Messung der Analysierstärke der Reaktion $\vec{p}p \rightarrow pp\gamma$ mit dem COSY-TOF-Spektrometer bei einem Strahlimpuls von 798 MeV/c

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

der

Fakultät für Physik und Astronomie
Institut für Experimentalphysik I
der Ruhr-Universität Bochum

vorgelegt von
Andrea Wilms
geb. in Mülheim a.d. Ruhr

Bochum, im April 2002

Referent : Prof. Dr. H. Koch (Institut für Experimentalphysik I)
Koreferent : Prof. Dr. W. Meyer (Institut für Experimentalphysik I)

Für André Christopher,

der mein Leben um so Vieles bereichert hat.

Zusammenfassung

Im Dezember 1998 extrahierte das Cooler Synchrotron COSY seinen ersten polarisierten Protonenstrahl mit einem Strahlimpuls von $p = 798\ MeV/c$ zur Untersuchung der Proton-Proton-Bremsstrahlung mit dem Time of Flight Spektrometer COSY-TOF. Zur Monitorierung der Polarisation P_y des Primärstrahls während der Messung wurde ein externes Polarimeter (BoPol) in Bochum entwickelt und realisiert. Durch Ermittlung der Zählratenasymmetrie der elastisch gestreuten Protonen des Reaktionskanals $\vec{p}\,^{12}C \ \rightarrow\ p\,^{12}C$ wurde die Polarisation des extrahierten Primärstrahls während der Messung bestimmt. Zur Verifizierung der von BoPol monitorierten Primärstrahlpolarisation wurde die Polarisation ebenfalls unter Verwendung der vom Time of Flight Spektrometer gemessenen Asymmetrie der elastischen Protonenstreuung ermittelt.
Das externe Polarimeter BoPol hat sich während dieser ersten mit einem polarisierten Protonenstrahl an COSY durchgeführten Messung des Reaktionskanals $\vec{p}p \rightarrow pp\gamma$ als zuverlässiges und effizientes Diagnosewerkzeug bewährt.
Erste unter Verwendung eines polarisierten Primärstrahls aufgenommene Daten wurden analysiert: Zusätzlich zu der Ermittlung der totalen Wirkungsquerschnitte der beobachteten Dreiteilchenreaktionen $pp \rightarrow pp\pi^0$ und $pp \rightarrow pp\gamma$ wurde eine erste Analyse der spinabhängigen Observablen im Reaktionskanal $\vec{p}p \rightarrow pp\gamma$ vorgenommen. Die ermittelte Analysierstärke A_y der Proton-Proton-Bremsstrahlung wurde mit den 1990 von Michaelian et al. aufgenommenen Daten verglichen.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Historischer Überblick

Bis zum Jahre 1911, als Rutherford die von Geiger und Marsden durchgeführten Streuexperimente mit α-Teilchen richtig interpretierte und damit auf die Existenz des Atomkerns schloß [RUT11], galt das Atom als homogen mit positiven und negativen Ladungen belegt (Thomsonsches Atommodell). Damals berechnete Rutherford die Winkelverteilung für die Streuung der α-Teilchen unter der Annahme, daß sie durch ein reines Coulomb-Feld hervorgerufen wurde. Obwohl die damaligen Ergebnisse mit der elektromagnetischen Wechselwirkung beschrieben werden konnten, stellte sich die Frage, welche Kraft die Protonen innerhalb des Kerns zusammenzuhalten vermag.

Die Frage nach der Existenz von Elektronen im Atomkern wurde bereits in den 20er Jahren beantwortet: Chadwick zeigte am Beispiel des Platins, daß sich nahezu keine Elektronen zwischen dem Kern und der K-Schale aufhalten [CHA20]. Die Ergebnisse der Untersuchungen von Bothe und Becker 1930, Curie-Joliot und Joliot 1931-1932 und Webster 1932, die eine ungewöhnlich hochenergetische und durchdringende Strahlung beim Beschuß des Berylliums, Bors und Poloniums mit α-Teilchen entdeckt hatten, veranlaßten Chadwick aufgrund von Energie- und Drehimpulsbetrachtungen dieser Reaktionen zum Postulat eines neutralen Teilchens, des Neutrons, welches 1932 experimentell nachgewiesen werden konnte [CHA32]. Dies führte zu der Folgerung, eine neue Wechselwirkungsart zwischen den Protonen und den Neutronen gefunden zu haben. Es wurde ebenfalls erkannt, daß diese neuentdeckte sogenannte starke Kraft ebenfalls zwischen den Protonen bzw. den Neutronen selbst wirken müsse. Daraufhin leitete Heisenberg her, daß sich das Proton und das Neutron unter der starken Wechselwirkung als ein und dasselbe Teilchen beschreiben lassen (Ladungsunabhängigkeit der Kernkraft) [HEI32], aber durch die 3. Komponente ihres Isospins voneinander unterschieden werden können.

In Analogie zur elektromagnetischen Wechselwirkung, der ein ortsabhängiges Photonenfeld mit dem Potential $V_{elm}(r)$ zugrunde liegt und die der Poisson-Gleichung $-\Delta V_{elm}(r) = e$ genügt, postulierte Yukawa 1935 [YUK35] ein für die starke Wechselwirkung veranwortliches Teilchenfeld $U(r)$, welches der Gleichung $(-\Delta + m)\,U(r) = g$ gehorcht, und im Ortsraum die Form $U(r) \sim g\,e^{-mcr/\hbar}/r$ (m: Masse des Austauschteilchens) aufweist. Durch Anpassung der Kopplungskonstanten g sowie der Masse m an experimentell bestimmte Werte des Wasserstoffmassendefekts und der Streuwahrscheinlichkeit von Neutronen an Protonen, ergab sich die Vorhersage, daß das für die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung verantwortliche Austauschteilchen die 200-fache Masse eines Elektrons besitzen müsse. Im Jahre 1946 wurde das erste Meson von Powell und Occialini in der kosmischen Strahlung nachgewiesen und als das von Yukawa für das Zentralpotential verantwortliche π-Meson identifiziert [OCC47, GAR48].

Im Jahr 1939 führte die Entdeckung des magnetischen Dipol- und Quadrupolmoments des Deuterons durch Kellogg et al. [KEL39] zur Entwicklung eines drehimpuls- und spinabhängigen Potentials. Erste Überlegungen zur mathematischen Formulierung eines Potentialansatzes, der den wichtigsten Erhaltungssätzen genügt, stellten Eisenbud und Wigner [EIS41] 1941 an. Das von ihnen postulierte Potential wies neben Translations-, Galilei- und Rotationsinvarianz auch eine Teilchenaustausch- und Ladungssymmetrie auf. Erweitert wurde dieses Modell 1958 von Okubo und Marshak [OKU58] durch die Forderung nach Paritätserhaltung, Zeitumkehrinvarianz und Hermitizität. Die neuesten Modelle fordern ferner die Lorentzinvarianz.

Die Grundlage der heutigen "phänomenologischen"[1] Potentiale bilden

- ein kurzreichweitiges Zentralpotential (z.B. der Yukawa-Form), das nur eine Radialabhängigkeit enthält $V_C\,(\vec{r})$,

- ein spinabhängiger Potentialterm
$$V_\sigma\,(\vec{r})\,\frac{1}{2}\,(1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \equiv V_\sigma(\vec{r})\,P_\sigma, \tag{1.1}$$
wobei P_σ den Spin-Austauschoperator darstellt,

- eine zentrale Tensorkraft (in Analogie zu der für die Dipol-Wechselwirkung charakteristischen Winkelabhängigkeit)
$$V_T\,(\vec{r})\,S_{1,2} = V_T\,(\vec{r})\,(3(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r}/r)(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r}/r) - (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2))\,, \tag{1.2}$$

- ein spin-bahn-abhängiger Potentialterm $V_{L\,S}\,\cdot \vec{L} \cdot \vec{S}$, sowie

- ein isospinabhängiger Anteil, der der Ladungsunabhängigkeit der bereits erwähnten Potentialanteile Rechnung trägt
$$V_\tau\,(\vec{r})\,\frac{1}{2}\,(1 + \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \equiv V_\tau(\vec{r})\,P_\tau, \tag{1.3}$$
mit P_τ als Isospin-Austauschoperator.

[1] In diesen Potentialen wird die Wechselwirkung der Nukleonen durch empirisch gefundene Funktionen beschrieben.

Das gesamte Potential kann also folgendermaßen zusammengefaßt werden [MAY84]:

$$V = [V_C + V_\sigma\, P_\sigma + V_T\, S_{1,2}] + P_\tau\; [V'_C + V'_\sigma\, P_\sigma + V'_T\, S_{1,2}] + V_{L\,S}\; \cdot \vec{L} \cdot \vec{S}. \tag{1.4}$$

Hieraus folgt, daß mindestens sechs Parameter des Potentials an die experimentellen Daten angepaßt werden müssen, wobei die erforderlichen Coulomb-Korrekturen hierbei noch nicht berücksichtigt worden sind.
Nachfolgend werden einige Potentiale zur Beschreibung der Nukleon-Nukleon- Wechselwirkung und ihre wichtigsten Eigenschaften vorgestellt, wobei ausschließlich auf die Proton-Proton-Wechselwirkung mit den entsprechenden Coulomb-Korrektur-Termen eingegangen wird.

Hamada-Johnston-Potential

Dieses Potentialmodell ist für einen Bereich unterhalb einer Einschußenergie von 315 MeV gültig und setzt sich aus vier Termen zusammen, die außer den bereits erwähnten Zentral-, Tensor- und linearen Spin-Bahn Potentialanteilen auch noch einen quadratischen Spin-Bahn Anteil $V_{LL}L_{12}$ beinhalten. L_{12} definiert hierbei den Operator

$$\begin{aligned} L_{12} &= (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)\vec{L}^2 - \frac{1}{2}\Big((\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{L})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{L}) + (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{L})(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{L})\Big) \\ &= (\delta_{L\,J} + (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2))\, \vec{L}^2 - (\vec{L} \cdot \vec{s})^2. \end{aligned} \tag{1.5}$$

Desweiteren zeichnet sich das Hamada-Johnston-Potential durch seinen „harten Kern“ aus ($V_C(r) = \infty$ für $r < 0.5\, fm$), der aufgrund der Forderung nach der Undurchdringbarkeit der Nukleonen eingeführt wurde [HAM62]. Bei diesem Potential müssen 32 Parameter an die experimentellen Daten angepaßt werden [MAY84].

Reid-Potential

Der durch dieses Potential beschreibbare Energiebereich wurde bis auf 350 MeV ausgedehnt, indem die Forderung des harten Kerns fallengelassen wurde. Stattdessen wurde ein repulsiver Yukawa-Term für kleine Abstände r unter Hinzunahme weiterer anzupassender Funktionen eingeführt [REI68].
Einen weiteren Ansatz zur Beschreibung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung bieten, neben den bisher beschriebenen rein phänomenologischen Potentialen, die sogenannten OBE[2]-Potentiale. Das Potential der starken Wechselwirkung wird bei diesen Ansätzen mit Hilfe der Feynman-Regeln aus der Mesonentheorie beschrieben. Es werden hierbei Feynman-Diagramme berücksichtigt, bei denen ein Meson mit einer Masse bis zu 1 GeV/c^2 ausgetauscht wird [PRE93]. Mehrere korrelierte ausgetauschte Pionen werden durch Mesonenresonanzen beschrieben, die diesen korrelierten Pionen entsprechen und dieselben Quantenzahlen haben.
Die wichtigsten OBE-Potentiale werden im Folgenden ausführlicher beschrieben.

[2]OBEP: One Boson Exchange Potential

Nijmegen-Potential

Das Nijmegen Potential berücksichtigt alle pseudoskalaren, skalaren und Vektor-Mesonen ohne Strangeness. Dem Austausch der neuentdeckten Mesonen $\eta(549)$ (Pseudoskalar), $\rho(769)$ und $\omega(783)$ (beides Vektormesonen) wurde ebenso wie bei dem bereits bekannten $\pi(138)$-Meson mit unterschiedlichen ortsabhängigen Beiträgen zum Potential Rechnung getragen ([NAG78, MAC94]). Desweiteren werden die beiden skalaren Mesonen $\delta(983)$ und $\sigma(\approx 550)$ (fiktiv) mit berücksichtigt [MAC94]. Somit kann die kurzreichweitige Kraft, der beim Einpionaustausch nur durch Abbruchkriterien Rechnung getragen wird, unter Hinzunahme massiverer Mesonen erklärt werden.
Bei diesem Potentialmodell werden 13 freie Parameter an die experimentellen Daten angepaßt [NAG78].

Paris-Potential

Bei diesem Potential handelt es sich um das wohl detaillierteste One Boson Exchange-Modell der Proton-Proton-Wechselwirkung für den Energiebereich bis 330 MeV [COT73, LAC80]: Das fiktive σ-Meson des oben erwähnten OBEP-Ansatzes wurde in den 70er Jahren durch den Beitrag eines Zweipionenaustausches (im Folgenden kurz $2\,\pi$-Austausch genannt) ersetzt, der in der weiteren Entwicklung des Paris-Potentials um die Beiträge eines Einpionaustausches (OPE[3]) und den Austausch eines ω-Mesons erweitert wurde.
Jeder der insgesamt 14 Potentialanteile (7 für jeden Isospin) wird mit Hilfe von 12 lokalen Yukawa-Funktionen beschrieben, so daß sich insgesamt 168 Parameter für dieses Potentialmodell ergeben. Ein Großteil dieser Parameter wird durch die bekannten πNN-Kopplungskonstanten und die Anpassung des $2\,\pi$-Austauschbeitrages (dieser wird aus der Dispersions-Theorie ermittelt) an die Meßdaten festgelegt. Es verbleiben somit von den anfänglichen 168 Parametern lediglich 60 freie Parameter [MAC94], die an die experimentellen Daten angepaßt werden müssen.
Die beiden modernsten Modelle der Proton-Proton-Wechselwirkung, das Bonn- und das RuhrPot-Potential, sollen an dieser Stelle besonders hervorgehoben werden.

Bonn-Potential

Dieses Potential zählt heute zu den meist etablierten Modellen. Im Gegensatz zum Paris-Potential wird die Wechselwirkung zwischen Mesonen und Baryonen durch deren effektive Lagrangefunktionen unter Anwendung der kovarianten Feldtheorie beschrieben ([MAC87, MAC94]). Neben dem $2\,\pi$-Austausch werden Meson-Nukleon-Resonanzen (Δ - Resonanzen) und die Meson-Meson-Streuung ($\pi\,/\rho$-Beitrag) berücksichtigt (genauer: die Beiträge der einzelnen Feynman-Graphen werden ermittelt, wodurch auch Prozesse höherer Ordnung berücksichtigt werden können).

[3]OPE: One Pion Exchange

Zwölf Kopplungskonstanten der zugehörigen Mesonen-Lagrangians müssen angepaßt werden. Hierbei ist zu erwähnen, daß es sich bei den $N\Delta(\pi,\rho)$- Kopplungskonstanten nicht um freie Parameter handelt, da diese über die SU(3)-Symmetrie mit den entsprechenden NN-Kopplungskonstanten verbunden sind [PLÜ94].

RuhrPot-Potential

Bei diesem Modell wird die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung durch eine Linearkombination aus den bereits bekannten OBEP-Modellen und direkten Nukleon-Nukleon-Kopplungen beschrieben [PLÜ94]. Ebenfalls berücksichtigt werden $2\,\pi$- und $3\,\pi$-Austauschbeiträge. Zur Beschreibung der Daten werden orthonormierte Wellenfunktionen nach dem Okubo-Formalismus [HER97] verwendet. Diese erfüllen die Helitizitätsforderung, aufgrund derer die Masse des fiktiven σ (welches beim Bonn-Potential als $2\,\pi$-Austausch interpretiert wurde) den Wert des experimentell beobachteten $f_0(980)$-Mesons annimmt. Insgesamt müssen 12 Kopplungskonstanten an die Daten angepaßt werden [EDE96].

Ein quantitativer Vergleich der einzelnen Potentialansätze kann durch die Anzahl der freien Parameter und die erreichte Qualität bei der Beschreibung experimenteller Daten (χ^2-Betrachtung) erfolgen. Dieser Vergleich ist in Tabelle 1.1 zusammenfassend dargestellt.

Modell	freie Parameter	χ^2
Nijmegen	> 13	4.41
Paris	> 60	4.16
Bonn	12	1.82
RuhrPot	12	1.68

Tabelle 1.1: *Überblick über verschiedene Mesonenaustauschpotentiale zur Beschreibung der Proton-Proton-Wechselwirkung [PLÜ94].*

1.2 Motivation

Zu den wichtigsten Themen der Mittelenergiephysik zählen die bis heute noch ungeklärten Mechanismen der starken Wechselwirkung zwischen den Nukleonen.
Im Bereich hoher Energien (oberhalb mehrerer GeV) werden diese Prozesse in der pertubativen Quantenchronodynamik (kurz: QCD) durch den Austausch von Gluonen und Quarks beschrieben. Bei sehr niedrigen Energien (unterhalb der Pionenschwelle) wird die Kernkraft durch den Austausch virtueller Mesonen erklärt. Die Beschreibung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung im Bereich mittlerer Energien erweist sich allerdings bislang als extrem schwierig: Weder konvergiert die pertubative QCD in diesem

Bereich, noch kann eine einfache Beschreibung im Mesonenaustauschmodell erfolgen, da diese durch die Produktion reeller Mesonen kompliziert wird.
Die Proton-Proton-Bremsstrahlung (kurz: $pp\gamma$-Reaktion) wird durch einen Prozeß bestehend aus starker und elektromagnetischer Wechselwirkung beschrieben. Die elektromagnetische Wechselwirkung bewirkt die Emission eines Photons im Zusammenhang mit der inelastischen Streuung zweier Protonen, die durch die starke Wechselwirkung beschrieben wird. Letztere wird, wie bereits erwähnt, durch den Austausch eines oder mehrerer virtueller Mesonen beschrieben, die aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation Energie und Impuls zwischen den Stoßpartnern übertragen. Aufgrund dieser Überlegungen kann ein Potential konstruiert werden, das nicht nur virtuelle Austauschquanten, sondern auch virtuelle Protonen in den Potentialansatz mit einbezieht. Diese Nukleonen befinden sich dann nicht auf der Massenschale $m^2 = E^2 - \vec{p}^2$. Zur Kennzeichnung eines solchen virtuellen Zustandes eines Teilchens ($E^2 \neq m^2 + \vec{p}^2$) wird der Begriff "off-shell" verwendet.
Im allgemeinen werden die Elemente der Übergangsmatrix zwischen zwei Zuständen gleicher Energie als "on-shell" bezeichnet. In ihnen ist die gesamte Information über die elastische Streuung enthalten. Alle anderen Matrixelemente sind daher "off-shell": In diesen Fällen bleibt die kinetische Energie der an der Streuung beteiligten Protonen nicht erhalten, die Streuung ist inelastisch. Die Emission eines Photons ist eine Möglichkeit zum Ausgleich der Energiebilanz der Reaktion. Da die "on-shell"-Elemente der bei der $pp\gamma$-Reaktion auftretenden Streuamplitude aus der elastischen Protonenstreuung gut bekannt sind, ist der Nachweis von starkem "off-shell"-Verhalten in dieser Reaktion von besonderem Interesse.
Ashkin und Marshak begannen 1949 [ASH49] mit der Suche nach der Emission von γ-Quanten in Nukleonenstößen, insbesondere in Proton-Proton-Stößen ($pp \to pp\gamma$). Die für diese Reaktion geltende Energie- und Impulsbilanz lautet unter Verwendung der in Anhang A angegebenen Nomenklatur (siehe Abb. 1.1):

$$0 = P_{kp_1}^2 - P_1'^2 = (E_1 + k)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{k})^2 - \underbrace{(E_1'^2 - \vec{p}_1'^2)}_{=m_1'^2} \tag{1.6}$$

$$= m_1^2 - m_1'^2 + 2\,E_1\,k - 2\,\vec{p}_1\,\vec{k} \tag{1.7}$$

$$= m_1^2 - m_1'^2 + 2\,k\,\underbrace{(E_1 - \sqrt{E_1^2 - m_1^2}\,cos\vartheta)}_{>0}\,. \tag{1.8}$$

Aus diesen Betrachtungen folgt, daß die relativistische Energie-Impuls-Beziehung für das intermediäre Proton p_1' (falls $m_1 = m_1'$) verletzt sein muß: Es ist "off-shell". Da der die Aussendung eines Photons beschreibende Vertex elektromagnetischer Natur ist und dieser Prozess somit im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben werden kann, besteht die Möglichkeit durch Untersuchung der $pp\gamma$-Reaktion Rückschlüsse auf bisher nicht beobachtete "off-shell"-Effekte ziehen zu können.
Einige der zum "off-shell"-Verhalten beitragenden Prozesse sind in Abbildung 1.2 dargestellt.

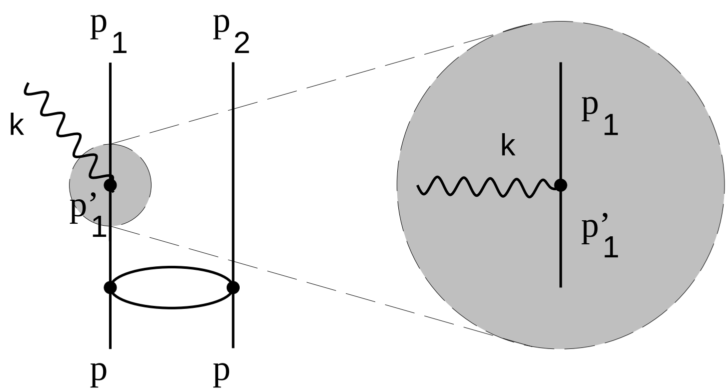


Abbildung 1.1: *Emission eines γ-Quants im pp-Stoß [HER97].*

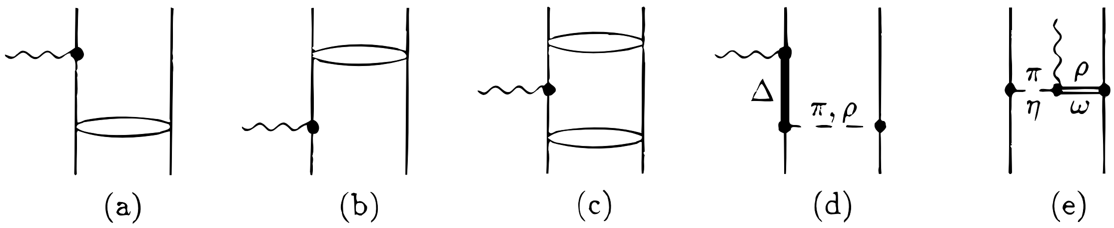


Abbildung 1.2: *Die zur $pp\gamma$-Reaktion beitragenden Prozesse: (a) und (b) der zum "off-shell" Verhalten beitragende Mesonenaustausch vor und nach der Emission eines Photons, (c) Rückstreuprozesse (rescattering), (d) Beiträge von Meson-Nukleon Resonanzen (Deltaresonanzbeiträge: $N\Delta\gamma(\pi,\rho)$, die mit wachsender Einschußenergie zunehmen), (e) interner Mesonenaustausch [EDE95].*

Die in den Diagrammen (a), (b) und (c) dargestellten Prozesse werden im Allgemeinen als „**I**mpulse **A**pproximation: (IA)“ bezeichnet, während (d) und (e) zum sogenannten „**M**eson **EX**change **C**urrent: (MEXC)“ zusammengefaßt werden.

