwickelt [23], die die Dispersion am Target auf fast Null verkleinert. Diese verbesserte Strahloptik wird nur bei COSY-11-Strahlzeiten

verwendet und konnte bei dieser Messung, die außerhalb der Strahlzeit stattfand, aufgrund aufwendiger Einstellung nicht verwendet werden.

Deshalb ist zu erwarten, daß die Bestimmung des Targetorts bei den zukünftigen Einsätzen während der Strahlzeit noch genauer gelingen wird.

Für den zukünftigen Gebrauch steht ein Handbuch zur Handhabung sowohl des Luminositätsmonitors selbst als auch des ebenfalls anwendungsbereiten Auswertungsprogrammes zur Verfügung.

## 4.5 Vergleich der Ergebnisse

Die Luminosität einer Strahlzeit wurde sowohl berechnet als auch durch Analyse der Reaktionen  $pp \rightarrow pp$  und  $pp \rightarrow d\pi^+$  bestimmt. Für eine zweite Strahlzeit wurden ebenfalls die beiden Analysen verglichen. Die Ergebnisse finden sich in der untenstehenden Tabelle.

Impuls/MeV/c	$L_{Rechnung}/\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$L_{pp}/\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$L_{d\pi^+}/\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
3390	–	$1.5 \pm 0.1 \cdot 10^{30}$	$1.6 \pm 0.3 \cdot 10^{30}$
2605	$1.0 \pm 0.3 \cdot 10^{29}$	$4.1 \pm 0.4 \cdot 10^{29}$	$4.3 \pm 2.1 \cdot 10^{28}$

Bei dem Impuls 3390 MeV/c stimmen die Ergebnisse der beiden Analysen innerhalb der Fehlergrenzen sehr gut überein. Der Fehler bei der Reaktion  $pp \rightarrow d\pi^+$  ist etwas größer, was auf den schlechter bekannten Wirkungsquerschnitt zurückzuführen ist. Bei dieser Strahlzeit kann diese zweite Analyse sehr gut als Vergleichsmöglichkeit genutzt werden. Zusätzlich kann sogar umgekehrt aus der durch die Reaktion  $pp \rightarrow pp$  bestimmten Luminosität der differentielle Wirkungsquerschnitt für den untersuchten Raumwinkelbereich bestimmt werden.

Bei dem Impuls 2605 fallen mehrere Unstimmigkeiten auf:

Der errechnete Wert der Luminosität ist um einen Faktor vier kleiner als der durch Analyse der Reaktion  $pp \rightarrow pp$  erhaltene. Dies kann auf mehrere Gründe zurückgeführt werden:

1. Die Saugleistung der Kammer ist nicht identisch mit der Saugleistung der angeschlossenen Pumpe. Abweichungen können dadurch bedingt sein, daß der Clusterstrahl direkt in die Pumpe geschossen wird. Die Saugleistung kann ebenfalls durch die an der Pumpe angeschlossenen Cryopumpen verbessert werden.
2. Die Formeln zur Berechnung der Dichte der Targetprotonen behandeln den Clusterstrahl als normales Gas. Es wurde bis jetzt noch keine Formel gefunden, in die die Eigenschaft der Clusterbildung eingeht. Deshalb kann die reale Dichte größer sein als berechnet.

Eine zweite Unstimmigkeit fällt hier bei der Analyse der Reaktion  $pp \rightarrow d\pi^+$  auf. Das Ergebnis ist um eine ganze Größenordnung kleiner als das mit der Reaktion  $pp \rightarrow pp$  bestimmte. Verschiedene Fehlerquellen konnten ausgeschlossen werden:

1. Falscher Prescale-Faktor: ein Prescale-Faktor von  $2^0 = 1$  konnte bei der Analyse von Rohdaten verifiziert werden.
2. Fehlfunktion der Szintillatoren des S4: Da die Analyse mit dem Detektor S3 mit gleichem Ergebnis wiederholt wurde, ist auch dieser Fehler ausgeschlossen.

3. Fehlfunktion des Dipol-Detektors: Der Dipol-Detektor wurde mit Hilfe der Silizium-Pads untersucht. Da er beidseitig ausgelesen wird, konnte die Zeitdifferenz der beiden Signale gegen den Ort in dem Silizium-Pad-Detektor aufgetragen werden, in dem ein Treffer vorlag (ähnlich wie bei der Bestimmung der Ortsauflösung der Vieldrahtproportionalkammern).
4. Eine Fehlfunktion des S1 kann ausgeschlossen werden, da er als Trigger für beide Reaktionen benutzt wird.