1.2.1 Bisherige Daten und ihr Vergleich mit Potentialrechnungen

Bei der Untersuchung der "off-shell"-Effekte der Typen (a), (b) und (c) aus Abbildung 1.2 sieht man deutlich, daß die Unterschiede zwischen den vier Potentialen (Nijmegen, Bonn, Paris und RuhrPot) experimentell nicht aufgelöst werden können (Abb. 1.3). Die dargestellten Meßpunkte des fünffach-differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp \rightarrow pp\gamma$ stammen aus der bis dato umfangreichste Messung der Reaktion $pp \rightarrow pp\gamma$, deren Ergebnisse veröffentlicht wurden [MIC90]. Diese Messung erfolgte 1990 bei einer Einschußenergie von 280 MeV (d.h. knapp unterhalb der Pionenproduktionsschwelle) unter Verwendung eines polarisierten Protonenstrahls und eines unpolarisierten Flüssigwasserstoff-Targets, wobei alle drei Ejektile nachgewiesen wurden. (Die aus dem TRIUMF-Experiment stammenden Daten (TRIUMF:**TRI-U**niversity **M**eson **F**acility, TRI Abkürzung für drei, Kanada) werden oftmals in der Literatur mit einem aus dem Vergleich der Vorhersagen des Bonn- und des Paris-Potentials stammenden Korrekturfaktor von 0.667 versehen. Bei den vorliegenden Betrachtungen handelt es sich um die unkorrigierten Daten.)

Bei der theoretischen Beschreibung der an TRIUMF aufgenommenen Meßpunkte (siehe Abb. 1.3) treten allerdings für alle aufgeführten Potentialansätze ähnliche Diskrepanzen auf.

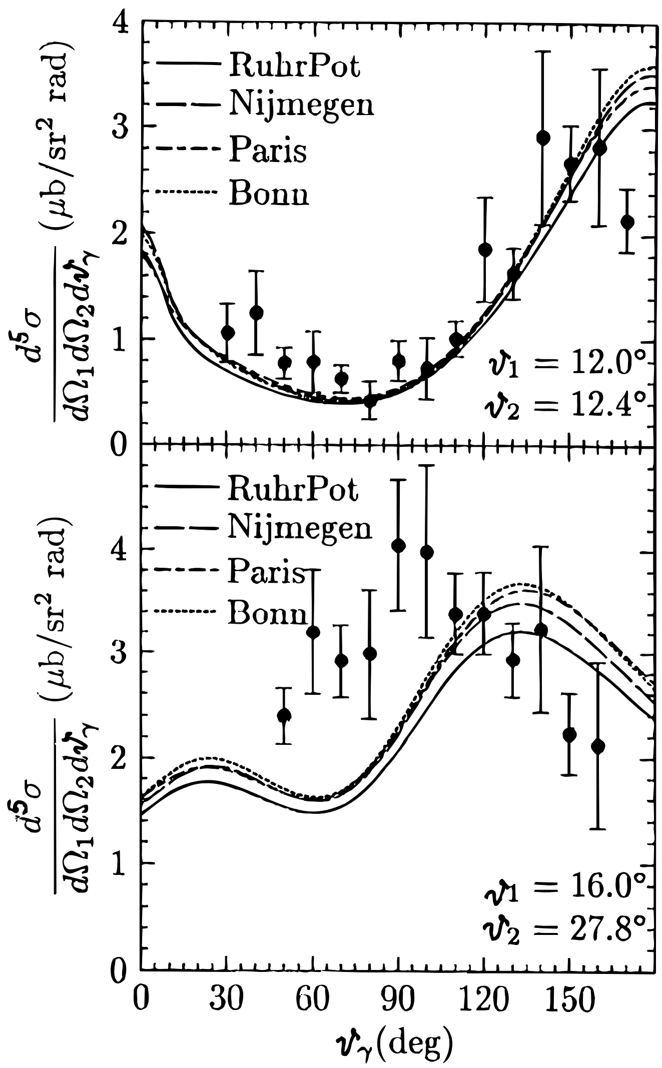


Abbildung 1.3: *Vergleich der Vorhersagen verschiedener NN-Potentiale bei komplanarer Reaktionsgeometrie (Definition siehe Abb. 5.1) für den fünffach differentiellen Wirkungsquerschnitt der $pp\gamma$-Reaktion als Funktion des Polarwinkels des detektierten Photons (ϑ_γ) mit an TRIUMF aufgenommenen Daten. Bei der hier verwendeten Nomenklatur wurde das Proton 1 in die gleiche Hemisphäre wie das Photon gestreut [EDE94]. Alle Angaben beziehen sich auf das Laborsystem.*

Gezeigt werden Ergebnisse, die bei unterschiedlichen Detektorkonstellationen ermittelt wurden. Sie unterscheiden sich durch die Wahl der betrachteten Polarwinkel. Bei der ersten Konstellation (Polarwinkel der Protonen: $\vartheta_1 = 12.0°$ und $\vartheta_2 = 12.4°$, Abb. 1.3 oben) wird eine hinreichend gute Beschreibung der Meßdaten erzielt, während dies bei der Beschreibung der Daten für sehr unterschiedliche Polarwinkel der beiden Protonen, nicht der Fall ist (Abb. 1.3 unten).

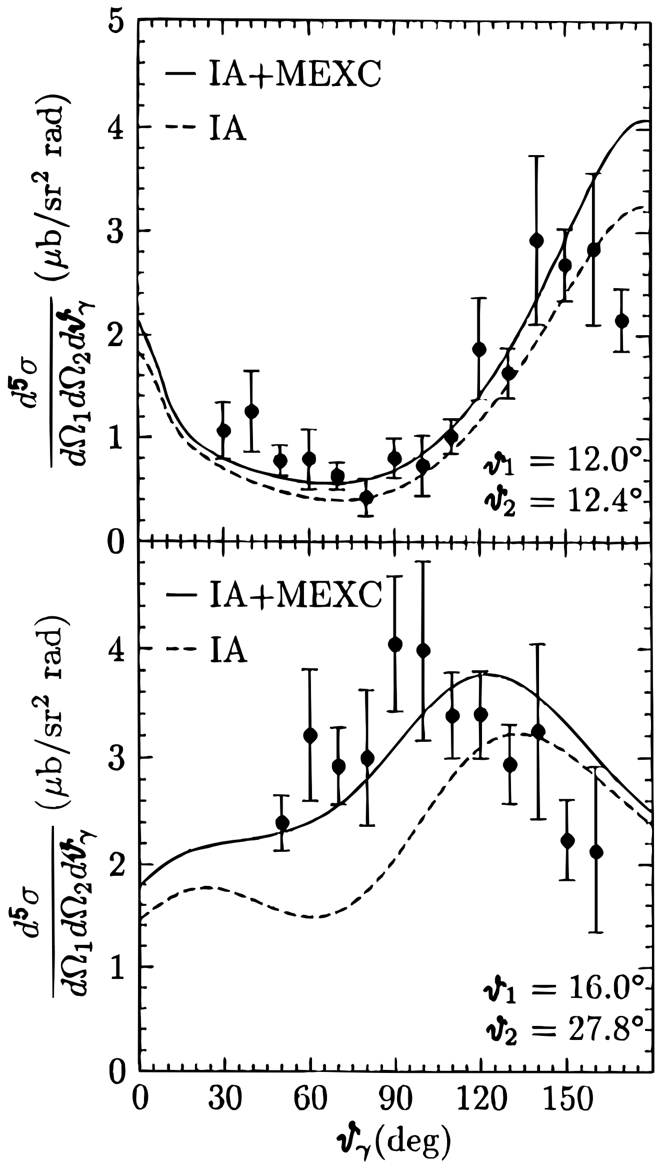


Abbildung 1.4: *Einfluß der Deltaresonanzbeiträge und des internen Mesonenaustauschs auf das Ergebnis der Berechnung des fünffach differentiellen Wirkungsquerschnitts im Vergleich zu reinen IA Rechnungen. Hierbei wird der komplanare Fall der $pp\gamma$-Reaktion im RuhrPot-Modell betrachtet [EDE94].*

Berücksichtigt man allerdings die Beiträge der Deltaresonanzen und des internen Mesonenaustauschs bei der Berechnung des Nukleon-Nukleon- Potentials, wird eine deutliche Verbesserung in der Beschreibung der experimentellen Daten erzielt. Dies wird in Abbildung 1.4 deutlich, in der die Ergebnisse der theoretischen Berechnungen für die Fälle IA + MEXC und IA im RuhrPot-Potential miteinander verglichen werden.

Der an TRIUMF gemessene fünffach-differentielle Wirkungsquerschnitt ist seiner quantenmechanischen Definition zufolge proportional zu dem Produkt aus dem Betragsquadrat des Übergangs-Matrixelements $|\mathcal{M}_{fi}|^2$, das die Streudynamik des Prozesses beinhaltet, und dem die Kinematik beschreibenden Phasenraumfaktor $\mathcal{J}$:

$$\frac{d^5\,\sigma}{d\Omega_1\,d\Omega_2\,d\vartheta_\gamma} \propto |\mathcal{M}_{fi}|^2 \cdot \mathcal{J}. \tag{1.9}$$

Die Beiträge der unterschiedlichen Streuprozesse zu $|\mathcal{M}_{fi}|^2$ sind in Abbildung 1.5 graphisch dargestellt.

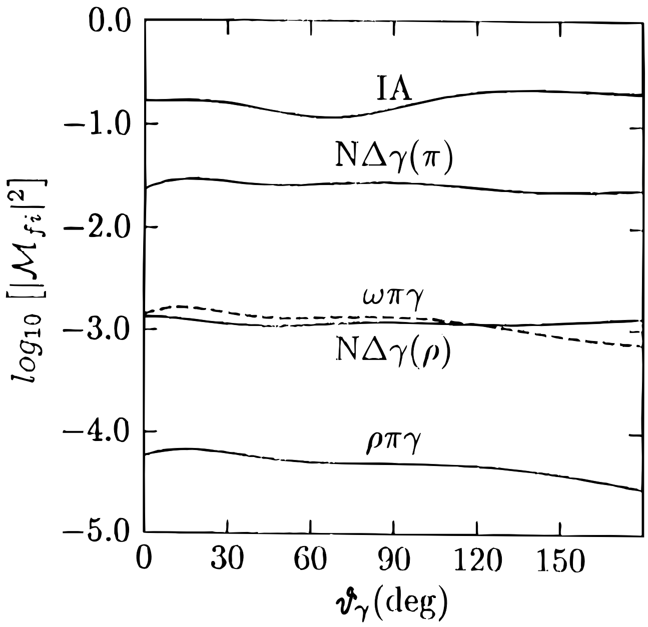


Abbildung 1.5: *Beiträge zum Matrixelement $|\mathcal{M}_{fi}|^2$ bei einer Einschußenergie von 280 MeV und der komplanaren Winkeleinstellung $\vartheta_1 = 16°$ und $\vartheta_2 = 27.8°$ im RuhrPot-Modell [EDE94].*

Sie spielen auch bei der Bestimmung der Komponenten der Analysierstärke A_j (siehe Abschnitt 2.3.1) der Reaktion $\vec{p}p \rightarrow pp\gamma$ eine Rolle. Diese sind quantenmechanisch durch die Beziehung [FIC71]

$$A_j = \frac{Sp\,(\,\mathcal{M}\,\sigma_j\,\mathcal{M}^+\,)}{Sp\,(\,\mathcal{M}\,\mathcal{M}^+\,)} \tag{1.10}$$

gegeben. Berechnungen der Analysierstärke der $pp\gamma$-Reaktion bei einer Einschußenergie von 280 MeV unter Verwendung der unterschiedlichen Mesonenaustauschbeiträge sind in Abbildung 1.6 für zwei komplanare Winkeleinstellungen gezeigt.

1.3 Experimentelle Gesichtspunkte

In der Frühzeit der hier diskutierten Experimente konnten aufgrund der damaligen technischen Möglichkeiten ausschließlich Untersuchungen unter großen Polarwinkeln

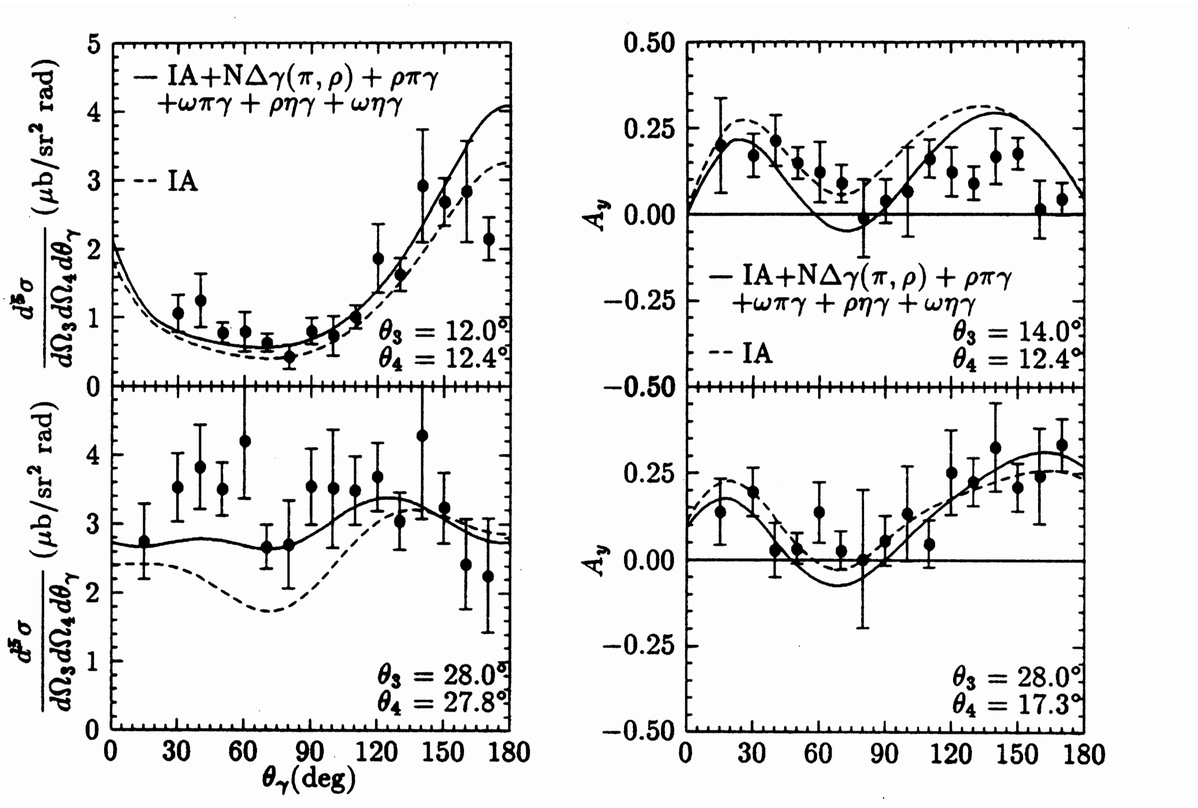


Abbildung 1.6: *Beiträge der verschiedenen Streuprozesse zum fünffach differentiellen Wirkungsquerschnitt und zur Analysierstärke A_y der Reaktion $\vec{p}p \rightarrow pp\gamma$ bei einer Einschußenergie von 280 MeV. Betrachtet werden zwei unterschiedliche komplanare Winkeleinstellungen im RuhrPot-Modell [EDE95].*

durchgeführt werden. Daher finden sich in der frühen Literatur ausschließlich Angaben zum Wirkungsquerschnitt der $pp\gamma$-Reaktion für einen Polarwinkelbereich um 30°. Somit besteht ein großes Interesse an Untersuchungen unter kleinen Polarwinkeln.

Die ersten Daten bei einem Polarwinkel von etwa 12° [MIC90] wurden 1990 an TRIUMF aufgenommen und haben großes Interesse ausgelöst (siehe Abb. 1.3, 1.4 und 1.6). Die damals durchgeführte Messung mit einem polarisierten Primärstrahl gilt auch heute noch als eine der umfangreichsten Messungen dieser Reaktion. Die Möglichkeit, die beiden geladenen Ejektile unter kleinen Winkeln nachzuweisen, läßt eine Untersuchung hochenergetischer Photonen und somit eines stärkeren "off-shell"-Verhaltens zu. Desweiteren lassen sich, aufgrund der Messung knapp oberhalb der entsprechenden Produktionsschwelle (d.h. kleiner Öffnungskegel), Reaktionen untersuchen, die mit der $pp\gamma$-Reaktion verglichen werden können, ohne daß diese besonders stark zum Untergrund beitragen.

Die jeweilige Reaktionsschwellenenergie T_L im Laborsystem und der zugehörige Schwellenimpuls p_L ergeben sich aus der Viererimpulserhaltung:

$$T_L = \frac{\left(\sum_i m_i\right)^2 - 4\, m_p^2}{2\, m_p}, \; p_L = \sqrt{(T_L + m_p)^2 - m_p^2}, \tag{1.11}$$

wobei m_i die Ruhemasse der Teilchen (m_p: Protonenruhemasse) bezeichnet, und sich die Summe über alle Reaktionsprodukte i erstreckt. Eine Zusammenstellung von Reaktionen, die derzeit am COSY-Beschleuniger (**Co**oler **Sy**nchrotron) am Forschungszentrum Jülich untersucht werden, ist in Tabelle 1.2 zu finden.

Reaktion $pp \rightarrow$	T_L (MeV)	p_L (MeV/c)
$pp_{elastisch}$	0	0
$pp\gamma$	0	0
$pp\pi^0$	279.66	776.53
$d\pi^+$	287.52	788.80
$pn\pi^+$	292.30	796.21
$pp\pi^+\pi-$	600.30	1219.40
$pK^+\Lambda$	1582.17	2339.29

Tabelle 1.2: *Liste der Proton-Proton-Reaktionen im Energiebereich von COSY [HER97].*

Abbildung 1.7 zeigt den Verlauf der totalen Wirkungsquerschnitte einiger Reaktionen im COSY-Energiebereich. Der in [KUH93] für die $pp\gamma$-Reaktion abgeschätzte Wert liegt für Laborenergien zwischen 280 MeV und 294 MeV bei $(9{\pm}3)$ μb. Somit ist er um mehr als drei Größenordnungen kleiner als der Wirkungsquerschnitt der elastischen Protonenstreuung in diesem Energiebereich, was seine Messung erheblich erschwert.
Der geplante endgültige Aufbau des COSY-TOF (**T**ime **O**f **F**light), bei dem der Stopp-Detektorbereich insgesamt drei Barrel-Detektoren (siehe Abschnitt 3.2.3) umfassen soll, wird den vorderen Raumwinkelbereich nahezu vollständig abdecken. Dies soll in Verbindung mit einem guten COSY-Strahl eine Aufnahme hoher Ereigniszahlen unter kleinen Polarwinkeln ermöglichen. Zusätzlich wird COSY durch Weiterentwicklungen an der polarisierten Quelle Primärstrahlen mit einer hohen Polarisation und großer Stabilität zur Verfügung stellen können, wodurch die Messung von Polarisationsobservablen wie der Analysierstärke der Reaktion $\vec{p}p \rightarrow pp\gamma$ experimentell zugänglich wird.

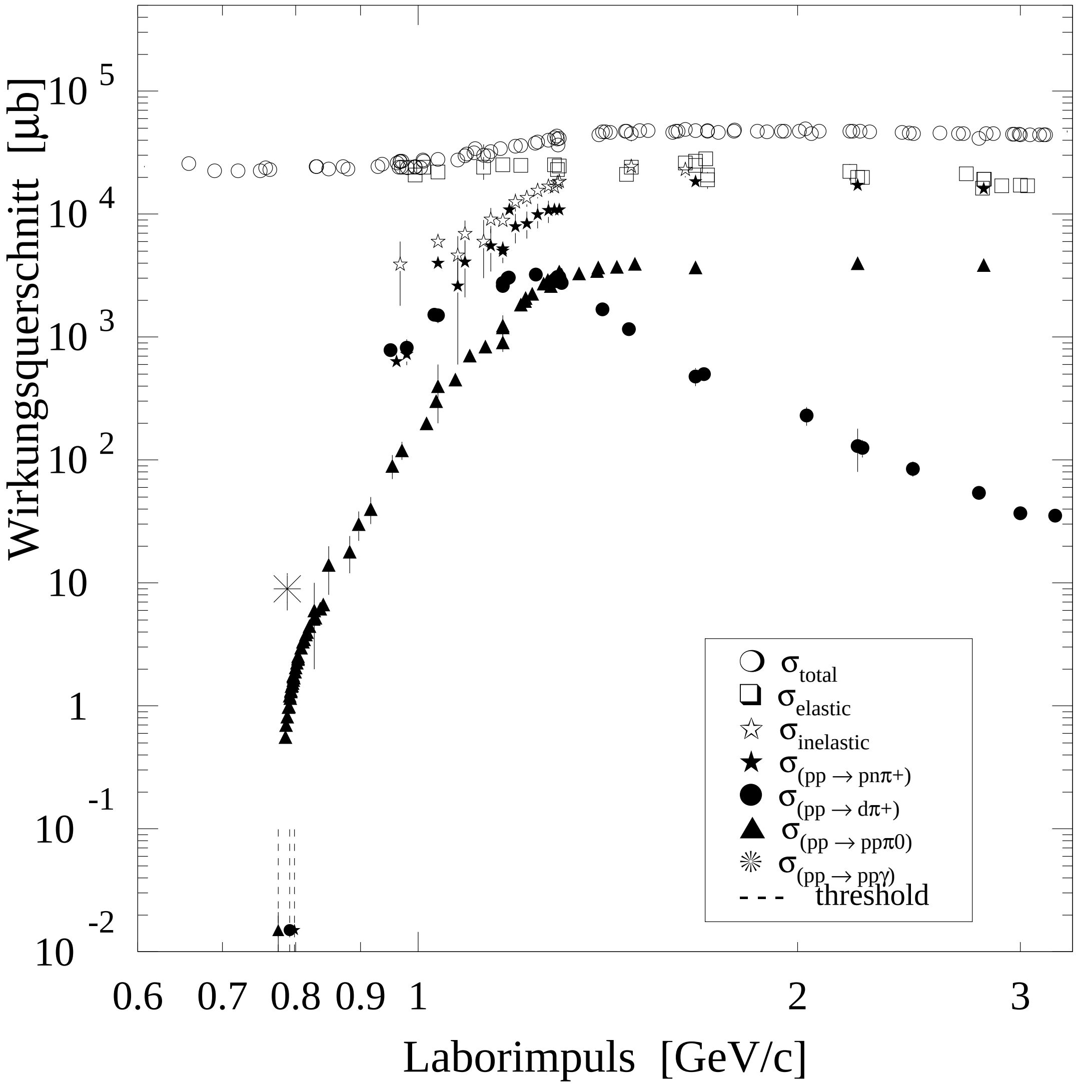


Abbildung 1.7: *Überblick über den Verlauf der totalen Wirkungsquerschnitte einiger Reaktionen innerhalb des COSY-Energiebereichs [NAU96]. Der einzelne Wert des Wirkungsquerschnitts der Reaktion* $pp \to pp\gamma$ *basiert nicht auf Meßdaten, sondern auf einer theoretischen Vorhersage.*

Kapitel 2

Reaktionen mit polarisierten Teilchen

2.1 Polarisation

Elementarteilchen, Nukleonen und Kerne werden durch ihre Quantenzahlen beschrieben, zu denen unter anderem auch der Spin s (Eigendrehimpuls) zählt. Dieser wird in Einheiten von $\hbar$ gemessen und hat zu seiner Quantisierungsachse (z-Achse) $2s + 1$ Einstellmöglichkeiten, die durch die z-Komponente m des Spins gegeben sind. Zur Beschreibung eines polarisierten Protonenstrahls können folgende Angaben bezüglich der zwei unterschiedlichen Spinrichtungen der Teilchen im Primärstrahl gemacht werden:

- Die Anzahl $N_{m=+\frac{1}{2}}$ der Teilchen im Strahl, deren Eigenwert des Drehimpulses $m = +\frac{1}{2}$ beträgt,
- die Anzahl $N_{m=-\frac{1}{2}}$, die angibt, wieviele Teilchen mit dem Eigenwert $m = -\frac{1}{2}$ in dem Primärstrahl vorhanden sind.

Die Intensität I des Primärstrahls ist somit durch

$$I = N_{m=+\frac{1}{2}} + N_{m=-\frac{1}{2}} \tag{2.1}$$

gegeben, und die Vektor-Polarisation P_z des Strahls durch

$$P_z = \frac{N_{m=+\frac{1}{2}} - N_{m=-\frac{1}{2}}}{N_{m=+\frac{1}{2}} + N_{m=-\frac{1}{2}}}. \tag{2.2}$$

Desweiteren bezeichnen

$$p_{m=+\frac{1}{2}} = \frac{N_{m=+\frac{1}{2}}}{I} \tag{2.3}$$

$$\text{und} \quad p_{m=-\frac{1}{2}} = \frac{N_{m=-\frac{1}{2}}}{I}, \tag{2.4}$$

die Wahrscheinlichkeiten Teilchen mit $m = +\frac{1}{2}$ und $m = -\frac{1}{2}$ innerhalb des Strahls vorzufinden. Durch Differenzbildung kann aus diesen Wahrscheinlichkeiten die Polarisation P_z berechnet werden [FIC71]:

$$P_z = p_{m=+\frac{1}{2}} - p_{m=-\frac{1}{2}}. \tag{2.5}$$

2.1.1 Quantenmechanische Interpretation der Polarisation

Betrachtet werden soll der Spinvektor $\vec{s}$ eines Fermions ($j = \frac{1}{2}$). Da jede Komponente des Spins bei diesem System die Werte $+\frac{1}{2}$ und $-\frac{1}{2}$ annehmen kann, sind die Komponenten von $\vec{s}$ Operatoren in einem zweidimensionalen Raum, in dem die Eigenvektoren von $\vec{s}^{\,2}$ und s_z , die über $|\, j\, m\, \rangle$ definiert werden,

$$|+\rangle \equiv \left| \frac{1}{2} \quad +\frac{1}{2} \right\rangle, \quad |-\rangle \equiv \left| \frac{1}{2} \quad -\frac{1}{2} \right\rangle \tag{2.6}$$

eine Basis bilden. Für die Komponenten der Spinoperatoren gelten, außer den für den Drehimpuls charakteristischen Vertauschungsregeln, noch folgende Beziehungen:

$$s_x^2 = s_y^2 = s_z^2 = \frac{1}{4}, \quad s_+^2 = (s_x + i\, s_y)^2 = s_-^2 = (s_x - i\, s_y)^2 = 0, \tag{2.7}$$

wobei berücksichtigt wurde, daß $s_x,\ s_y,\ s_z$ paarweise antikommutieren:

$$s_+^2 = (s_x + i\, s_y)^2 = (s_x^2 - s_y^2) + i\,(s_x\, s_y + s_y\, s_x) \tag{2.8}$$

Bei der Betrachtung von Fermionen geht man von diesen Spinoperatoren zu den Pauli-Operatoren $\vec{\sigma} = (\sigma_x,\, \sigma_y,\, \sigma_z)$ über:

$$\vec{s} = \frac{1}{2}\,\vec{\sigma}, \tag{2.9}$$

die ebenfalls die charakteristische Vertauschungsrelation für Drehimpulse erfüllen:

$$\sigma_x\, \sigma_y - \sigma_y\, \sigma_x = 2\, i\, \sigma_z \quad \text{(zyklisch)}. \tag{2.10}$$

Die Paulimatrizen

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ +i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \tag{2.11}$$

sind ebenso wie die Spinoperatoren hermitesch und spurlos. Für die einzelnen Komponenten gelten die Relationen:

$$\sigma_x\, \sigma_y = -\,\sigma_y\, \sigma_x = i\, \sigma_z \quad , \tag{2.12}$$
$$\sigma_x^2 = \sigma_y^2 = \sigma_z^2 = 1 \quad . \tag{2.13}$$

Die Komponenten der Polarisation $\vec{P}$ eines Fermionenstrahls sind als Erwartungswerte der Paulimatrizen definiert:

$$P_\mathrm{i} = \langle\, \sigma_\mathrm{i} \,\rangle = Sp\,(\varrho\, \sigma_\mathrm{i}) \quad \mathrm{i} = \mathrm{x},\ \mathrm{y},\ \mathrm{z}. \tag{2.14}$$

Der hierin auftretende Dichteoperator ϱ beschreibt die Polarisations-Eigenschaften des Strahls.
Im Folgenden soll exemplarisch die z-Komponente des Polarisationsvektors P_z betrachtet werden:

$$\begin{aligned} P_z &= \langle\, \sigma_z \,\rangle = \sum_n p_n\ \langle\, n \mid \sigma_z \mid n \,\rangle && (2.15)\\ &= \sum_n \sum_m \sum_{m'} p_n\ \langle\, n \mid m \,\rangle\ \underbrace{\langle\, m \mid \sigma_z \mid m' \,\rangle}_{2\,m\,\delta_{m\,m'}}\ \langle\, m' \mid n \rangle && (2.16)\\ &= \sum_n \sum_m 2\,m\,p_n\ \langle\, n \mid m \,\rangle\ \langle\, m \mid n \,\rangle = \sum_m 2\,m\,p_m. && (2.17) \end{aligned}$$

Somit ergibt sich für die Polarisationskomponente P_z:

$$P_z = \langle\, \sigma_z \,\rangle = p_{m=+\frac{1}{2}} - p_{m=-\frac{1}{2}}, \tag{2.18}$$

der mit dem Ausdruck in Gleichung 2.5 identisch ist.
Zur Beschreibung des Dichteoperators ϱ eines Fermionenstrahls geht man zu einer Darstellung der bereits erwähnten Eigenfunktionen $\mid j\, m \,\rangle$ durch zweikomponentige Spinoren

$$\mid j\, m \,\rangle\ = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \tag{2.19}$$

über. Bei dieser Beschreibung stellt der Dichteoperator ϱ eine $(2\ \times\ 2)$-Matrix dar, die sich nach den Paulimatrizen σ_i und einer $(2\ \times\ 2)$-Einheitsmatrix ϵ entwickeln läßt [FIC71]:

$$\varrho = a\,\epsilon + b_x\,\sigma_x + b_y\,\sigma_y + b_z\,\sigma_z = a\,\epsilon + \sum_\mathrm{i} b_\mathrm{i}\,\sigma_\mathrm{i}. \tag{2.20}$$

Da es sich bei dem Dichteoperator ϱ um einen Skalar im Ortsraum handelt, und die Paulimatrizen Vektorkomponenten definieren, müssen die Komponenten b_i ebenfalls Komponenten eines Vektors sein. Unter Verwendung der folgenden Relationen

$$Sp\,(\epsilon) = 2 \qquad Sp\,(\sigma_\mathrm{i}\,\sigma_\mathrm{k}) = 2\,\delta_{\mathrm{i\,k}} \qquad Sp\,(\sigma_\mathrm{i}) = 0, \tag{2.21}$$

ergibt sich für den Koeffizienten a der Ausdruck

$$\begin{aligned} 1 = Sp\,(\varrho) &= a\,Sp\,(\epsilon) + \sum_\mathrm{i} b_\mathrm{i}\,Sp\,(\sigma_\mathrm{i}) = 2\,a && (2.22)\\ \Leftrightarrow&\quad a = \frac{1}{2}, && (2.23) \end{aligned}$$

der unter Berücksichtigung von Gleichung 2.14 zu dem folgenden Ausdruck für die Koeffizienten b_i führt:

$$P_\mathrm{k} = Sp\,(\varrho\,\sigma_\mathrm{k}) = a\,Sp(\epsilon\,\sigma_\mathrm{k}) + \sum_\mathrm{i} b_\mathrm{i}\,Sp(\sigma_\mathrm{i}\,\sigma_\mathrm{k}) \tag{2.24}$$

$$= a\,Sp(\sigma_\mathrm{k}) + \sum_\mathrm{i} b_\mathrm{i}\,2\,\delta_\mathrm{i\,k} \tag{2.25}$$

$$\Leftrightarrow\; b_\mathrm{k} = \frac{1}{2}\,P_\mathrm{k} \quad \mathrm{i,k = x,\ y,\ z.} \tag{2.26}$$

Durch Einsetzen dieser Werte in Gleichung 2.20 erhält man für den Dichteoperator:

$$\varrho = \frac{1}{2}\,(\epsilon + \sum_\mathrm{i} P_\mathrm{i}\,\sigma_\mathrm{i}) = \frac{1}{2}\,(\epsilon + \vec{P}\cdot\vec{\sigma}). \tag{2.27}$$

Somit kann in der Darstellung der Paulimatrizen die Relation zwischen der Polarisation eines Fermionenstrahls und dem Dichteoperator folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\varrho = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1+P_z & P_x - i\,P_y \\ P_x + i\,P_y & 1-P_z \end{pmatrix}. \tag{2.28}$$

2.2 Koordinatensysteme

Bei der Untersuchung einer Reaktion mit polarisiertem Primärstrahl wird die Nutzung von Erhaltungssätzen und Invarianzprinzipien durch die geschickte Wahl des Koordinatensystems erleichtert. Da die Kinematik der Reaktion durch die Impulse der einzelnen Teilchen im Eingangskanal ($\vec{p}_{in}$) und im Ausgangskanal ($\vec{p}_{out}$) festgelegt ist, definiert man mögliche Koordinatensysteme mittels dieser beiden Vektoren. In der Polarisationsphysik sind zwei unterschiedliche Konventionen gebräuchlich, die in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt sind und im Folgenden kurz erläutert werden.

2.2.1 Madison-Konvention

In dem Helizitätssystem nach Madison werden die Impulse der Projektile und Ejektile einer Reaktion im Laborsystem mit Hilfe unterschiedlicher Koordinatensysteme beschrieben. Die positive z-Achse ist parallel zum jeweiligen Impuls ausgerichtet, während die y-Achse parallel zur Streunormalen verläuft, und somit im Eingangs- und Ausgangskanal identisch ist. Die x-Achse wird schließlich so gewählt, daß sich ein rechtshändiges Koordinatensystem ergibt. Beide Koordinatensysteme können durch eine Drehung um den Streuwinkel θ ineinander überführt werden.

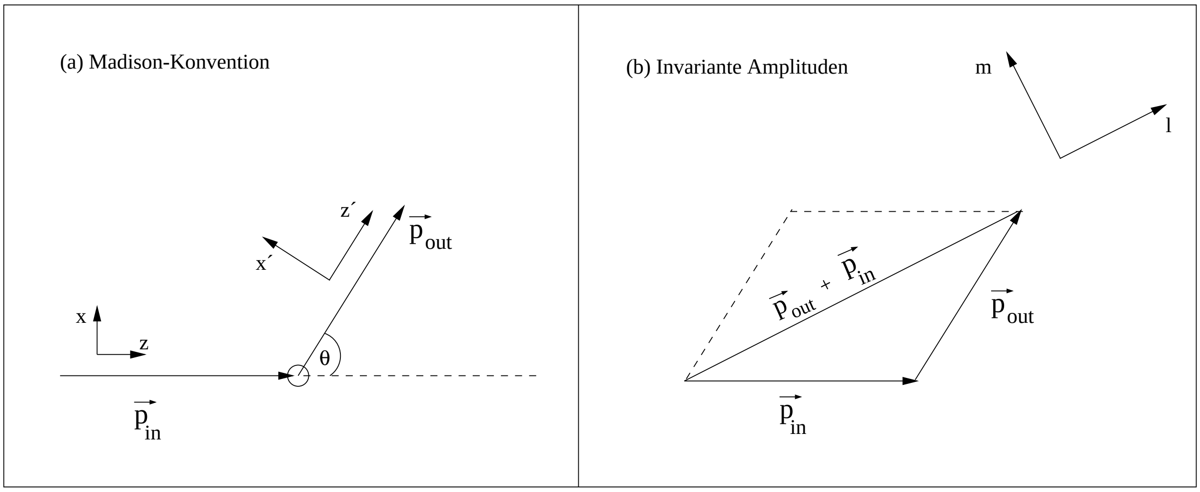


Abbildung 2.1: *(a) Koordinaten nach der Madison-Konvention im Laborsystem ([BAR70]). Für den Eingangskanal werden die Koordinaten (x,y,z) definiert, während für den Ausgangskanal das System (x',y',z') verwendet wird. Hierbei sind y und y' parallel zur Streunormalen ausgerichtet und zeigen aus der Ebene heraus.*
(b) System der invarianten Amplituden im Schwerpunktsystem.

Eingangskanal:

$$\begin{aligned} \vec{z} &= \frac{\vec{p}_{in}}{|\vec{p}_{in}|} \\ \vec{y} &= \frac{\vec{p}_{in} \times \vec{p}_{out}}{|\vec{p}_{in} \times \vec{p}_{out}|} \\ \vec{x} &= \vec{y} \times \vec{z} \end{aligned}$$

Ausgangskanal:

$$\begin{aligned} \vec{z'} &= \frac{\vec{p}_{out}}{|\vec{p}_{out}|} \\ \vec{y'} &= \frac{\vec{p}_{in} \times \vec{p}_{out}}{|\vec{p}_{in} \times \vec{p}_{out}|} \\ \vec{x'} &= \vec{y'} \times \vec{z'} \end{aligned}$$

Der Vorteil bei der Verwendung des Helizitätssystems liegt in dem definierten Verhalten der Basisvektoren gegenüber Paritätsoperationen: Da die Parität in der starken Wechselwirkung eine Erhaltungsgröße darstellt, können nur solche Observablen von Null verschieden sein, die sich gegenüber dieser Operation invariant verhalten. Das Verhalten der Basisvektoren unter der Paritätsoperation folgt aus dem des Impulsvektors, der hierbei sein Vorzeichen ändert. Das Verhalten der einzelnen Basisvektoren unter Anwendung der Paritätsoperation kann somit folgendermaßen beschrieben werden:

- $\vec{z}$: Der Basisvektor $\vec{z}$ entspricht dem auf eins normierten Impulsvektor und weist somit das gleiche Paritätsverhalten auf, d.h. $\vec{z}$ ändert das Vorzeichen.
- $\vec{y}$: Dieser Basisvektor stellt das Kreuzprodukt von zwei Impulsvektoren dar. Daher ändert sich sein Vorzeichen unter der Paritätsoperation nicht.
- $\vec{x}$: Der Basisvektor $\vec{x}$ ist das Kreuzprodukt eines polaren ($\vec{x}$) und eines axialen ($\vec{y}$) Vektors und ändert daher sein Vorzeichen unter der Paritätsoperation.

Hieraus ist ersichtlich, daß ausschließlich der senkrecht zur Streuebene verlaufende Basivektor $\vec{y}$ invariant bezüglich der Paritätsoperation ist.
Dies führt dazu, daß die im Abschnitt 2.3 beschriebene Analysierstärke $\vec{A}$ ausschließlich durch ihre y-Komponente A_y definiert wird.

2.2.2 Invariante Amplituden

Ein anderes in der Polarisationsphysik gebräuchliches Koordinatensystem ist das System der invarianten Amplituden, bei dem sowohl Projektil als auch Ejektil durch dasselbe Koordinatensystem $(\vec{l}, \vec{m}, \vec{n})$ beschrieben werden. Dieses wird im Schwerpunktsystem durch die folgenden drei Vektoren aufgespannt (siehe Abb. 2.1.b)):

$$\begin{aligned}
\vec{l} &= \frac{\vec{p}_{in} + \vec{p}_{out}}{|\vec{p}_{in} + \vec{p}_{out}|} \\
\vec{m} &= \frac{\vec{p}_{out} - \vec{p}_{in}}{|\vec{p}_{out} - \vec{p}_{in}|} \\
\vec{n} &= \frac{\vec{p}_{out} \times \vec{p}_{in}}{|\vec{p}_{out} \times \vec{p}_{in}|}.
\end{aligned}$$

Dieses Koordinatensystem wird wegen der Betrachtung des Streuprozesses im Schwerpunktsystem vor allem in theoretischen Arbeiten verwendet.
Da bei der Betrachtung experimenteller Gesichtspunkte die vorangehend erwähnten Vorteile des Helizitätssystems nach der Madison-Konvention von großem Nutzen sind, wird den folgenden Erläuterungen dieses Koordinatensystem zugrunde gelegt.

2.3 Zusammenhang zwischen Wirkungsquerschnitt und Polarisation, Analysierstärke und Asymmetrie

Zur Bestimmung der Polarisation des Primärstrahls werden Streuexperimente durchgeführt, bei denen die Zählratenasymmetrie der Ejektile einer gut bekannten Reaktion innerhalb eines definierten Polarwinkelintervalls ermittelt wird. Dabei fallen die Streuebene und die Quantisierungsachse des Spins der Projektile bei solchen Experimenten nicht notwendigerweise zusammen.

Im Folgenden soll die Streuung eines polarisierten Protonenstrahls (wie er beispielsweise von COSY geliefert wird) an einem unpolarisierten Target betrachtet werden. Die Orientierung des Spinvektors der Strahlprotonen im Eingangskanal ist ausschließlich durch den Produktionsmechanismus der polarisierte Quelle (siehe Anhang B.1) festgelegt. Das verwendete Koordinatensystem wurde, wie in Abbildung 2.2 dargestellt, in der Madison-Konvention gewählt.

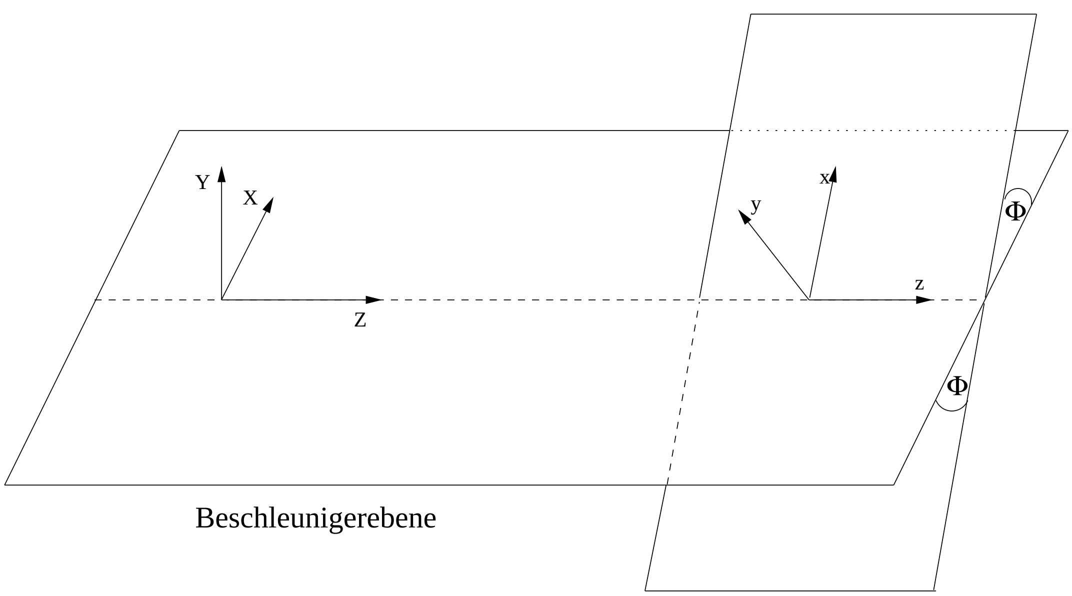


Abbildung 2.2: *Definition des Azimutalwinkels* Φ. *Das Koordinantensystem der Beschleunigerebene läßt sich durch Drehung um diesen Winkel in das System der Streuebene überführen. Der Polarisationsvektor der Primärstrahlteilchen verläuft parallel zur Y-Achse.*

Die einfallenden Primärstrahlprotonen werden durch das Koordinatensystem (X, Y, Z) beschrieben, wobei Z in Richtung des Impulses und Y in Polarisationsrichtung verläuft. Im Falle des Protonensynchrotrons COSY ist gegenwärtig ausschließlich eine Polarisation senkrecht zur Beschleunigerebene möglich. Daher wird im Folgenden von einer Polarisation des Primärstrahls ausgegangen, die lediglich eine y-Komponente aufweist ($P_y \cdot \vec{e}_y \equiv \vec{P}$).
Die Untersuchung der Streuung von polarisierten Fermionenstrahlen an einem unpolarisierten Target kann unter Verwendung eines azimuthal-symmetrischen Detektoraufbaus erfolgen. Die schematische Darstellung eines solchen Detektoraufbaus, der aus mindestens vier Detektoren besteht, ist in Abbildung 2.3 zu finden[1].