Eine Erklärung für das Ergebnis ist durch folgendes Problem gegeben: Da das Pion nur einen sehr kleinen Weg in dem Magnetfeld zurücklegt, könnte es möglich sein, daß das Analyseprogramm den Impuls nicht richtig rekonstruieren kann. Wenn dies nicht möglich ist, werden die Ereignisse verworfen. Dies könnte hier bei 90 % der Ereignisse der Fall gewesen sein. Da sich die Pionen bei der zuerst analysierten hohen Energie in einem kleineren Vorwärtskegel bewegen und mit einem Detektor analysiert werden, der weiter in der Vorwärtsrichtung liegt (S7), tritt dieses Problem dort nicht auf. Auch bei der niedrigen Energie können die Pionen den S7 noch erreichen und fliegen dann lange genug durch das Magnetfeld, um rekonstruiert zu werden; da der S7 für diese Strahlzeit aber nicht im Trigger der untersuchten Reaktion lag, konnte mit den Detektoren S1, Dipol-Detektor und S7 die Analyse nicht wiederholt werden. Für zukünftige Strahlzeiten ist es empfehlenswert, den S7 wieder in den Trigger mitaufzunehmen und die Analyse damit zu machen.

### Abschließender Vergleich der Methoden

Die Analyse der Reaktion  $pp \rightarrow pp$  ist am besten, da sie den kleinsten Fehler beinhaltet. Zur Abschätzung der Luminosität (zum Beispiel während einer Strahlzeit) kann die Berechnung genutzt werden, da sie schnell durchgeführt werden kann, während für die ständige Überwachung während der Strahlzeit der neu entwickelte Luminositätsmonitor genutzt werden kann. Hiermit kann zusätzlich die genaue Position des Targets bestimmt werden. Neben der Analyse der Reaktion  $pp \rightarrow pp$  kann zur Überprüfung des Ergebnisses ebenfalls die Reaktion  $pp \rightarrow d\pi^+$  analysiert werden, wobei darauf geachtet werden muß, daß die Pionen weit genug durch das Magnetfeld fliegen, um rekonstruiert zu werden.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung

Für das Experiment COSY-11 wurde ein Luminositätsmonitor (Vieldrahtproportionalkammern in Verbindung mit Szintillatoren) entwickelt, mit dem sowohl die Luminosität online während der Strahlzeit überwacht werden als auch die Targetposition in Projektion bestimmt werden kann. Das System steht zur weiteren Anwendung bei den nächsten Strahlzeiten zur Verfügung. Die Ortsauflösung der Vieldrahtproportionalkammern wurde bestimmt, bevor diese mit zwei als Trigger dienenden Szintillatoren in das Experiment eingebaut wurden. Die Detektoranordnung wurde in das bestehende Monte-Carlo-Simulationsprogramm, in dem das gesamte COSY-11-Detektorsystem vorhanden ist, eingebaut. Zur Analyse der Daten wurde ein Auswertungsprogramm entwickelt. Erste Daten wurden bereits aufgenommen und zeigen die Funktionsfähigkeit des Detektorsystems.

Weiterhin wurden verschiedene Arten der Luminositätsbestimmung verglichen: die Berechnung aus verschiedenen gemessenen und errechneten Variablen, die Analyse der Reaktion  $pp \rightarrow pp$  und die Analyse der Reaktion  $pp \rightarrow d\pi^+$ . Die Analyse der letztgenannten Reaktion wurde zum ersten Mal in diesem Experiment zur Luminositätsbestimmung genutzt.

# Literaturverzeichnis

- [1] Johann Wolfgang von Goethe, Werke Kommentare und Register, Hamburger Ausgabe in 14 Bänden, Band 13, Naturwissenschaftliche Schriften I
- [2] R. Maier et al., Operational Characteristics of the COSY Electron Cooler, Proc. EPAC94, London (1994) 1200
- [3] R. Maier, Nuclear Instruments and Methods A 390 (1997)
- [4] W. Oelert et al., COSY Proposal No. 11, IKP-KFA (1988)
- [5] C. Quentmeier, Aufbau eines Clustertargets und systematische Untersuchungen zur Clusterproduktion, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Januar 1997
- [6] H. Dombrowski et al., Nuclear Physics A626 (1997) 427c
- [7] K. Wille, Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen, Teubner Verlag, Stuttgart 1992
- [8] H. R. Koch, Reaction Rates in Internal Solid State Targets, Institut für Kernphysik, Forschungszentrum Jülich
- [9] GEANT-Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013, CERN, Geneva 1993
- [10] G. Charpak et al., Nuclear Instruments and Methods 62 (1968) 262
- [11] W. Price, Nuclear Radiation Detection, McGraw-Hill, New York 1958
- [12] A. H. Walenta et al., Nuclear Instruments and Methods 92 (1971) 373
- [13] L. B. Loeb, Basic Processes of Gaseous Electronics, University of California Press, Berkeley 1961
- [14] R. Bouclier et al., Nuclear Instruments and Methods 88 (1970) 149
- [15] A. Breskin et al., Nuclear Instruments and Methods 143 (1977) 29
- [16] G. Charpak et al., Nuclear Instruments and Methods 65 (1968) 217
- [17] P. Nettebrock, Konstruktion und Test einer Vieldrahtproportionalkammer, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, April 1991
- [18] A. Manarin und G. Vismara, The Delay Wire Chamber (DWC) Description 1985, CERN LEP/BLTA/NOTE 85-3