[1]Das während der Messung eingesetzte Bochumer Polarimeter BoPol (siehe Abschnitt 3.2.4) stellt solch eine azimuthal-symmetrische Detektoranordnung dar: Hierbei werden vier äquivalent aufgebaute Detektor-Module zur Bestimmung der Strahlpolarisation eingesetzt.

Der unter Verwendung eines polarisierten Fermionenprimärstrahls ermittelte Wirkungsquerschnitt $\sigma\,(\Theta,\,\varphi)$ einer Reaktion läßt sich schreiben als [OHL73]:

$$\sigma\,(\Theta,\,\varphi) = \sigma_0\,(\Theta)\,[1 + P_y\,A_y\,cos\,\varphi]. \tag{2.29}$$

Die in diesen Ausdruck eingehenden Größen sind:

- $\sigma_0\,(\Theta)$: Wirkungsquerschnitt der Reaktion unter Verwendung eines unpolarisierten Primärstrahls und eines unpolarisierten Targets,

- φ : Azimuthalwinkel der detektierten Ejektile, der für diese Geometrie mit dem Winkel Φ identisch ist,

- $A_y\,(\Theta)$: polarwinkelabhängige y-Komponente der Analysierstärke, die den Einfluß der Polarisation auf die Reaktion und somit den Wirkungsquerschnitt beschreibt und

- P_y : y-Komponente der Primärstrahlpolarisation.

Dieser Definition liegt das in Abschnitt 2.2.1 besprochene Paritätsverhalten der Basisvektoren des verwendeten Koordinatensystems zugrunde, wodurch ausschließlich die y-Komponente der Analysierstärke einen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt leistet.

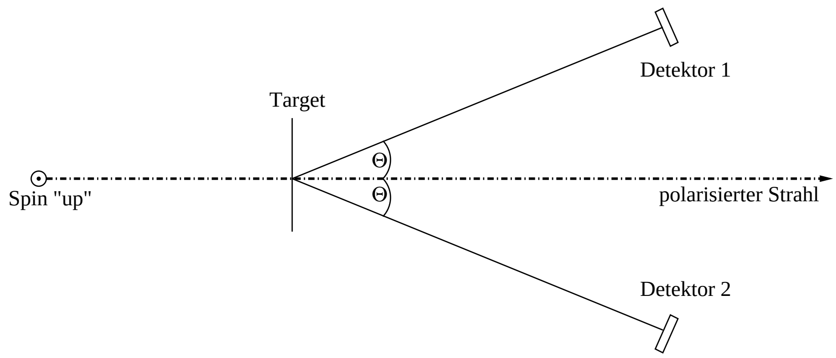


Abbildung 2.3: *Darstellung eines symmetrischen Detektoraufbaus zur Polarisationsbestimmumg des Primärstrahls. Von den verwendeten vier Detektorkomponenten sind nur die zwei dargestellt, die in der Beschleunigerebene liegen, d.h $\Phi = 0°$ (siehe Abb.2.2). Der Spin des einfallenden Strahls steht sowohl senkrecht zu seiner Bewegungsrichtung, als auch senkrecht auf der Beschleunigerebene.*

Abbildung 2.3 zeigt die Geometrie eines Detektorsystems mit Festkörpertarget zur Aufnahme der polarwinkel- und azimuthalwinkel-abhängigen Zählraten $N\,(\Theta,\,\varphi)$, die sich folgendermaßen schreiben lassen:

$$N\,(\Theta,\,\varphi) = n\,N_A\,\Delta\Omega\,E\,\sigma\,(\Theta,\,\varphi). \tag{2.30}$$

Hierbei legt n die Anzahl der in das Target einfallenden Primärteilchen fest, N_A ist die Massenbelegung des Targetmaterials, $\Delta\Omega$ ist der von einer Detektorkomponente abgedeckte Raumwinkelbereich und E die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektorsystems.
Betrachtet man nun zwei sich gegenüberliegende Einzel-Detektoren ($\Delta\varphi = 180°$), so lassen sich die spinabhängigen Zählraten $N_\uparrow$ und $N_\downarrow$ in diesen beiden Komponenten unter Verwendung von Gleichung 2.29 separat berechnen [OHL73]:

$$N_1\,(\Theta,\,0) \;\equiv\; N_{L,\uparrow} = n\,N_A\,\Omega_1\,E_1\,\sigma_0\,(\Theta)\,[1 + P_y\,A_y\,(\Theta)], \tag{2.31}$$

$$N_2\,(\Theta,\,\pi) \;\equiv\; N_{R,\uparrow} = n\,N_A\,\Omega_2\,E_2\,\sigma_0\,(\Theta)\,[1 - P_y\,A_y\,(\Theta)]. \tag{2.32}$$

Wird die Polarisation des einfallenden Primärstrahls "geflippt"[2], d.h. $\vec{P} \to -\vec{P}$, so lassen sich die Zählraten analog zum ersten Fall schreiben als:

$$N_1\,(\Theta,\,\pi) \;\equiv\; N_{R,\downarrow} = n'\,N'_A\,\Omega_1\,E_1\,\sigma_0\,(\Theta)\,[1 - P_y\,A_y\,(\Theta)], \tag{2.33}$$

$$N_2\,(\Theta,\,0) \;\equiv\; N_{L,\downarrow} = n'\,N'_A\,\Omega_2\,E_2\,\sigma_0\,(\Theta)\,[1 + P_y\,A_y\,(\Theta)], \tag{2.34}$$

wobei hier Abweichungen der Strahlparameter für die beiden Polarisationsrichtungen genauso berücksichtigt werden wie etwaige Diskrepanzen in der effektiven Targetdicke. Durch Bildung der geometrischen Mittel dieser Zählraten

$$N_L \equiv \sqrt{(N_{L,\uparrow}\,N_{L,\downarrow})} = [n\,n'\,N_A\,N'_A\,\Omega_1\,\Omega_2\,E_1\,E_2]^{\frac{1}{2}}\,\sigma_0\,(1 + P_y\,A_y), \tag{2.35}$$

$$N_R \equiv \sqrt{(N_{R,\uparrow}\,N_{R,\downarrow})} = [n\,n'\,N_A\,N'_A\,\Omega_1\,\Omega_2\,E_1\,E_2]^{\frac{1}{2}}\,\sigma_0\,(1 - P_y\,A_y), \tag{2.36}$$

ergibt sich die Definition der Links-Rechts-Asymmetrie ε, die auch "Super-Asymmetrie" genannt wird, zu

$$\varepsilon \equiv \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} = P_y\,A_y(\Theta). \tag{2.37}$$

Ein entscheidender Vorteil dieses Ausdrucks liegt in seiner Unabhängigkeit von den Detektoreffizienzen und den von den einzelnen Detektorkomponenten abgedeckten Raumwinkeln, sowie von etwaigen Variationen in der Targetdicke.
Der statistische Fehler, der bei der Messung der Asymmetrie auftritt, ist durch den Ausdruck [OHL73]

$$\Delta\,\varepsilon = \frac{1}{N_L + N_R}\sqrt{[(1-\varepsilon)^2\,(\Delta\,N_L)^2\; + (1+\varepsilon)^2\,(\Delta\,N_R)^2]} \tag{2.38}$$

gegeben. Verwendet man die Fehler $\Delta\,N_L = \sqrt{N_L}$ und $\Delta\,N_R = \sqrt{N_R}$ der für eine bestimmte Spinrichtung des Primärstrahls ermittelten Zählraten (d.h. verwendet man die einfache Asymmetrie), so reduziert sich Gleichung 2.38 zu:

$$\Delta\,\varepsilon = \sqrt{\left(\frac{1-\varepsilon^2}{N_L + N_R}\right)}. \tag{2.39}$$

[2] Der Spinflipp am COSY erfolgte bei der durchgeführten Messung im Januar 1999 spillweise.

Bei der Verwendung der geometrischen Mittel aus den Messungen unterschiedlicher Strahlpolarisation $\left(N_L = \sqrt{N_{L,\uparrow}\, N_{L,\downarrow}}\right.$ und $\left.N_R = \sqrt{N_{R,\uparrow}\, N_{R,\downarrow}}\right)$ können die Fehler in den Zählraten folgendermaßen bestimmt werden [OHL73]:

$$\Delta\, N_L = \frac{1}{2}\, N_L \sqrt{\left(\frac{1}{N_{L,\uparrow}} + \frac{1}{N_{L,\downarrow}}\right)}, \tag{2.40}$$

$$\Delta\, N_R = \frac{1}{2}\, N_R \sqrt{\left(\frac{1}{N_{R,\uparrow}} + \frac{1}{N_{R,\downarrow}}\right)}. \tag{2.41}$$

Die statistische Genauigkeit $\Delta\, A_y$ der Analysierstärke kann für $\varepsilon \ll 1$ angegeben werden [OHL73]:

$$\Delta\, A_y \xrightarrow{\varepsilon \ll 1} \frac{1}{P_y} \frac{1}{\sqrt{(N_L + N_R)}}. \tag{2.42}$$

Für die quasi-elastische $\vec{p}\,^{12}C \;\rightarrow p\,^{12}C$-Streuung, die im Bochumer Polarimeter BoPol als Analysier-Reaktion zur Polarisationsbestimmung des Primärstrahls verwendet wurde, ist der polarwinkelabhängige Verlauf der Analysierstärke in Abbildung 2.4 dargestellt.

2.3.1 Quantenmechanische Betrachtungen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke

Bei der quantenmechanischen Beschreibung des Wirkungsquerschnitts wird von der Streuung eines Teilchens der Masse m an einem Potential $V(\vec{r})$ ausgegangen. Seien E die Energie und $\vec{p} = \hbar\, \vec{k}$ der Anfangsimpuls des Teilchens, so läßt sich ein Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnitt $\sigma\,(\Omega)$ und der Lösung der Schrödinger-Gleichung

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\,m}\,\Delta \;+\; V(\vec{r})\right] \psi_k\,(\vec{r}) = E\,\psi_k\,(\vec{r}), \tag{2.43}$$

herstellen, deren Verhalten im Unendlichen von der Form

$$\psi_{\mathrm{f}} = e^{i\,\vec{k}_{\mathrm{i}}\,\vec{r}} \;+\; f\,(\Omega)\,\frac{e^{i\,\vec{k}_{\mathrm{f}}\,\vec{r}}}{|\vec{r}|} \tag{2.44}$$

ist. ψ_{f} definiert hierbei die auslaufende gestreute Welle, wobei die Indizes i und f im Folgenden stets den Eingangs- bzw. den Ausgangskanal definieren.
Für die Streuung von spinlosen Teilchen läßt sich der Wirkungsquerschnitt auf das Quadrat der Streuamplitude $f\,(\Omega)$ reduzieren:

$$\sigma\,(\Omega) = |\; f\,(\Omega)\;|^2. \tag{2.45}$$

Für Projektile mit Spin stellt die einlaufende Welle ψ_{i} ein Produkt aus einer Ortswellenfunktion und einer Spinwellenfunktion dar:

$$\psi_{\mathrm{i}} = e^{i\,\vec{k}_{\mathrm{i}}\,\vec{r}}\,|\,n\,\rangle_{\mathrm{i}}, \tag{2.46}$$

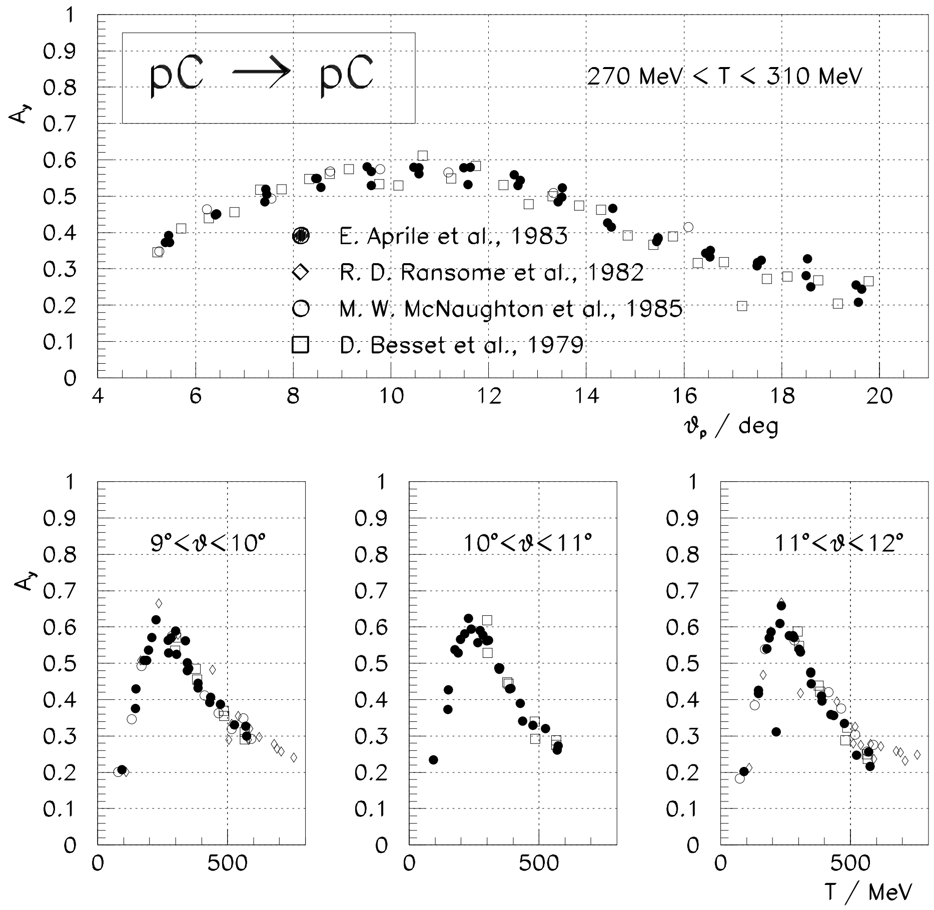


Abbildung 2.4: *Verlauf der Analysierstärke bei der Analysier-Reaktion $\vec{p}\,^{12}C \to p\,^{12}C$, die im Bochumer Polarimeter BoPol verwendet wird. Oben: Polarwinkelabhängigkeit der Analysierstärke in dem Energieintervall $270\,MeV < T < 310\,MeV$. Unten: Analysierstärke bei verschiedenen Polarwinkeln als Funktion der Einschußenergie T. Die relativen experimentellen Fehler der Analysierstärke A_y liegen bei den aufgeführten Messungen bei ca. 3%.*

wobei n einen möglichen Spinzustand numeriert. Wird die gestreute Welle von Teilchen mit Spin in der Form von Gleichung 2.44 dargestellt, so muß von dem skalaren Operator f zu einem Operator übergegangen werden, der auf die Spinwellenfunktion $|\,n\,\rangle$ wirkt und der im Folgenden mit $\mathcal{M}$ bezeichnet wird. Somit ergibt sich für die gestreute Welle der Zusammenhang:

$$\psi_\mathrm{f} \sim e^{i\,\vec{k}_\mathrm{i}\,\vec{r}}\,|\,n\,\rangle_\mathrm{i} + \frac{e^{i\,\vec{k}_\mathrm{f}\,\vec{r}}}{|\vec{r}|}\,\mathcal{M}\,(\vec{k}_\mathrm{f},\vec{k}_\mathrm{i})\,|\,n\,\rangle_\mathrm{i}. \tag{2.47}$$

In der auslaufenden Welle ist somit der Spinanteil

$$\mathcal{M}\,(\vec{k}_\mathrm{f},\vec{k}_\mathrm{i})\,|\,n\,\rangle_\mathrm{i} = |\,n\,\rangle_\mathrm{f} \tag{2.48}$$

enthalten [FIC71].
Da die einlaufende Welle eine Mischung von reinen Spinzuständen $|\, n\,\rangle$ darstellt, kann der Spinanteil dieser Welle durch den Dichteoperator ϱ_i beschrieben werden:

$$\varrho_{\mathrm{i}} = \sum_n \,|\, n\,\rangle_{\mathrm{i}}\; p_n\; \langle\, n\,|_{\mathrm{i}}\,. \tag{2.49}$$

Die Koeffizienten p_n geben die Wahrscheinlichkeit an, einen reinen Zustand $|\, n\,\rangle$ in dem einlaufenden Primärstrahl vorzufinden. Unter Verwendung der Gleichungen 2.48 und 2.49 kann der Dichteoperator des Ausgangskanals ϱ_{f} auf den Dichteoperator ϱ_{i} des Eingangskanals zurückgeführt werden:

$$\varrho_{\mathrm{f}} = \sum_n \,|\, n\,\rangle_{\mathrm{f}}\; p_n\; \langle\, n\,|_{\mathrm{f}} \tag{2.50}$$

$$= \sum_n \mathcal{M}\;|\, n\,\rangle_{\mathrm{i}}\; p_n\; \langle\, n\,|_{\mathrm{i}}\; \mathcal{M}^+ \tag{2.51}$$

$$= \mathcal{M}\left(\sum_n \,|\, n\,\rangle_{\mathrm{i}}\; p_n\; \langle\, n\,|_{\mathrm{i}}\right)\mathcal{M}^+. \tag{2.52}$$

Der Dichteoperator ϱ_{i} transformiert sich folglich entsprechend dem Transformationsverhalten eines Operators in der Quantenmechanik:

$$\varrho_{\mathrm{f}} = \mathcal{M}\,\varrho_{\mathrm{i}}\,\mathcal{M}^+. \tag{2.53}$$

Da der Operator $\mathcal{M}$ nur auf die Spinanteile innerhalb der Wellenfunktion des Eingangskanals wirkt und somit nicht unitär ist, gilt:

$$Sp\,(\varrho_{\mathrm{f}}) \neq 1. \tag{2.54}$$

Der Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung von Teilchen mit Spin ergibt sich analog zu Gleichung 2.45 als das Quadrat des Erwartungswertes von $\mathcal{M}$ gewichtet mit den Wahrscheinlichkeiten p_n, die Projektile in einem der reinen Zuständen $|\, n\,\rangle$ vorzufinden. Man erhält daher

$$\sigma\,(\Omega) = \sum_{n\,n'} p_n\,|\,\langle\, n'\,|\;\mathcal{M}\;|\,n\,\rangle\,|^2 \tag{2.55}$$

$$= \sum_{n\,n'} \langle\, n'\,|\;\mathcal{M}\;|\,n\,\rangle\; p_n\;\langle\, n\,|\;\mathcal{M}^+\;|\,n'\,\rangle \tag{2.56}$$

$$= \sum_{n'} \langle\, n'\,|\;\mathcal{M}\,\varrho_{\mathrm{i}}\,\mathcal{M}^+\;|\,n'\,\rangle \tag{2.57}$$

$$= \sum_{n'} \langle\, n'\,|\;\varrho_{\mathrm{f}}\;|\,n'\,\rangle \tag{2.58}$$

$$= Sp\,(\varrho_{\mathrm{f}}). \tag{2.59}$$

Gleichung 2.55 gilt allerdings nur für die elastische Streuung. Im Allgemeinen muß noch der zur Verfügung stehende Phasenraum des Eingangs-, sowie des Ausgangskanals berücksichtigt werden, so daß sich für den Wirkungsquerschnitt einer Reaktion der allgemeine Ausdruck [FIC71]

$$\sigma\,(\Omega) = \frac{k_\mathrm{f}}{k_\mathrm{i}}\,Sp\,(\varrho_\mathrm{f}) \tag{2.60}$$

ergibt. Bei der quantenmechanischen Betrachtung der Analysierstärke muß von dem Dichteoperator eines unpolarisierten Strahls mit Spin $\vec{s}$ ausgegangen werden [FIC71]:

$$\varrho_\mathrm{i}\,(s) = \frac{1}{(2\,s+1)}\,E\,(s), \tag{2.61}$$

wobei $E\,(s)$ die $(2\,s+1)$-dimensionale Einheitsmatrix darstellt.
Berücksichtigt man hierbei die Spinrichtungen der Projektile und des Targetmaterials (s_1 und s_2), so ergibt sich für den Dichteoperator ϱ_i des Eingangskanals:

$$\varrho_\mathrm{i} = \frac{1}{(2\,s_1+1)}\,E\,(s_1)\,\otimes\,\frac{1}{(2\,s_2+1)}\,E\,(s_2). \tag{2.62}$$

Für den Wirkungsquerschnitt $\sigma_0\,(\Omega)$, dem die Verwendung eines unpolarisierten Primärstrahls und eines unpolarisierten Targets zugrunde liegt, ergibt sich somit:

$$\begin{aligned} \sigma_0\,(\Omega) &= \frac{k_\mathrm{f}}{k_\mathrm{i}}\,Sp\,(\,\varrho_\mathrm{f}\,) && (2.63)\\ &= \frac{k_\mathrm{f}}{k_\mathrm{i}}\,Sp\,(\,\mathcal{M}\,\varrho_\mathrm{i}\,\mathcal{M}^+\,) && (2.64)\\ \Rightarrow \sigma_0\,(\Omega) &= \frac{1}{(2\,s_1+1)\,(2\,s_2+1)}\,\frac{k_\mathrm{f}}{k_\mathrm{i}}\,Sp\,(\,\mathcal{M}\,\mathcal{M}^+\,). && (2.65) \end{aligned}$$

Bei der Verwendung eines polarisierten Primärstrahls muß im Eingangskanal zu dem Dichteoperator eines Fermionenstrahls mit der Polarisation $\vec{P}$ (bestehend aus den Komponenten $P_j,\ j=x,y,z$) übergegangen werden [FIC71] (vgl. Gl. 2.27):

$$\varrho_\mathrm{i} = \frac{1}{2}\left(\varepsilon + \sum_j P_j\,\sigma_j\right)\,\otimes\,\frac{1}{(2\,s_2+1)}\,E\,(s_2). \tag{2.66}$$

Für den Wirkungsquerschnitt unter Verwendung polarisierter Projektile mit dem Spin $\frac{1}{2}$ und einem unpolarisierten Target ergibt sich:

$$\begin{aligned} \sigma\,(\Omega) &= \frac{k_\mathrm{f}}{k_\mathrm{i}}\,Sp\,\left(\mathcal{M}\,\varrho_\mathrm{i}\,\mathcal{M}^+\right) && (2.67)\\ &= \frac{1}{2}\,\frac{1}{(2\,s_2+1)}\,\frac{k_\mathrm{f}}{k_\mathrm{i}}\,Sp\,\mathcal{M}\left(\varepsilon + \sum_j P_j\,\sigma_j\right)\mathcal{M}^+ && (2.68)\\ &= \frac{1}{2}\,\frac{1}{(2\,s_2+1)}\,\frac{k_\mathrm{f}}{k_\mathrm{i}}\,Sp\,\left(\mathcal{M}\,\mathcal{M}^+\right)\\ &+ \frac{1}{2}\,\frac{1}{(2\,s_2+1)}\,\frac{k_\mathrm{f}}{k_\mathrm{i}}\,\sum_j P_j\,Sp\,\left(\mathcal{M}\,\sigma_j\,\mathcal{M}^+\right). && (2.69) \end{aligned}$$

Der erste Summand dieser Gleichung stellt den Wirkungsquerschnitt $\sigma_0\,(\Omega)$ (vgl. Gleichung 2.65) für den Fall eines unpolarisierten Fermionenprimärstrahls und eines unpolarisierten Targets dar, womit sich der Ausdruck

$$\sigma\,(\Omega) = \sigma_0\,(\Omega)\,\left(1 + \sum_j P_j\,\frac{Sp\,(\,\mathcal{M}\,\sigma_j\,\mathcal{M}^+\,)}{Sp\,(\,\mathcal{M}\,\mathcal{M}^+\,)}\right) \tag{2.70}$$

ergibt, der die quantenmechanische Definition der Analysierstärke beinhaltet [FIC71]:

$$A_j = \frac{Sp\,(\,\mathcal{M}\,\sigma_j\,\mathcal{M}^+\,)}{Sp\,(\,\mathcal{M}\,\mathcal{M}^+\,)}. \tag{2.71}$$

Der endgültige Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt unter Verwendung eines polarisierten Fermionenstrahls ergibt sich somit zu:

$$\sigma\,(\Omega) = \sigma_0\,(\Omega)\,\left(1 + \sum_j P_j\,A_j\right). \tag{2.72}$$

Kapitel 3

Experimentaufbau

Die einzelnen Komponenten des zur experimentellen Bestimmung der Analysierstärke der Reaktion $\vec{p}p \rightarrow pp\gamma$ verwendeten Detektoraufbaus werden im folgenden Kapitel genauer vorgestellt. Hierbei spielen neben dem TOF-Spektrometer selbst einige "externe" Detektoren, zu denen auch das bereits erwähnte Bochumer Polarimeter BoPol zählt, eine entscheidende Rolle.

3.1 COSY-Beschleuniger und Protonenstrahl

Die Inbetriebnahme des **Co**oler-**Sy**nchrotrons (COSY) erfolgte am 1. April 1993. Mit COSY können vom Jülicher Injektor-Zyklotron JULIC ($T = 40\ MeV$) aus injizierte Protonen auf Energien bis zu $T = 3{,}3\ GeV$ beschleunigt werden (siehe Abb. 3.1). Zusätzlich zu den internen[1] Experimenten wurden bisher drei externe Experimentierplätze errichtet, an denen sich u.a. das Flugzeitspektrometer COSY-TOF (**T**ime **O**f **F**light) befindet (siehe Abb. 3.2). Die Strahlparameter, die während der im Januar 1999 durchgeführten Messung mit polarisiertem Strahl vorlagen, sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt.

Extraktionseffizienz	60% bis 70%
Impulsunschärfe	$\Delta p/p < 1 \cdot 10^{-3}$
Teilchenstrom (extern)	max. $10^8\ s^{-1}$
Extraktionszeit (Spilldauer)	9 s
Zykluszeit	14 s

Tabelle 3.1: *Strahlparameter am externen Meßplatz von COSY-TOF im Januar 1999.*

[1] Diese Experimente befinden sich innerhalb des Beschleunigerrings, wobei das im Rahmen des EDDA-Experimentes installierte "interne" Polarimeter hier besonders erwähnt werden soll [ALB96, BAU98, BUE96].

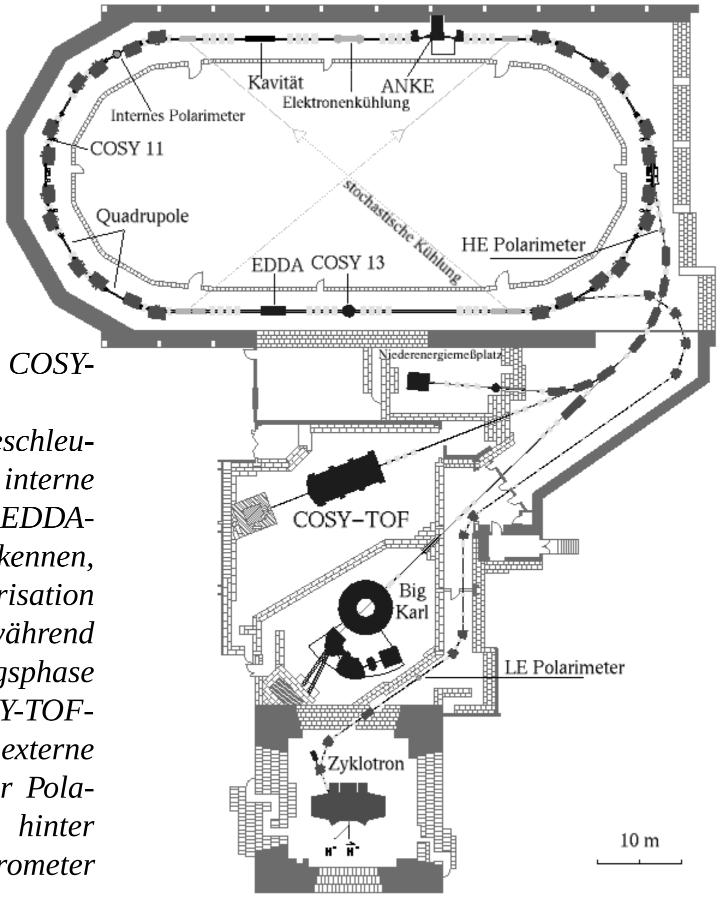


Abbildung 3.1: *COSY-Beschleunigeranlage: Innerhalb des Beschleunigerrings ist das interne Polarimeter der EDDA-Kollaboration zu erkennen, welches die Polarisation des Primärstrahls während der Beschleunigungsphase bestimmt. Am COSY-TOF-Meßplatz wurde das externe Polarimeter BoPol zur Polarisationsbestimmung hinter dem Flugzeitspektrometer installiert.*

Durch einen spillweisen Wechsel der Polarisationsrichtung des Strahls standen sowohl negativ polarisierte (Spinrichtung: down[2]) als auch positiv polarisierte Protonen (Spinrichtung: up) für die Messung zur Verfügung. Dadurch konnten die im vorangegangenen Kapitel (siehe Abschnitt 2.3) beschriebenen Vorteile bei der Bestimmung von Asymmetrien und Analysierstärken der beobachteten Reaktionen mit Hilfe der “Super-Asymmetrie“ genutzt werden. Zur unmittelbaren Bestimmung der Strahlpolarisation am Meßplatz von COSY-TOF wurde in Bochum ein externes Polarimeter entwickelt und gebaut (siehe Abschnitt 3.2.4).

3.1.1 Protonen-Quellen an COSY

Bis zum Dezember 1998 stellte COSY den Experimenten ausschließlich unpolarisierte Protonenstrahlen zur Verfügung. Als Quelle der Protonen dient hierfür eine Plasmaquelle, die H_2^+-Ionen freisetzt, welche im JULIC auf eine kinetische Energie von $T = 40\ MeV$ vorbeschleunigt und anschließend zum Ringbeschleuniger geführt wer-

[2]Spin up bzw. Spin down bezeichnet hierbei die Ausrichtung des Spinvektors senkrecht zur Beschleunigerebene.

den. Bei der Injektion passieren diese eine dünne Kohlenstoffolie (Stripperfolie), wodurch über die Reaktion $H_2^+ \to 2p + e^-$ Protonen zur weiteren Beschleunigung bereitgestellt werden [PFI90].
In der vorliegenden Messung kam erstmalig ein polarisierter Protonenstrahl an COSY zum Einsatz. Der polarisierte Primärstrahl wird hierbei aus polarisierten Ionen gewonnen, die in einer Atomstrahl-Quelle produziert werden.
Die Einzelheiten des Funktionsprinzips der an COSY eingesetzten polarisierten Quelle sind in Anhang B.1 näher erläutert.

3.2 Das Flugzeitspektrometer COSY-TOF

Ein Flugzeitspektrometer besteht im Wesentlichen aus einer Start-Stopp-Detektoranordnung. Abbildung 3.2 zeigt die Hauptkomponenten des COSY-TOF, die im Folgenden näher beschrieben werden. Um Streuereignisse zwischen dem Primärstrahl und Luft zu vermeiden, erfolgt der Betrieb des Detektors im Vakuum. Zu diesem Zweck befinden sich alle Komponenten des TOF innerhalb eines $15\ mm$ starken Eisenbehälters. Die am Wechselwirkungsort gestreuten Protonen durchschlagen den Startdetektor, der sich unmittelbar hinter dem Target befindet und erzeugen Szintillationssignale in einer der drei Komponenten des Stoppdetektors (Barrel, Ring-Hodoskop (kurz: Ring) oder Zentral-Hodoskop (kurz: Quirl)). Als Detektormaterial kommen an COSY-TOF organische Szintillatoren (weitestgehend BC418 und BC404, Fa. BICRON) zum Einsatz. Das in diesen von geladenen Teilchen erzeugte Szintillationslicht gelangt über Plexiglaslichtleiter zu Photomultipliern, die das Licht in elektrische Signale übersetzen. Aus der Differenz zwischen den Szintillationszeitpunkten in Start- und Stoppdetektor wird die Flugzeit der geladenen Ejektile bestimmt. Die Pulshöhe der aufgezeichneten Signale liefert ein Maß für den in den Szintillatoren aufgetretenen Energieverlust $dE\,/\,dx$ der Teilchen.
An COSY-TOF sollen die geladenen Teilchen mit möglichst guter Zeit- und Ortsauflösung nachgewiesen werden. Daraus ergeben sich die folgenden Anforderungen an den Detektoraufbau:

- große Raumwinkelabdeckung der vorderen Hemisphäre (nahezu $2\ \pi$ im Laborsystem),
- minimale Massenbelegung aller Detektorkomponenten, um eine Störung der geladenen Ejektile zu vermeiden,
- azimuthale (φ) Symmetrie,
- Verarbeitung hoher Teilchenmultiplizitäten.

Im Folgenden sollen die bei der $pp\gamma$-Messung im Januar 1999 eingesetzten Komponenten des Flugzeitspektrometers sowie einige Zusatzdetektoren beschrieben werden, unter denen sich auch das in Bochum konzipierte und gebaute Polarimeter BoPol befindet.

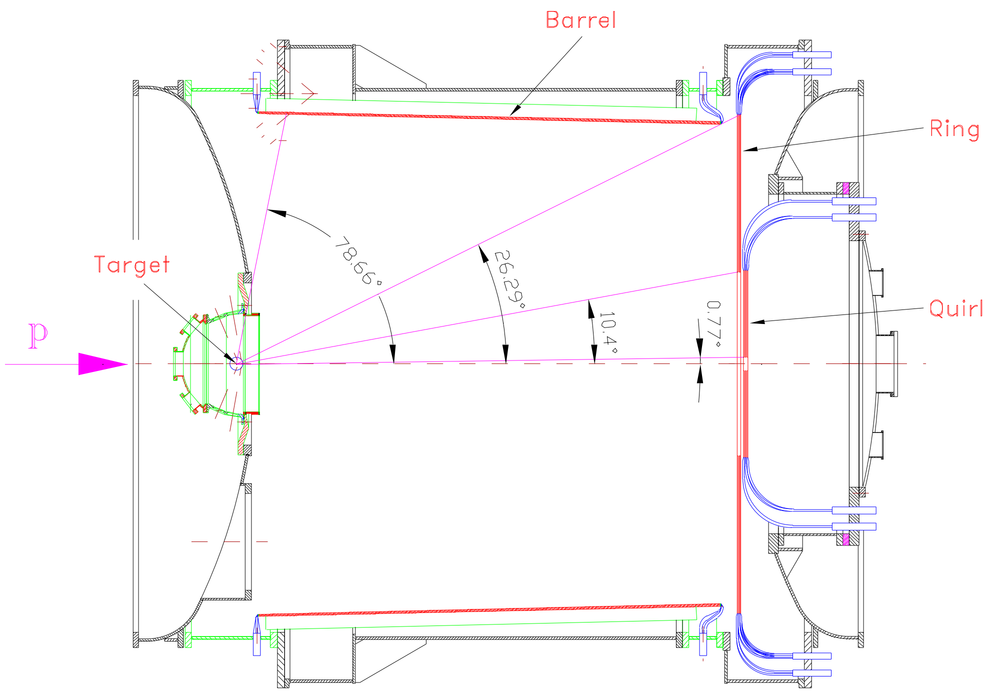


Abbildung 3.2: *Aufbau des Flugzeitspektrometers COSY-TOF im Januar 1999: Dargestellt ist ein Schnitt durch das TOF entlang der Strahlachse.*

3.2.1 Target

Zur Untersuchung von pp- oder pd-Wechselwirkungen benötigt man geeignete Targetbehälter, deren Wechselwirkungen mit dem Primärstrahl aufgrund der vorhandenen Massenbelegungen oder der nicht exakten Positionierung des Targets minimal sind. In Jülich wurde daher ein Target konzipiert [NAK93, JAE92, HAS97], dessen kleine Abmessungen - in Verbindung mit einem gut fokussierten Protonenstrahl - den Wechselwirkungsort der zu untersuchenden Reaktionen sehr genau definieren.
Abbildung 3.3 zeigt den Aufbau des verwendeten Targetfingers, an dessen Ende sich die Targetzelle befindet. Diese kann wahlweise mit flüssigem Wasserstoff (LH_2) oder flüssigem Deuterium (LD_2) gefüllt werden, was die Untersuchung zahlreicher Reaktionen ermöglicht. Den wichtigsten Bestandteil des Targets bildet ein Kupferhohlzylinder (Länge : 4 mm, $\oslash = 6\ mm$, Wandstärke ca. 65 μm), dessen Stirnflächen mit Mylar-Folie ($C_5H_4O_2$) abgedichtet sind. Die Dicke dieser Folien wird so gewählt, daß sie einerseits die notwendige mechanische Haltbarkeit der Targetzelle gewährleistet, andererseits unerwünschte Reaktionen mit dem Primärstrahl aufgrund ihrer Massenbelegung minimiert. Zur Erfüllung dieser Anforderungen konnte aufgrund des kleinen Targetzellendurchmessers während der hier maßgeblichen Strahlzeit eine 1 μm dünne Folie verwendet werden.

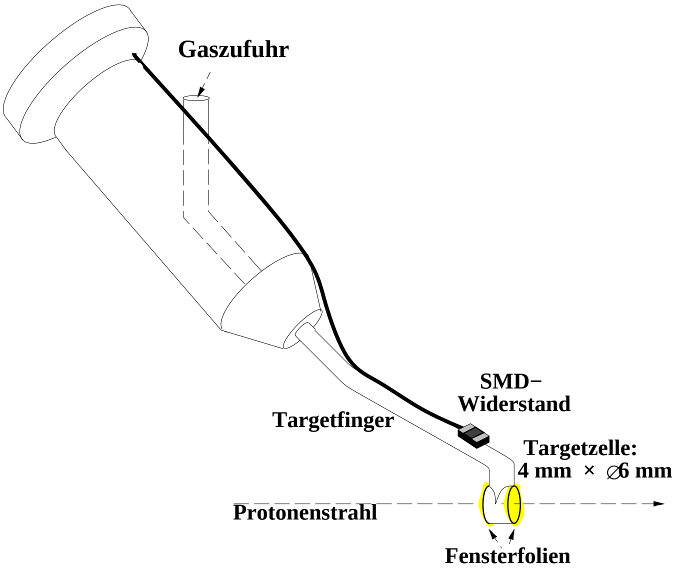


Abbildung 3.3: *Skizze des LH_2*-Targets

Während der Messung schlagen sich Restgaspartikel (O_2, N_2) auf den Targetfolien nieder, die zu unerwünschten Untergrundreaktionen führen. Um eine saubere Messung zu gewährleisten, muß diese Eisschicht verdampft werden. Hierzu wird die Targetzelle in Abständen von einigen Stunden mit Hilfe eines SMD-Widerstandes erhitzt [HAS97]. Da dieser Vorgang nur wenige Minuten in Anspruch nimmt, stellt er keine wesentliche Unterbrechung des regulären Meßbetriebes dar.

3.2.2 Startdetektor

Die Information über den Startzeitpunkt der Flugzeitmessung der einzelnen Ejektile liefert ein sich direkt (32 mm) hinter dem Target befindender Startdetektor. Da bei der Reaktion $\vec{p}p \rightarrow pp\gamma$ das neutrale Photon nicht direkt, sondern über die Rekonstruktion seines Viererimpulses nachgewiesen wird, ist es entscheidend, die Viererimpulse der beiden nachgewiesenen Protonen mit hoher Präzision zu bestimmen. Der zu verwendende Startdetektor muß daher folgenden Anforderungen genügen:

1. Die Zeitauflösung muß besser als 300 ps sein und

2. die Massenbelegung des Detektors darf nur geringe Kleinwinkelstreuung verursachen.

Somit stellt die Konzeption des Startdetektors einen Kompromiß zwischen der erforderlichen Zeitauflösung und der Dicke des Detektormaterials dar. Der in dieser Messung verwendete Startdetektor MARS (Abb. 3.4) wurde im Forschungszentrum Rossendorf gebaut [SCH94b, SCH95].
Er weist eine 16-fache Segmentierung in der azimuthalen (φ) und eine zweifache Segmentierung in der polaren (Θ) Richtung auf. Letztere wird durch zwei unterschiedliche

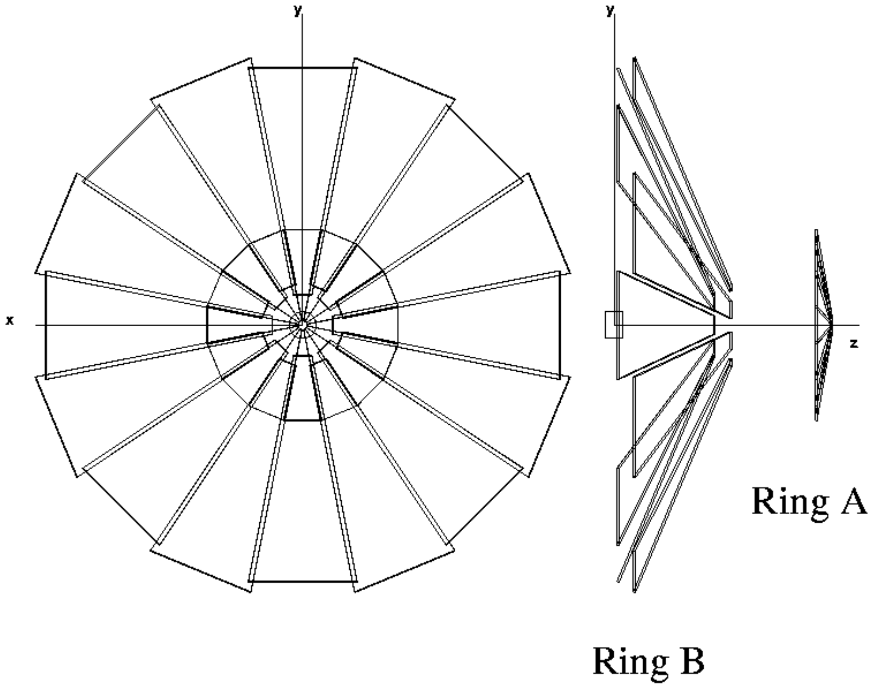


Abbildung 3.4: *Vorder- und Seitenansicht der Anordnung der Szintillatorkomponenten im Rossendorfer Startdetektor MARS [NAU96].*

Detektorringe, Ring A und Ring B, realisiert. Die $0{,}5\ mm$ dicken Szintillatorelemente (Material: BC418, Fa. BICRON) des äußeren Ringes B sind überlappend angeordnet, um eine lückenlose Raumabdeckung zu gewährleisten.
Zur Vermeidung unerwünschter Reaktionen des primären Protonenstrahls mit dem Detektormaterial beträgt der Durchmesser des inneren Lochs des Ringes A $3{,}3\ mm$. Genauere Angaben über den Aufbau des Startdetektors sind in Abbildung 3.5 graphisch dargestellt.

3.2.3 Stoppdetektor

Die zur Analyse der Messungen erforderliche Flugzeitinformation erhält man aus der Differenz der Stopp- und Startzeitpunkte. Zur Abdeckung eines großen polaren Winkelbereichs und zur Erzielung einer hohen Orts- und Zeitauflösung wurde ein Stoppdetektor aus drei in Strahlrichtung hintereinander angeordneten Komponenten verwendet, die im Folgenden näher beschrieben werden.