- [19] F. Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, Lectures given in the Academic Training Programme of CERN 1975–1976, Geneva 1977
- [20] Leybold Turbovac 1000
- [21] A. Khoukaz, Messungen zur schwellennahen Produktion geladener Pionenpaare in der Proton–Proton–Streuung, Dissertation, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms–Universität Münster, 1996
- [22] D. Prasuhn, private Mitteilung
- [23] G. Schepers, Assoziierte Strangeness–Erzeugung an der Produktions–schwelle in der Reaktion  $pp \rightarrow pK^+\Lambda$  am Experiment COSY–11 mit einer optimierten Strahloptik, Dissertation, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms–Universität Münster, 1998
- [24] R. M. Barnett et al., Physical Review D 54 (1996) 1
- [25] E. Bykling, K. Kayante, Particle Kinematics John Wiley & Sons, London 1973
- [26] D. Albers et al., Physical Review Letters 78 (1997) 1652
- [27] H. L. Anderson et al., Measurements of the differential cross section of the reaction  $pp \rightarrow d\pi^+$  from 3.0 to 5.0  $Gev/c$ , Physical Review Letters D, 580 (1974)
- [28] R. M. Heinz et al., Differential Cross Section for  $p + p \rightarrow d + \pi^+$  from 1 to 3 BeV, Physical Review 167 No.5 (1968) 1232

## Danksagung

Am Ende dieser Arbeit möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere:

Prof. Dr. Rainer Santo für die interessante und vielseitige Aufgabenstellung und die Möglichkeit, die Diplomarbeit am Forschungszentrum Jülich anzufertigen.

Prof. Dr. Walter Oelert für eine stets begeisternde, ausgezeichnete persönliche Betreuung.

Prof. Dr. Kurt Kilian für die stets freundlichen Diskussionen und den Besuch im Theater.

Georg Schepers für die sehr gute Betreuung und die Einführung in die Datenanalyse, mit der er mich nicht nur in mancher Nachschicht wach hielt.

Dr. Thomas Sefzick für die großartige Unterstützung bei den Umbauarbeiten der Kammern und für seine ruhigen Finger beim Löten.

Dr. Dieter Grzonka für seine vielen Vorschläge zur Analyse der Targetdaten und für seinen unerschütterlichen Optimismus.

Dr. Magnus Wolke für seine unverzichtbaren Beitrag zum Experimentbetrieb von COSY-11 und die richtigen Antworten zum richtigen Zeitpunkt.

Peter Wüstner für die vielen Computertricks und Programmierkenntnisse, mit denen er mich immer wieder zum Staunen brachte.

Matthias Hofmann für die Melonen.

Für ein hervorragendes Arbeitsklima und eine sehr gute Zusammenarbeit: Dr. Jan Balewski, Heinz Gutschmidt, Michael Jochmann, Dr. Manfred Köhler, Andrzej Majewski, Armin Metzger, Jurek Misiak, Paweł Moskal, Usama Mostafa, Matthew Prior, Swen Sewerin, Dr. Jurek Smyrski, Prof. Dr. Adam Strzalkowski, Dorota Wyrwa und allen weiteren Mitgliedern der COSY-11 Kollaboration sowie Dr. Eduard Roderburg, Helmut Hadamek und der mechanischen Werkstatt, die mir mit Rat und Tat zur Seite standen.

Den Kollaborationsmitgliedern in Münster: Dr. Alfons Khoukaz, Thomas Lister, Christoph Quentmeier und Carsten Thomas für die tatkräftige Unterstützung, sei es auf Strahlzeiten oder bei meinen Besuchen in Münster.

Der COSY-Betriebsmannschaft: Dr. Rudolf Maier, Dr. Dieter Prasuhn, Dr. Ulf Bechstedt, Dr. Jürgen Dietrich, Kurt Henn, Dr. Andreas Lehrach, Dr. Alexander Schnase, Rolf Stassen, Dr. Hans Stockhorst, Herbert Schneider und Dr. Raimund Tölle, Peter Brittner, Peter Engels, Klaus Jach, Georg Langenberg, Dr. Sig Martin, Michael Müskes, Horst Pütz, Bernd Rogozik,

Norbert Rotert, Dirk Ruhrig, Frank Scheiba und Hans Zens für ihre Hilfe bei allen Strahlmanipulationen.

Mardi Karnadi, Robert Nellen und Dr. Karl Heinz Watzlawik für vielfältige Unterstützung auf dem Gebiet der Datenverarbeitung.

Meinen Eltern und meiner Oma für ihre großartige Unterstützung während meines gesamten Studiums.

Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende Diplomarbeit ohne fremde Hilfe verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Münster, den

Isabell-Alissandra Pellmann