Barrel

Der Barrel-Detektor besteht aus 96 in Strahlrichtung konisch zulaufenden $15\ mm$ dikken Szintillatorbalken (Länge: $2853\ mm$, Material: BC412, Fa. BICRON), die beidsei-

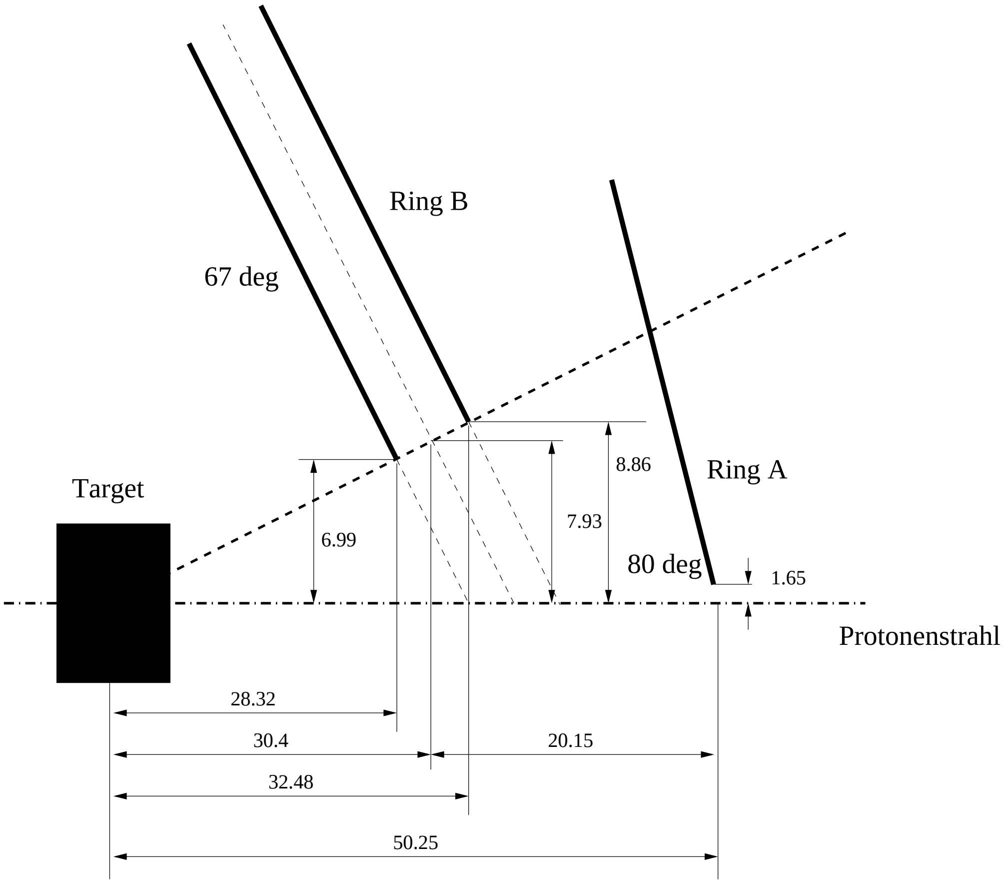


Abbildung 3.5: *Abmessungen des Startdetektors MARS (Maßangaben in mm). Der Ring A weist einen Neigungswinkel von* $80°$ *zur Strahlachse auf, während der entsprechende Neigungswinkel des Ringes B* $67°$ *beträgt.*

tig über Hohllichtleiter mit Photomultipliern ausgelesen werden. Diese Detektorkomponente deckt einen polaren Winkelbereich von $26{,}3° < \Theta < 83°$ ab, was ca. 32% der vorderen Hemisphäre des Laborsystems entspricht. Der Polarwinkel eines im Barrel detektierten Ejektils läßt sich über den radialen Abstand seines Durchstoßpunktes im Szintillatorbalken von der Strahlachse r und dem dazugehörigen Abstand zum Target d ermitteln (siehe Abb. 3.6).

Die zur Berechnung des Durchstoßpunktes eines Ejektils erforderlichen geometrischen Größen sind wie folgt definiert:

$$\Theta = \arctan\left(\frac{r}{d}\right) \tag{3.1}$$

$$r = R_v - \frac{R_v - R_h}{L} \cdot x \tag{3.2}$$

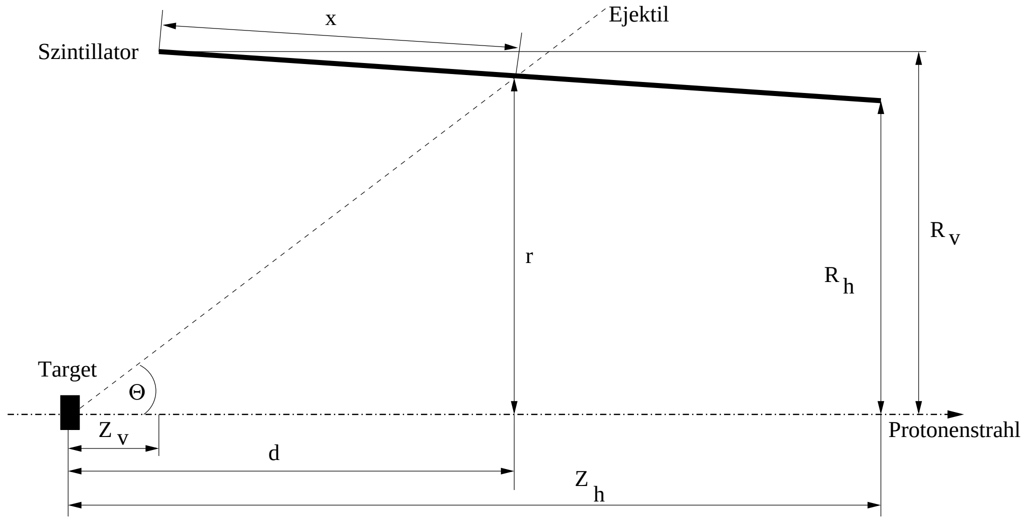


Abbildung 3.6: *Geometrie des Barrel-Detektors [RIC99]. Die entsprechenden Größen sind in Tabelle 3.2 zu finden.*

$$d = Z_v + \sqrt{1 - \left(\frac{R_v - R_h}{L}\right)^2} \cdot x. \tag{3.3}$$

In Tabelle 3.2 sind alle Daten des Barrel zusammengefaßt.

Länge des Barrel L	2853 mm
Targetabstand vorne Z_v	155 mm
Targetabstand hinten Z_h	3008 mm
Innenradius vorne R_v	1546 mm
Innenradius hinten R_h	1481 mm
Dicke der Szintillatoren	15 mm
Material der Szintillatoren	BC412 (BICRON)
Anzahl der Elemente	96
Breite der Elemente vorne	100,3 mm
Breite der Elemente hinten	96,1 mm
Photomultiplier	XP2020 (Phillips)

Tabelle 3.2: *Daten des Barrel-Detektors*

Die Ortsauflösung eines Szintillatorbalkens berechnet sich aus den bereits beschriebenen geometrischen Größen unter Verwendung der in Abschnitt 4.5.2 betrachteten Flugzeitauflösung und der Unsicherheit für die Lichtlaufzeiten innerhalb des Szintillators. Sie beträgt $\sigma_{\mathrm{x}} \leq 6$ cm [MOE99] (vgl. Kapitel 4).

Endkappe

Das Zentral-Hodoskop (Quirl) und das Ring-Hodoskop lassen sich aufgrund gleicher Szintillatoranordnung und Funktionsweise zur Endkappe zusammenfassen. Das Zentral-Hodoskop (Quirl) besteht aus drei in Strahlrichtung hintereinander angeordneten Szintillatorlagen, deren Abstand zueinander 6 mm beträgt (siehe Abb. 3.7).

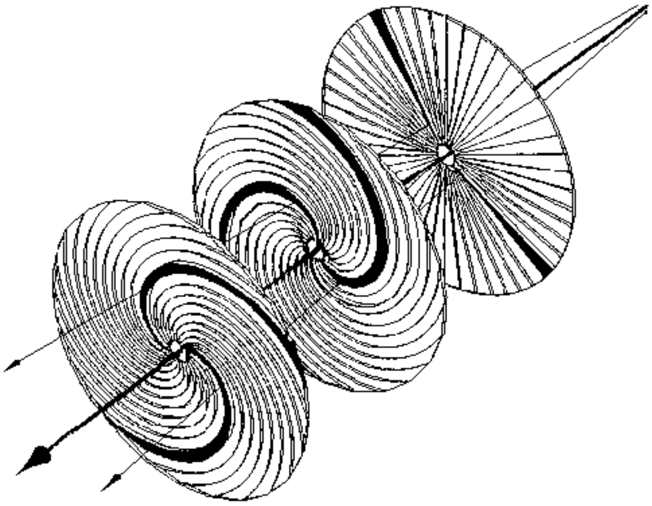


Abbildung 3.7: *Schematische Darstellung der Szintillatoranordnung in den drei Lagen des Zentral-Hodoskops (Quirl). Die von den geladenen Ejektilen getroffenen Szintillatorkomponenten sind schwarz markiert dargestellt.*

Die 1. Lage des Quirls besteht aus 48 keilförmigen Elementen, während die beiden folgenden Lagen eine 24-fache Segmentierung in Form archimedischer Spiralen aufweisen ($r = const. \cdot \varphi$) (siehe Tab. 3.3). Bei einem Targetabstand von 3148 mm konnte mit diesem Detektor der Endkappe der Winkelbereich von $0{,}77° < \Theta < 10{,}4°$ abgedeckt werden.

Außendurchmesser	1160 mm
Innendurchmesser	84 mm
Dicke der Szintillatoren	5 mm
Material der Szintillatoren	BC408 (BICRON)
Anz. keilförmiger Elemente (1.Lage)	48
Anz. rechtsgewundener Elemente (2.Lage)	24
Anz. linksgewundener Elemente (3.Lage)	24
Biegewinkel der Elemente der 2. und 3. Lage	180,0°
Länge der Lichtleiter der 2. und 3. Lage	1180 mm
Photomultiplier	XP2020 (Phillips)

Tabelle 3.3: *Daten des Zentral-Hodoskops (Quirl)*

Das Ring-Hodoskop besteht ebenfalls aus drei je 6 mm voneinander entfernten, segmentierten Szintillatorlagen mit einer Stärke von ca. 5 mm. Wie aus Tabelle 3.4 ersichtlich, besteht die azimuthale Segmentierung der 1. Lage aus 96 keilförmigen Szintillatorkomponenten, während die beiden anderen Lagen aus je 48 linksgewundenen, bzw. rechtsgewundenen Segmenten in Form archimedischer Spiralen bestehen.

Außendurchmesser	3080 mm
Innendurchmesser	1136 mm
Dicke der Szintillatoren	5 mm
Material der Szintillatoren	BC408 (BICRON)
Anz. keilförmiger Elemente (1.Lage)	96
Anz. rechtsgewundener Elemente (2.Lage)	48
Anz. linksgewundener Elemente (3.Lage)	48
Biegewinkel der Elemente der 2. und 3. Lage	142,59°
Photomultiplier	XP2020 (Phillips)

Tabelle 3.4: *Daten des Ring-Hodoskops*

Das Ring-Hodoskop war während der Messung in einem Abstand von 3110 mm hinter dem Target positioniert und deckte einen polaren Winkelbereich von $10{,}4° < \Theta < 26{,}3°$ ab.

3.2.4 Zusatzdetektoren

Rubinkristall

Zu Beginn jeder Messung muß der Protonenstrahl auf das Target fokussiert werden. Zur Durchführung der Fokussierung hat sich ein Rubinkristall in Verbindung mit einer CCD-Kamera bewährt. Der Rubin befindet sich unmittelbar (ca. 20 mm) vor dem Target und emittiert bei Bestrahlung mit Protonen sichtbares Licht. Ab einer Strahlintensität von ca. $10^5\ s^{-1}mm^{-2}$ Protonen läßt sich der Strahlfleck mit Hilfe der Kamera beobachten [ROG96].

Vetodetektoren

Die Definition des Strahlquerschnitts des von COSY gelieferten Primärstrahls erfolgt mittels dreier nach der Größe bzw. den Konstrukteuren benannten Vetodetektoren:

- "Big Veto": Dieser ca. 2600 mm vor dem Target aufgebaute Zähler besteht aus fünf großflächigen Szintillatorplatten, die um das Strahlrohr angeordnet sind.
- "Molnar Veto": Diese das Innere des Strahlrohrs (ca. $\oslash$ 100 mm) ausfüllende, 5 mm dicke Szintillatorscheibe mit den Maßen (120×120) mm^2 und einem Loch von 8 mm war während der durchgeführten Messung 507 mm vor dem Target installiert.

- “Wolfi Veto“: Hierbei handelt es sich um ein unmittelbar ($55\ mm$) vor dem Target installiertes $1{,}0\ mm$ dickes Szintillatorscheibchen mit einer Grundfläche von $(60 \times 15)\ mm^2$, und einem wählbaren Innenlochdurchmesser von $1{,}5\ mm - 3{,}5\ mm$. Bei der dieser Arbeit zugrundeliegenden Meßzeit wurde ein Innenlochdurchmesser von 3 mm gewählt.

Beamhodoskop

Zur Messung der Strahlintensität sowie zur Ermittlung der Lage und des Querschnitts des primären Protonenstrahls (siehe Abb. 3.8), befindet sich im Strahlengang ca. $6487\ mm$ hinter dem Target (außerhalb des Vakuums) das Beamhodoskop.

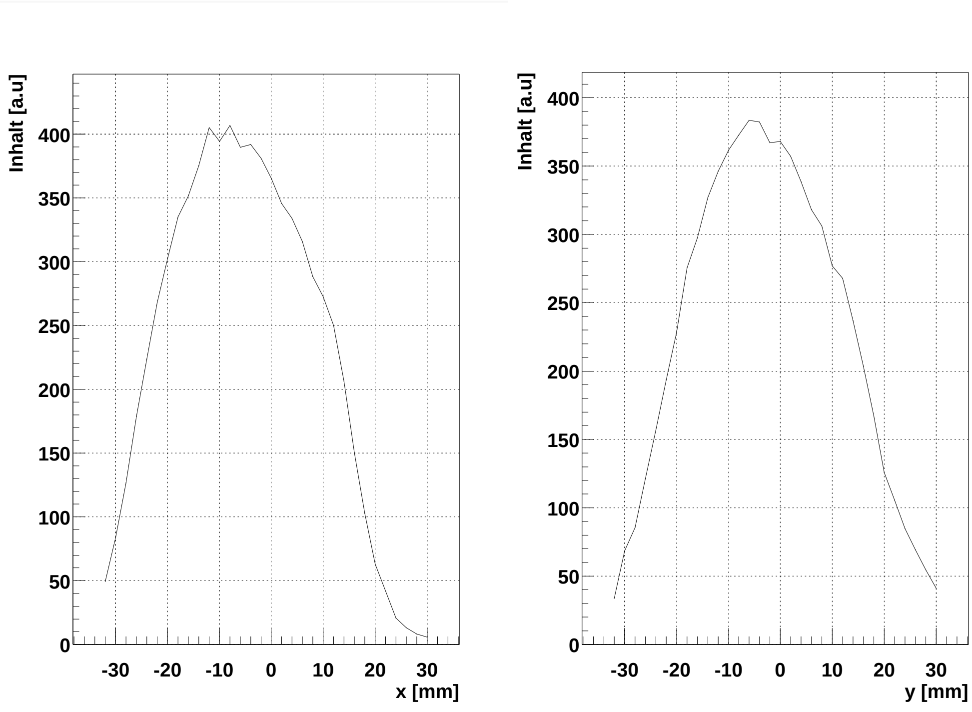


Abbildung 3.8: *Mit dem Beamhodoskop aufgenommene Strahlquerschnitte in einem Abstand von ca.* $6{,}5\ m$ *hinter dem Target des COSY-TOF (links: horizontal, rechts: vertikal).*

Der Detektor hat eine aktive Fläche von $(64 \times 64)\ mm^2$ und besteht aus zwei gekreuzten Lagen aus jeweils 32 rechteckigen, szintillierenden Fasern (BCF12, Fa. BICRON) mit einem Querschnitt von $(2 \times 2)\ mm^2$. Diese werden von 16-fach Photomultipliern (R4760, Fa. Hamamatsu) ausgelesen [SCH94a, DEL96].

Bochumer Polarimeter (BoPol)

Zur Bestimmung der Polarisation des Primärstrahls am externen Meßplatz von COSY-TOF wurde ein vierarmiges, auf der Messung der Asymmetrie ε der elastischen Sreuung $\vec{p}\,{}^{12}C \to p\,{}^{12}C$ basierendes Polarimeter konzipiert und gebaut. Bei der Wahl dieser Analysierreaktion spielten verschiedene Aspekte eine entscheidende Rolle: Über die Definition der Asymmetrie

$$\varepsilon = \frac{N_{(\varphi=0^\circ)} - N_{(\varphi=180^\circ)}}{N_{(\varphi=0^\circ)} + N_{(\varphi=180^\circ)}} = A_y \cdot P_y, \tag{3.4}$$

(siehe Abschnitt 2.3) ergibt sich der zu erwartende Fehler dieser Meßgröße zu

$$\Delta\,\varepsilon = \sqrt{\frac{4\,N_{(\varphi=0^\circ)}\,N_{(\varphi=180^\circ)}}{(N_{(\varphi=0^\circ)} + N_{(\varphi=180^\circ)})^3}} \sim \frac{1}{\sqrt{N}} \sim \frac{1}{\sigma_0}. \tag{3.5}$$

σ_0 ist hierin der totale Wirkungsquerschnitt der zu untersuchenden Reaktion, der sich bei Verwendung eines unpolarisierten Primärstrahls ergibt.
Um diesen Anforderungen zu genügen, muß die Analysierreaktion bei der gegebenen Strahlenergie von $T = 293{,}46\ MeV$ sowohl einen hohen Wert für die Analysierstärke, als auch einen hohen Wert des unpolarisierten Wirkungsquerschnitts σ_0 aufweisen.
Die Werte dieser Größen bei der elastischen Streuung von Protonen an Kohlenstoff sind:

- $A_{y,max}\,(\Theta_{lab} = 10{,}4^\circ) = 0{,}55 \pm 0{,}03,$
- $\sigma_0 = (360 \pm 3{,}6)\ mb.$

Die Positionierung der vier äquivalent aufgebauten Polarimetermodule erfolgte unter einem Laborpolarwinkel von $\Theta_{lab} = 10{,}4^\circ$ (bzgl. des $5\ mm$ dicken Kohlenstoff-Targets ($\oslash\,26{,}3\,mm$)) azimuthal-symmetrisch um die Strahlachse, bei einem fixierten Zwischenwinkel zweier benachbarter Module von $\Delta\,\varphi = 90{,}0^\circ$.
Jedes dieser Module besteht aus einer Start- und einer Stopp-Detektorkomponente (siehe Abb. 3.9), wobei der Startdetektor aus einem $5\ mm$ dicken Szintillatorquader mit einer Grundfläche von $(10 \times 10)\ mm^2$ besteht. Die an dem internen Kohlenstoff-Target elastisch gestreuten Protonen durchqueren die Startkomponente und treffen auf einen Bleiquader mit den Maßen $(40 \times 50 \times 50)\ mm^3$, in dem sie einen erheblichen Energieverlust erleiden (siehe Abb. 3.10), und aufgrund der Wechselwirkungen mit dem Material extreme Ablenkungen erfahren.
Zum möglichst verlustfreien Nachweis der in dem Bleiquader gestreuten Protonen wurden die Grundflächen der nachfolgenden vier je $5\ mm$ dicken Stoppszintillatoren zu $(50 \times 50)\ mm^2$ gewählt. Da der Nachweis des in den vier Stoppdetektoren erzeugten Szintillationslichts über nur einen Photomultiplier erfolgt, wurden $10\ mm$ dicke Bleiquader gleicher Grundfläche zwischen den Stoppszintillatoren positioniert

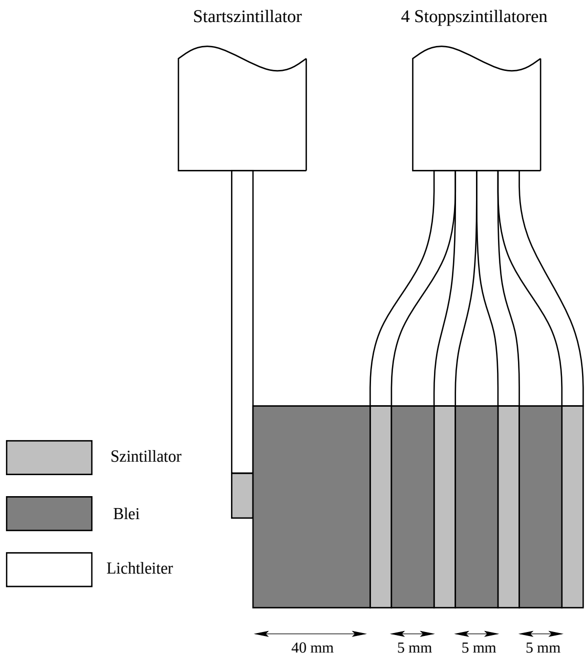


Abbildung 3.9: *Aufbau eines Moduls des externen Polarimeters BoPol: Die von links in den Startdetektorbereich einlaufenden gestreuten Protonen werden in den nachfolgenden Bleiquadern aufgestreut. Aufgrund des gemessenen Energiedeposits des detektierten Teilchens innerhalb des Stoppdetektorbereichs kann eine Unterscheidung zwischen elastisch gestreuten Protonen und etwaigen Untergrundreaktionen vorgenommen werden.*

um eine eindeutige Unterscheidung zwischen elastisch gestreuten Protonen und auftretenden Untergrundreaktionen vornehmen zu können: Während elastisch gestreute Protonen aufgrund ihrer hohen Energie in allen vier Stoppszintillatoren Energie deponieren, ist dies bei aus Untergrundreaktionen stammenden niederenergetischen Protonen nicht der Fall. Somit kann anhand des spezifischen Energieverlustes dieser Teilchen innerhalb des Stoppdetektorbereichs des Bochumer Polarimeters eine Separation der Ejektile der Reaktion $\vec{p}\,^{12}C \rightarrow p\,^{12}C$ von Untergrundereignissen durchgeführt werden.

Der Abstand der einzelnen Module vom internen ^{12}C-Target des Polarimeters kann in horizontaler Richtung variiert werden. Desweiteren läßt sich der Abstand zwischen den Start- und Stoppkomponenten eines Moduls frei wählen, so daß sich in Verbindung mit der Möglichkeit einer freien Polarwinkeleinstellung (Θ) durch Variation des horizontalen Abstands jedes einzelnen Moduls bzgl. des Kohlenstoff-Targets ein äußerst flexibler und gleichzeitig kompakter Aufbau des Polarimeters ergibt.

Zusammenfassend ist in Abbildung 3.11 der gesamte Detektoraufbau mit allen verwendeten TOF-externen Detektoren schematisch dargestellt.

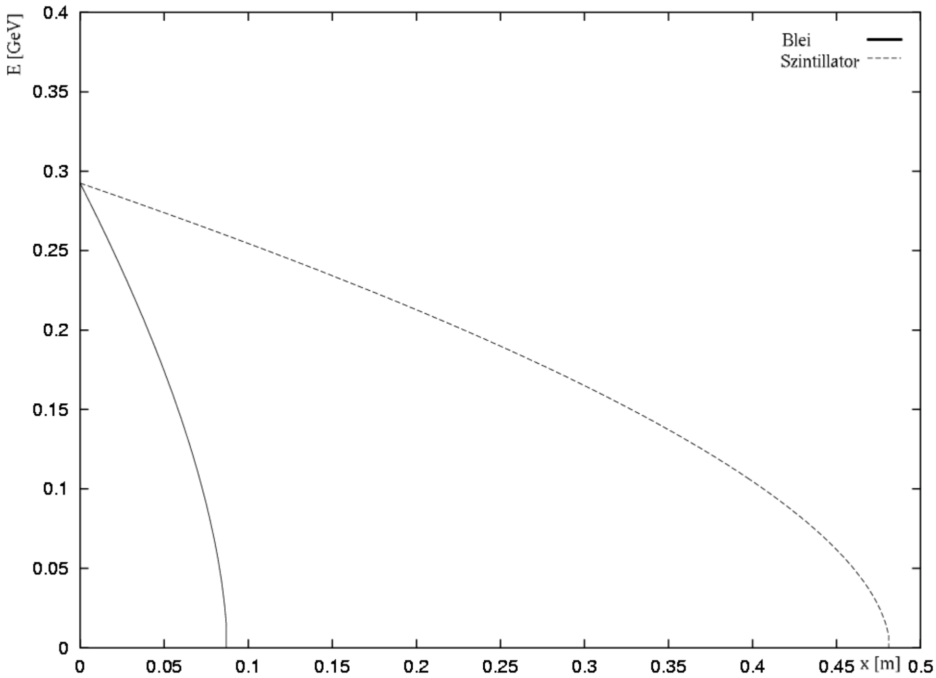


Abbildung 3.10: *Verbleibende Restenergie von Protonen beim Durchlauf von Blei und Plastik ausgehend von einer kinetischen Energie von $T = 293{,}46\ MeV$.*

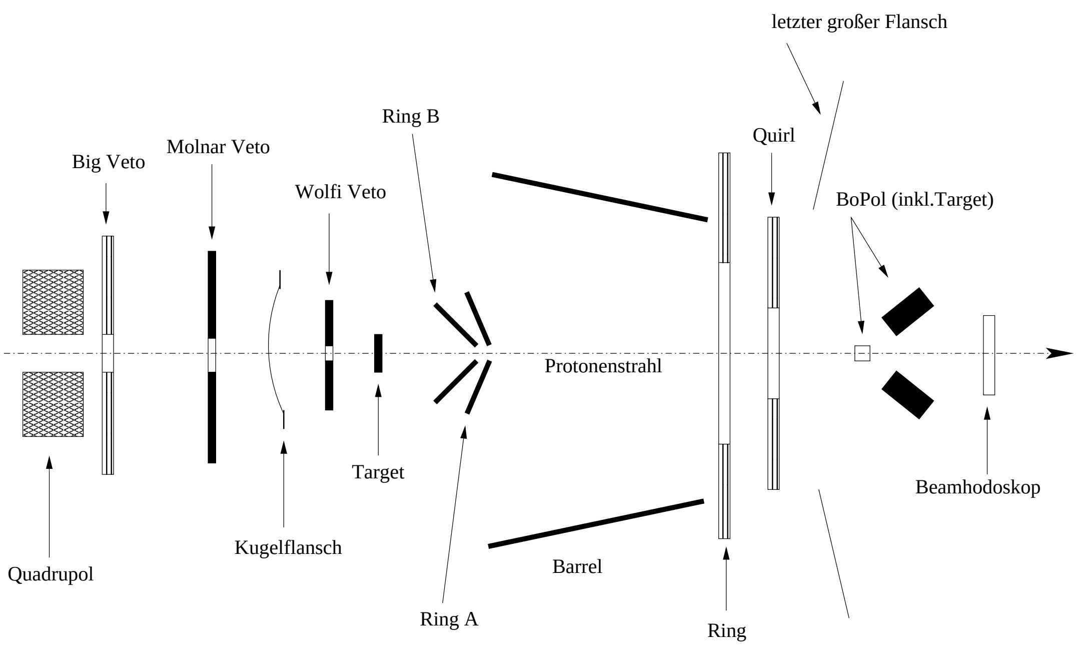


Abbildung 3.11: *Schematische Darstellung des Detektor-Setups: Neben den Komponenten des Flugzeitspektrometers selbst sind die während der Messung verwendeten TOF-externen Detektoren dargestellt.*

3.3 Datenaufnahme

Bei den am COSY-TOF-Spektrometer durchgeführten Messungen erfolgt neben der Aufzeichnung von Pulshöhen, die ein Maß für die Energiedeposition der in den einzelnen Szintillatorkomponenten nachgewiesenen geladenen Teilchen darstellen mittels QDCs (Charge to Digital Converter), die Aufzeichnung der Flugzeiten dieser geladenen Ejektile unter Verwendung von TDCs (Time to Digital Converter).

In der vorliegenden Ausbaustufe des Flugzeitspektrometers beinhaltet die Datenaufnahme 512 TDC- und QDC-Kanäle. Hinzu kommt eine Anzahl von Scalern und Modulen, die zur Realisierung der Triggerlogik verwendet werden. Zur Auslese und Steuerung der FASTBUS- und CAMAC[3]-Module wird eine VME[4]/E6 CPU eingesetzt, die über einen VME-Bus mit den entsprechenden Einheiten der Datenaufnahme kommuniziert.

Zur Auslese der Front-End-Elektronik sowie zur Datenaufzeichnung wird das in den Programmiersprachen C und Assembler geschriebene und an der GSI entwickelte Software-Paket TDAS[5] [LIN91, RIN92, RIN95, BRA94] verwendet, welches hierfür durch umfangreiche, in Bochum und Dresden durchgeführte Modifikationen an die Anforderungen des COSY-TOF Experiments angepaßt wurde.

Alle zur Konfiguration der Datennahme benötigten Informationen sind in Tabellen gespeichert, die zu Beginn eines jeden Runs auf das zur Datenarchivierung verwendete DLT-Band geschrieben werden. Frühere Arbeiten (z. B. [BRA92]) zeigten, daß hierbei bis zu 2500 Ereignisse/s (dies entspricht 470 kByte/s) auf Band geschrieben werden können.

Synchron zur laufenden Datenaufnahme werden die registrierten Ereignisse über eine Ethernet-Leitung an eine IBM RS/6000 Workstation weitergeleitet, an der eine Online-Kontrolle der Daten erfolgt. Zu diesem Zweck wurde für das COSY-TOF-Experiment unter Verwendung der Programmiersprache C++ das Software-Paket XD[6] [STE94, GAS92] entwickelt. Die im Format der Datenerfassung TDAS aufgezeichneten Meßdaten werden mittels des Programms tdas2xd in das XD-Format konvertiert und mit dem sogenannten Sorter, einem auf XD basierenden Programm, verarbeitet. Dieses Programm wird dem der jeweiligen Strahlzeit entsprechenden Detektor-Setup angepasst und ermöglicht desweiteren die Erstellung und graphische Darstellung unterschiedlicher Spektren. Zu den umfangreichen standardisierten Spektren, die zur Monitorierung und Qualitätssicherung während der Datennahme dienen, können auch benutzerspezifische Spektren z.B. zur Überprüfung von Kalibrationen hinzugefügt werden. Abbildung 3.12 zeigt ein benutzerspezifisches Display der Meßdaten, bei dem die Spektren unter Verwendung des Sorterprogramms dargestellt wurden.

[3]CAMAC:**C**omputer **A**ided **M**easurement **A**nd **C**ontrol

[4]**V**ersabus **M**odule **E**uropa

[5]TDAS: **T**emporary **D**ata **A**cquisition **S**ystem

[6]XD:**X**-**D**isplay (UNIX-spezifischer Ausdruck)

3.3.1 Trigger

Da eine Aufzeichnung aller während einer Strahlzeit im Detektor nachgewiesenen Signale technisch nicht durchführbar ist und ein Grossteil dieser Signale nicht durch die zu untersuchenden Ereignisse hervorgerufen wird, ist eine Vorselektion interessanter Ereignisse bereits während der Laufzeit des Experimentes (online) zwingend erforderlich. Die einzelnen Schritte die zur Erzeugung eines hierfür geeigneten Triggers erforderlich sind sollen daher im Folgenden kurz erläutert werden:
Die Signale der verwendeten Photomultiplier werden über $50\ m$ lange RG213 Kabel vom Meßplatz des COSY-TOF zu der Front-End-Elektronik übertragen, wo sie in einem passiven $50\ \Omega$ Splitter aufgeteilt werden. Um alle Signale in den QDCs digitalisieren zu können, wird dieser Signalzweig mit Hilfe von $15\ dB$ Dämpfern abgeschwächt. Zur Kompensierung der zur Triggerbildung erforderlichen Zeit werden die analogen Signale über $40\ m$ lange RG213 Kabel verzögert. Der zweite von dem passiven Splitt ausgehende Signalzweig wird in LeCroy 4413 Diskriminatoren verarbeitet und zu den TDCs übertragen. Die während der Strahlzeit verwendeten Triggereinstellungen basieren hauptsächlich auf einer Betrachtung der Multiplizität der geladenen Spuren in den unterschiedlichen Detektorkomponenten.
Im Falle der Reaktion $pp \rightarrow pp\gamma$ bewirken die beiden nachgewiesenen geladenen Ejektile jeweils zwei Einträge im Start- und im Stoppdetektorbereich. Da eine zu restriktive Selektion die Daten zu sehr beschneiden würde, wurden im Triggersystem bei der im Januar 1999 durchgeführten Strahlzeit folgende Kriterien für die Multiplizität der detektierten geladenen Ejektile gewählt:

1. mindestens zwei Treffer im Startdetektorbereich und

2. mindestens zwei Treffer im Bereich der Stopp-Detektoren.

Durch diese Forderungen konnte zusätzlich die Aufzeichnung von Ereignissen aus der elastischen Protonenstreuung sowie aus der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^0$ erfolgen. Allerdings sind diese Triggereinstellungen nicht hinreichend, um ebenfalls Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ zu selektieren, wie in Abschnitt 4.6.1 erläutert wird.
Desweiteren erfolgte die im Januar 1999 durchgeführte Messung erstmalig unter Verwendung eines polarisierten Primärstrahls. Die Information über die spillweise wechselnde Spinrichtung des Primärstrahls wurde von COSY zur Verfügung gestellt und in Form eines Spin-Bits in die Datenerfassung von COSY-TOF implementiert. Somit steht dem Experimentator zusätzlich zu der Bestimmmung der Polarisation während der Messung (online) unter Verwendung des in Bochum entwickelten Polarimeters BoPol auch die Möglichkeit zur Verfügung, eine spinabhängige Offline-Analyse der Meßdaten mit entsprechender Auswertung des aufgezeichneten Spinbits durchzuführen.

3.3.2 Datenaufnahme für das Bochumer Polarimeter BoPol

Ein umfangreicher Teil der Arbeit bestand in der Entwicklung, der Konstruktion und dem Test des externen Polarimeters BoPol. Die Verwendung dieses Online-Systems

hat den wesentlichen Vorteil, daß die Bestimmung der Strahl-Polarisation ausschließlich auf der Aufzeichung der Zählraten aus der verwendeten Analysier-Reaktion basiert, so daß keinerlei Flugzeitinformationen benötigt werden, und somit eine Kalibrierung wie im Falle des TOF-Spektrometers (siehe Kapitel 4) nicht erforderlich ist. Aus diesem Grunde liegt es auch nahe, für dieses vom TOF unabhängige Detektorsystem eine eigenständige Datenerfassung zu realisieren.
Dieses in Abbildung 3.13 schematisch dargestellte System umfaßt neben den acht QDCs der vier Polarimeter-Module die zur Aufzeichnung der Zählraten erforderlichen Scaler.

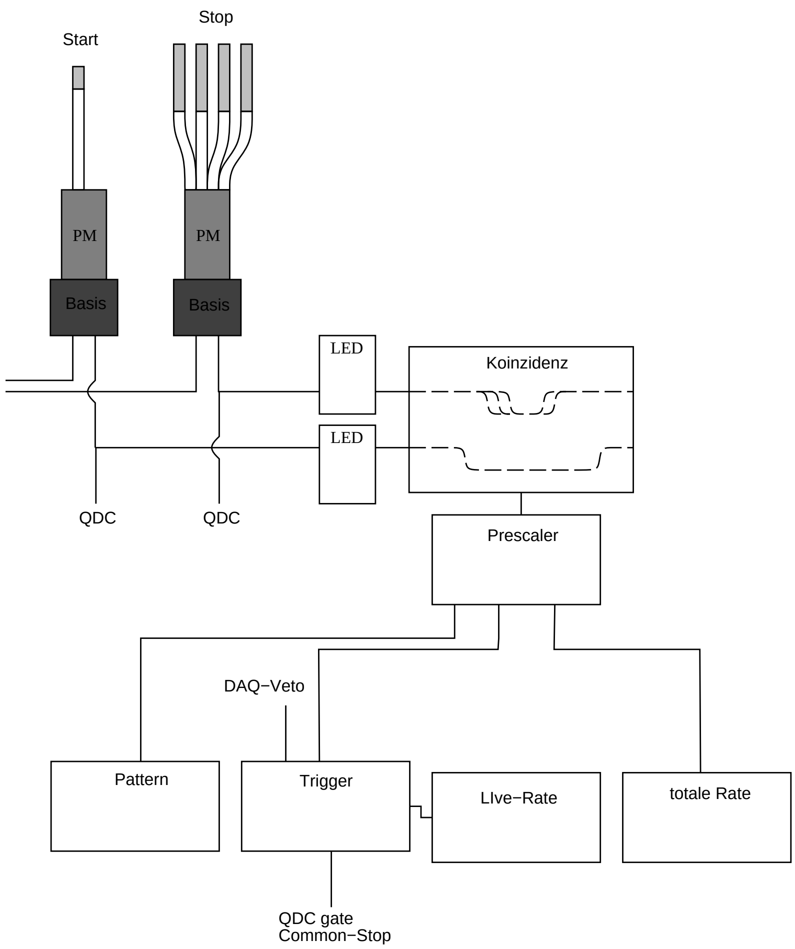


Abbildung 3.13: *Schematische Darstellung der Datenaufnahme für das Bochumer Polarimeter BoPol.*

Als Triggerbedingung für die Auslese der Scaler des Polarimeters BoPol wird eine Koinzidenz zwischen Start- und Stoppbereich eines einzelnen Moduls gefordert. Zur Bestimmung der Polarisation des Primärstrahls wurden die Koinzidenzen in allen Modulen und die Zählraten der einzelnen Komponenten spillweise aufgezeichnet.

3.3.3 Laserkalibrierungssystem

An dieser Stelle soll ebenfalls ein kurzer Überblick über die Funktionsweise des Laserkalibrierungssystems [HER97] gegeben werden, das einerseits zur Funktionsüberwachung der einzelnen Detektorsysteme (Szintillatoren, Lichtleiter, elektrische Signalleitung, Ausleseelektronik und Software) verwendet und andererseits zur Untersuchung des durch die Leading-Edge-Diskriminatoren bedingten Walks[7] (siehe Abschnitt 4.2) genutzt wird.
Das Licht des Lasers ($\lambda = 137{,}2\ nm$, Pulsdauer $300\ ps$ FWHM) wird über Lichtwellenleiter in die einzelnen Detektor-Segmente eingekoppelt. Das UV-Licht des Lasers regt die Farbzentren der Wellenlängenschieber im Szintillator an, die bei der Abregung Licht mit derselben Charakteristik emittieren wie auch beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch das Szintillatormaterial. Zur Variation der in die Detektorelemente eingekoppelten Lichtintensität können bis zu sieben $2\ mm$ dicke Filter aus Flintglas mit Transmissionskoeffizienten von ca. $85\ \%$ in den Strahlengang gebracht werden. Die Verwendung eines Constant-Fraction-Diskriminators ermöglicht die Generierung eines zeitlich von der Pulshöhe unabhängigen Referenzsignals für Kalibrierungsmessungen. Wird unter Verwendung des Filtersystems Laserlicht unterschiedlicher Intensität in die Detektorkomponenten des Spektrometers eingekoppelt, können aus den zeitlichen Verschiebungen der Signale in Abhängigkeit von der Pulshöhe (Walk, vgl. Abschnitt 4.2) Korrekturfunktionen für jeden Detektor-Kanal ermittelt werden. Mit Hilfe dieser Funktionen kann die ermittelte Flugzeit korrigiert werden.

[7] Der Begriff Walk bezeichnet hierbei die Abhängigkeit der aufgezeichneten Pulshöhen (QDC-Werte) von der Flugzeit.

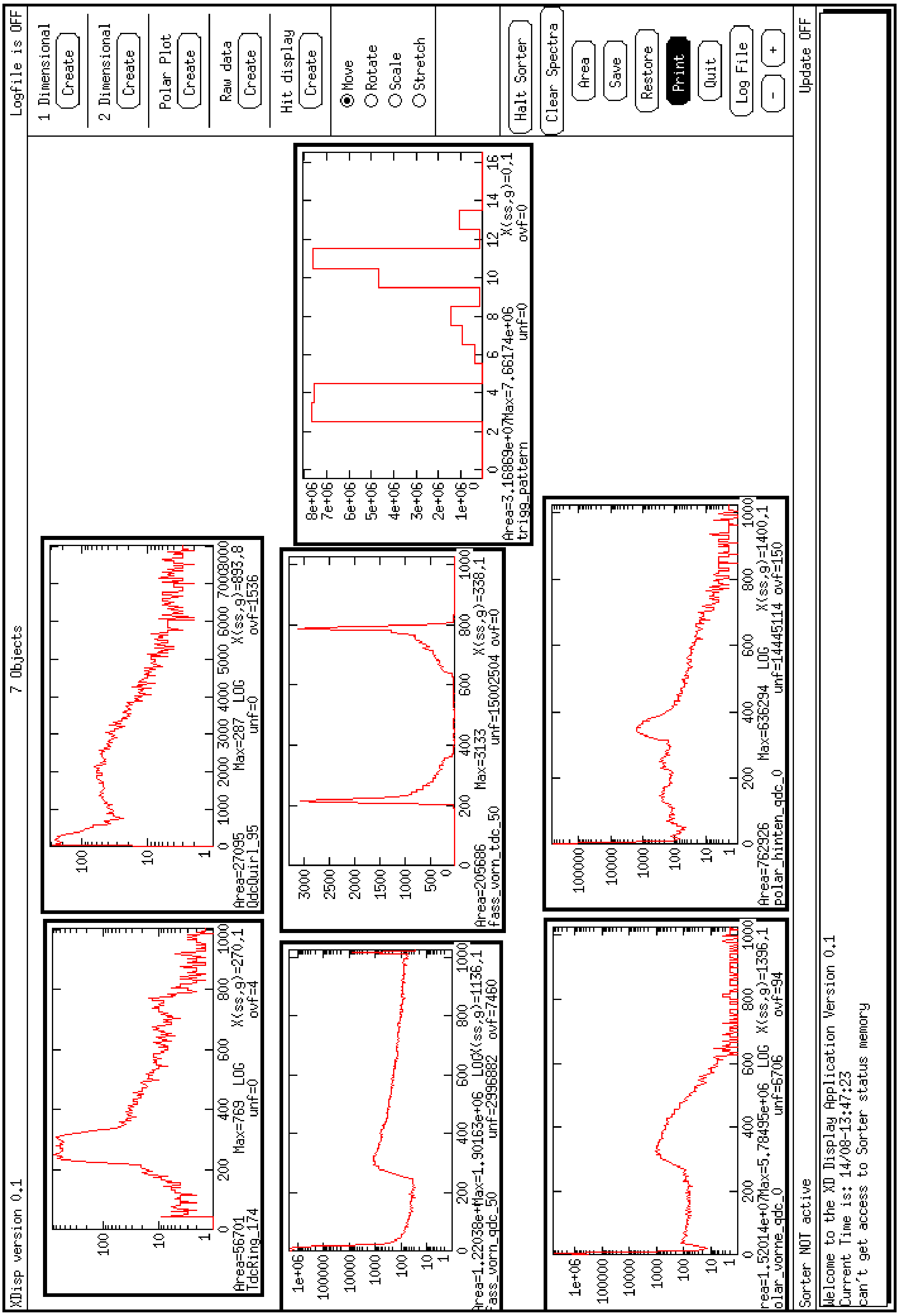


Abbildung 3.12: *Benutzerdefiniertes Display zur Online- als auch zur Offline-Visualisierung der Daten: Zu sehen ist ein TDC-Spektrum eines Ringelements (links oben), ein QDC-Spektrum eines Quirlelements (rechts oben), sowie die TDC- und QDC-Spektren eines Barrelelements (Mitte). Ein Histogramm der während der Strahlzeit angesprochenen Triggerpattern erlaubt die Überwachung der Datenaufnahme. Zusätzlich sind zwei QDC-Spektren des Start- und Stoppdetektorbereichs eines Polarimetermoduls dargestellt (unten).*

Kapitel 4

Kalibrierung des Detektors

Die Konzeption des COSY-TOF ermöglicht einen nahezu ungestörten Nachweis der geladenen Ejektile im Ausgangskanal, der durch die Dicke der aktiven Startdetektorelemente von $0{,}5\ mm$ gewährleistet wird. In der Endkappe wird unter Berücksichtigung der an die jeweilige Detektor-Geometrie einer Strahlzeit angepaßten, simulierten Pixeldaten[1] der entsprechenden beiden Detektoren eine Flugzeitauflösung von $\sigma = 277\ ps$ und im Barrel eine Auflösung von $\sigma = 255\ ps$ erreicht (siehe Abbildung 4.1).
Die zum Erhalt einer optimalen Auflösung des gesamten Detektors erforderlichen Kalibrierungsschritte werden im Folgenden erläutert.

4.1 Pedestalkorrektur

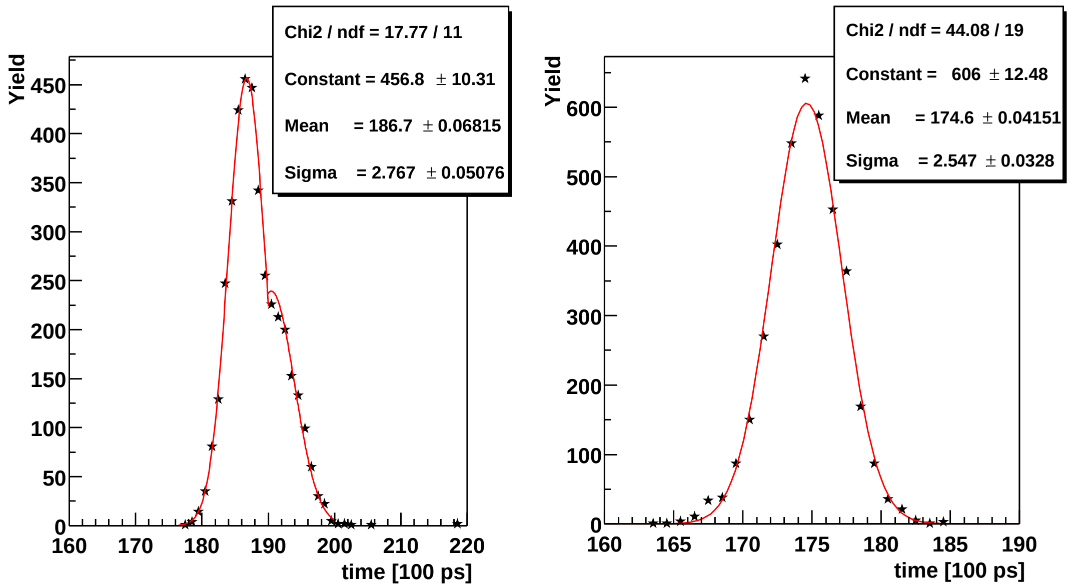
Durch die Erzeugung eines Triggersignals unter Verwendung eines Pulsgenerators werden von den QDCs Pulshöhen aufgenommen, die das Rauschen der verwendeten Elektronik (Photomultiplier, Spannungsteiler der Photomultiplier, aktiver Splitt des Diskriminators, QDCs, etc.) wiedergeben. Der so bestimmte Offset (Pedestal) muß bei der Betrachtung der von den QDCs aufgezeichneten Ladungsintegrale abgezogen werden.

4.2 Walkkorrektur

Die Anstiegszeit des Detektorsignals und daher auch die Ansprechzeit der an COSY-TOF verwendeten Leading-Edge-Diskriminatoren (Eigenbau des ZEL[2]) ist, bei gegebener Diskriminatorschwelle, pulshöhenabhängig. Daher ist es erforderlich die Zeit-

[1]Bei der Simulation der einzelnen Pixel der Endkappe wird von einer Projektion der drei Szintillatorlagen der Endkappen-Detektoren aufeinander ausgegangen. Die hieraus gewonnenen Pixeldaten enthalten unter anderem alle geometrischen Informationen (z.B Polar- und Azimuthalwinkel) eines Ereignisses.

[2]ZEL: **Z**entrales **E**lektronik **L**abor



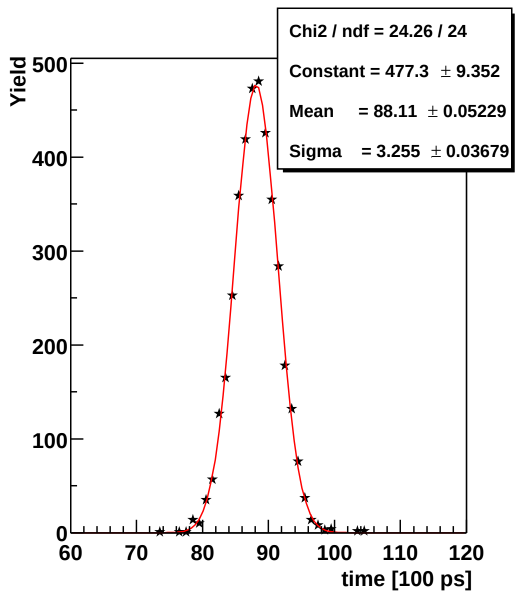


Abbildung 4.1: *Oben links: Zeitauflösung eines einzelnen Pixels der Endkappe. Oben rechts: Zeitauflösung eines Barrelelements (die Berechnung der dargestellten Werte erfolgt unter Verwendung von Gleichung 4.11). Unten: Zeitauflösung des Zeit-Differenzsignals eines beidseitig ausgelesenen Barrelelements (siehe Gleichung 4.8), aus der sich eine Ortsauflösung von* $\sigma = 26{,}16\ mm$ *ergibt.*

bestimmung für alle Start- und Stoppdetektorelemente in Abhängigkeit von den QDC-Einträgen bereits am Diskriminatoreingang zu korrigieren. Diese in Abbildung 4.2 dargestellte Abhängigkeit der Pulshöhen von der Flugzeit wird als Walk bezeichnet, und führt zu einer Unsicherheit in der Zeitmessung von maximal 3 ns.
Zur Korrektur der durch diesen Effekt auftretenden Fehler wurden mit Hilfe des Laserkalibrierungssystems Pulse wählbarer Intensität in alle Elemente des Startdetektors, sowie der drei Stoppdetektoren eingekoppelt. Das Referenzsignal des Lasers wurde von einem Constant-Fraction-Diskriminator[3] verarbeitet und diente allen zu vermes-

[3]Bei der Verwendung dieses speziellen Diskriminators tritt kein Walk auf, solange sich die Pulsform der Signale nicht ändert.

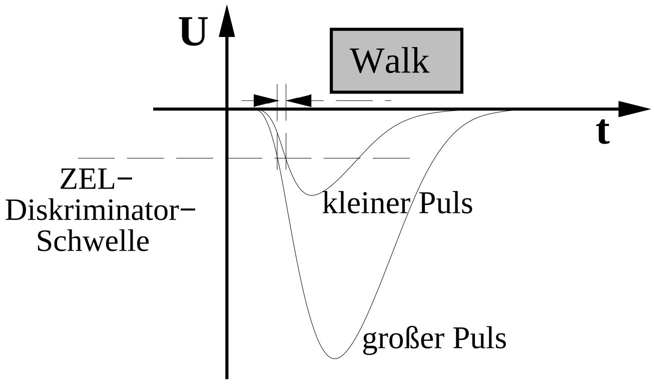


Abbildung 4.2: *Diskriminierung von Signalen nach dem Leading-Edge-Prinzip [HER97].*

senden Kanälen als Common-Stop-Signal.
Zur Abdeckung des gesamten in Frage kommenden Pulshöhenbereichs wurde die Laserintensität mittels eines Filtersystems entsprechend variiert.
Die aus der Walkmessung gewonnenen Daten über die Abhängigkeit der gemessenen Flugzeit von der Pulshöhe wurden explizit für jeden Detektorkanal durch die Funktion $t(q) = c + a/(b + q)$ parametrisiert, wobei t(q) den gemessenen TDC- und q den entsprechenden QDC-Eintrag bezeichnet, während die Variablen a, b, c die kanalspezifisch anzupassenden Parameter darstellen. Das Ergebnis dieser Anpassung an die aufgenommenen Daten wird exemplarisch in Abbildung 4.3 dargestellt. Der bezüglich des Walks korrigierte Flugzeit-Wert t_{korr} ergibt sich somit aus der gemessenen Flugzeit t_{exp} und dem aus der Differenzbildung von TDC_{max} (maximaler TDC-Eintrag eines Kanals) und der ermittelten Abhängigkeit $t(q)$ ermittelten Korrekturfaktor $\Delta\, t$:

$$t_{korr} = t_{exp} + \Delta\, t \quad \text{mit} \tag{4.1}$$

$$\Delta\, t = TDC_{max} - t(q). \tag{4.2}$$

4.3 Bestimmung der differentiellen Nichtlinearität

Die Auflösung der verwendeten TDC-Module wurde mittels einer Hardware-Einstellung zu $100\ ps\ /\ bin$ gewählt. Abweichungen von diesem Wert werden mit Hilfe eines Zeitkalibrators vom Typ ORTEC (EG & G) 462 bestimmt. Dieses Modul generiert aufeinanderfolgende Pulse in festen Zeitabständen (Vielfache von $10\ ns$), wobei für jeden TDC-Kanal bis zu 10 Linien erzeugt werden können. Aus der Lage dieser Linien werden die differentiellen Nichtlinearitäten aller Detektorkanäle des TOF-Spektrometers bestimmt. Diese weichen maximal $10\ \%$ von dem eingestellten Sollwert ab.

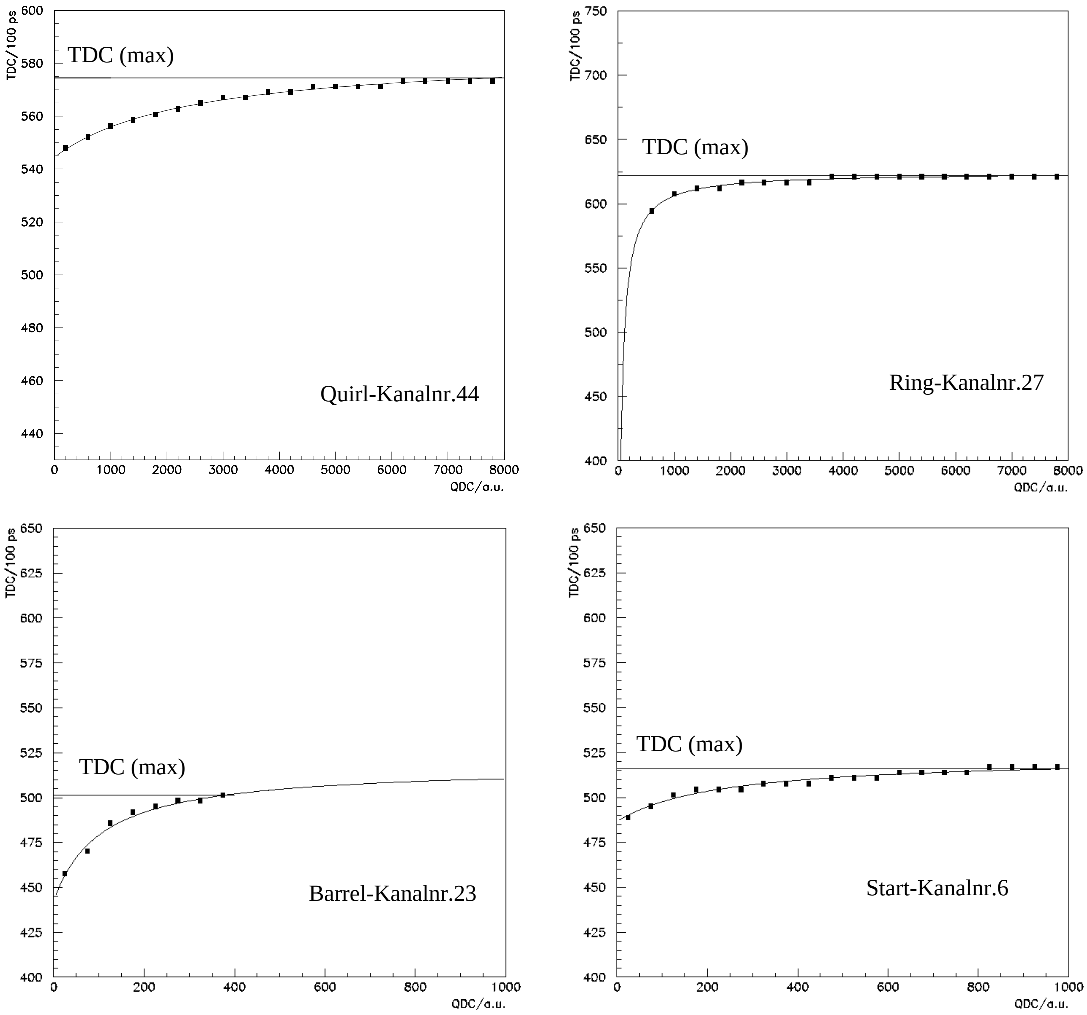


Abbildung 4.3: *Typischer Verlauf der Abhängigkeit der TDC-Einträge von den QDC-Einträgen (Walk) exemplarisch für jeweils einen Kanal der Detektoren der Endkappe (Quirl und Ring), des Barrel und für einen Startdetektorkanal jeweils unter Verwendung des Common-Stop-Modus.*

4.4 Lichtlaufzeiten

Aufgrund der Laufwege des Szintillationslichts innerhalb der angesprochenen Detektorkanäle ist die Ansprechzeit dieser Szintillatorkomponenten ortsabhängig. Daher ist eine genaue Kenntnis der Lichtlaufzeit innerhalb jedes Detektorkanals des TOF-Spektrometers unerläßlich.

4.4.1 Endkappe

Die Lichtlaufzeiten innerhalb der geraden Szintillatorelemente in den beiden Komponenten der Endkappe (Quirl und Ring-Hodoskop) können über den linearen Zusammenhang zwischen dem Ort des Teilchendurchgangs und dem entsprechenden TDC-Eintrag der jeweiligen Detektorkomponente bestimmt werden. Unter Berücksichtigung der maximalen Radien der beiden Detektoren (Quirl: $r_{max,Q} = 580\ mm$, Ring: $r_{max,R} = 1540\ mm$) ergaben sich die entsprechenden Lichtlaufzeiten $t_{ll,Q}$ und $t_{ll,R}$ innerhalb der geraden Szintillatoren zu:

$$t_{ll,Q} = \frac{580\ mm - r}{179\ mm/ns} + const.\ , \tag{4.3}$$

$$t_{ll,R} = \frac{1540\ mm - r}{156\ mm/ns} + const.\ . \tag{4.4}$$

Die Konstanten wurden für den zeitlichen Abgleich der einzelnen Elemente eines Detektors untereinander benötigt.

4.4.2 Barrel

Die Bestimmung der Lichtlaufzeiten innerhalb der einzelnen Szintillatorbalken des Barrel wurde analog zu der Kalkulation für die beiden Endkappendetektoren durchgeführt. Wie aus Abbildung 3.6 ersichtlich, kann die von dem Szintillationslicht zurückgelegte Strecke innerhalb eines Balkens über dessen Länge und den Ort der Szintillation ermittelt werden. Für die Lichtlaufzeiten innerhalb eines Barrelelements ergeben sich aufgrund dessen beidseitiger Auslese (vorne und hinten) die folgenden Gleichungen:

$$t_{ll,B\,v} = \frac{x}{161\ mm/ns}\ , \tag{4.5}$$

$$t_{ll,B\,h} = \frac{L - x}{161\ mm/ns}\ , \tag{4.6}$$

wobei x die Lichtlaufstrecke innerhalb eines Balkens beschreibt und L als die Länge eines Barrelelementes definiert ist.

4.4.3 Startdetektor

Aufgrund der geringen Länge der Startdetektorelemente erweist sich die Messung der Lichtlaufzeiten innerhalb dieser Szintillatorelemente als extrem schwierig. Die zu verwendende Driftgeschwindigkeit innerhalb der einzelnen Szintillatoren wurde aufgrund der analogen Bauweise der geraden Elemente von Start- und Quirldetektor auf $179\ mm/ns$ festgelegt. Desweiteren weisen die beiden Startdetektoren (Ring A und Ring B), wie bereits in Abschnitt 3.2.2 erläutert, jeweils unterschiedliche Neigungen zur Strahlachse auf, so daß dies bei der Bestimmung der Lichtlaufzeiten innerhalb der unterschiedlichen Startszintillatoren ebenfalls berücksichtigt werden muß. Mit dem aus dem Nachweis in Quirl oder Ring bereits bekannten Polarwinkel ϑ eines geladenen Ejektils, der ebenfalls den Ort der Szintillation im Startszintillator bestimmt, ergibt sich der folgende Ausdruck für die Lichtlaufzeit im Startdetektor, dessen geometrische Größen in Abbildung 4.4 dargestellt sind:

$$t_{ll,S} = \frac{s_{A,B} + \frac{a_{A,B}}{sin\,\theta_{A,B}} - \frac{d_{A,B}}{cot\,\delta + cos\,\theta_{A,B}}}{179\ mm/ns} + const.\,, \tag{4.7}$$

mit

$$\begin{aligned}
\theta_A &= 80°, \\
\theta_{B,ungerade} &= 66{,}55°, \\
\theta_{B,gerade} &= 67{,}45°, \\
d_A &= 50{,}25\ mm, \\
d_{B,ungerade} &= 32{,}48\ mm, \\
d_{B,gerade} &= 28{,}32\ mm, \\
a_A &= 1{,}65\ mm, \\
a_{B,ungerade} &= 6{,}99\ mm, \\
a_{B,gerade} &= 8{,}86\ mm, \\
s_A &= 20{,}73\ mm, \\
s_B &= 55{,}36\ mm.
\end{aligned}$$

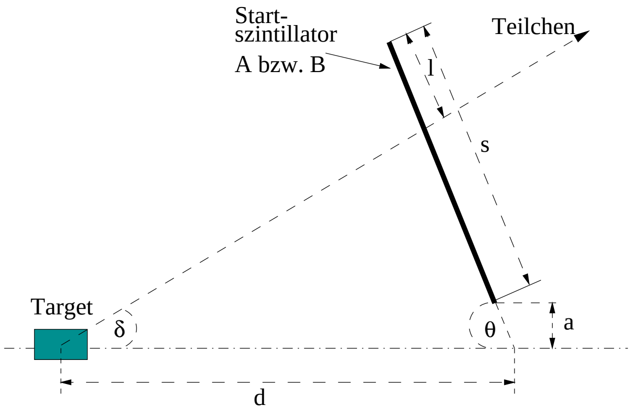


Abbildung 4.4: *Darstellung der für die Flugzeitbestimmung relevanten Startdetektorparameter [HER97].*

4.5 Zeitlicher Abgleich der Detektorkomponenten

Aufgrund der unterschiedlichen Parameter der einzelnen Kanäle des TOF-Spektrometers (unterschiedliche Diskriminatorkanäle, Kabellängenunterschiede, voneinander verschiedene TDC-OFFSETs), ist es erforderlich den Nullpunkt jedes Zeitspektrums individuell zu bestimmen. Hierbei treten Differenzen von maximal 5 ns auf.

Der zeitliche Abgleich der Startdetektorelemente untereinander erfolgt bevor die Elemente der verschiedenen Stoppdetektoren mittels der Betrachtung einer bekannten physikalischen Reaktion zeitlich passend dazu abgeglichen werden. Hierbei ist grundsätzlich eine Unterscheidung zwischen Einspur- und Zweispurereignissen vorzunehmen.

4.5.1 Zweispurereignisse: Selektion mittels zweier geladener Spuren im Quirl oder im Barrel

Der zeitliche Abgleich der Startdetektorkomponenten erfolgt ausschließlich unter Verwendung von Zweispurereignissen. Diese werden durch die Bedingung selektiert, daß beide Ejektile in nur einem Stoppdetektor nachgewiesen werden. Wie in Abbildung 4.5 dargestellt, wird als Common-Stop-Signal (CS) das schnellste Startdetektorsignal der Fast-Oder-Stufe des ZEL-Diskriminators verwendet. Somit können in den TDC-Spektren Konversionen zwischen den beiden Startsignalen (Ts1, Ts2) und dem Common-Stop-Signal aufgenommen werden, aus deren Differenzbildung sich der Wert $\Delta\, T$ ermitteln läßt.
Zu diesem Zweck werden in diesem Kalibrierungsschritt Zweispurereignisse der Reaktion $pp \;\rightarrow\; d\,\pi^+$ (hierbei werden nur Ereignisse verwendet, bei denen die beiden geladenen Ejektile im Quirl nachgewiesen werden) und der elastischen Protonenstreuung, bei der beide Ejektile ihre Signaturen im Barrel hinterlassen zur Selektion der Startdetektorereignisse herangezogen. Hierdurch lassen sich die Startdetektorelemente auf $\sigma_{\Delta\, T} \approx 270\; ps$ genau aufeinander abgleichen (siehe Abb. 4.6).

4.5.2 Einspurereignisse: Nachweis einer geladenen Spur

Nach dem zeitlichen Abgleich der einzelnen Startdetektorelemente untereinander werden zur Kalibrierung der in den drei Stoppdetektoren gemessenen Flugzeiten Einspurereignisse verwendet, bei denen ausschließlich nur eine Spur in dem jeweiligen Stoppdetektor gefordert wird. Aufgrund der vorliegenden Geometrie des TOF-Aufbaus lassen sich zu diesem Zweck folgende Zweikörperreaktionen verwenden:

- Bei der Reaktion $pp \;\rightarrow\; d\,\pi^+$ wird eine Spur in Quirl und Barrel, bzw. jeweils eine Spur in Quirl und Ring-Hodoskop gefordert.
- Die elastische Protonenstreuung ($pp \;\rightarrow\; pp$) erzeugt neben den Ereignissen, die zwei Spuren im Barrel aufweisen, ebenfalls Ereignisse, bei denen jeweils eine Spur im Ring und eine Spur im Barrel gefordert wird.

Im Folgenden wird der Zeitabgleich zwischen den verschiedenen Barrel-Elementen diskutiert. Die Ring- und Quirl-Elemente werden ähnlich behandelt.
Zum Zeitabgleich der einzelnen Barrelelemente untereinander muß aufgrund der beidseitigen Auslese der einzelnen Szintillatorbalken bei der Kalibrierung der auftretende Polarwinkel θ ermittelt werden.
Dieser Winkel wird wie bereits in Abschnitt 3.2.3 erläutert über die Lichtlaufstrecke x_i innerhalb eines Balkens i bestimmt, die durch die Differenz $\Delta\, t_i$ der beiden aufgezeichneten Flugzeiten t_v^i (v: vorne) und t_h^i (h: hinten) ermittelt wird.
Für einen festen Polarwinkel θ und die entsprechende Ejektilgeschwindigkeit β gilt:

$$\Delta\, t_i(\theta,\, \beta) \;=\; t_h^i(\theta,\, \beta) - t_v^i(\theta,\, \beta) + Offset_{\Delta\, t_i}, \tag{4.8}$$

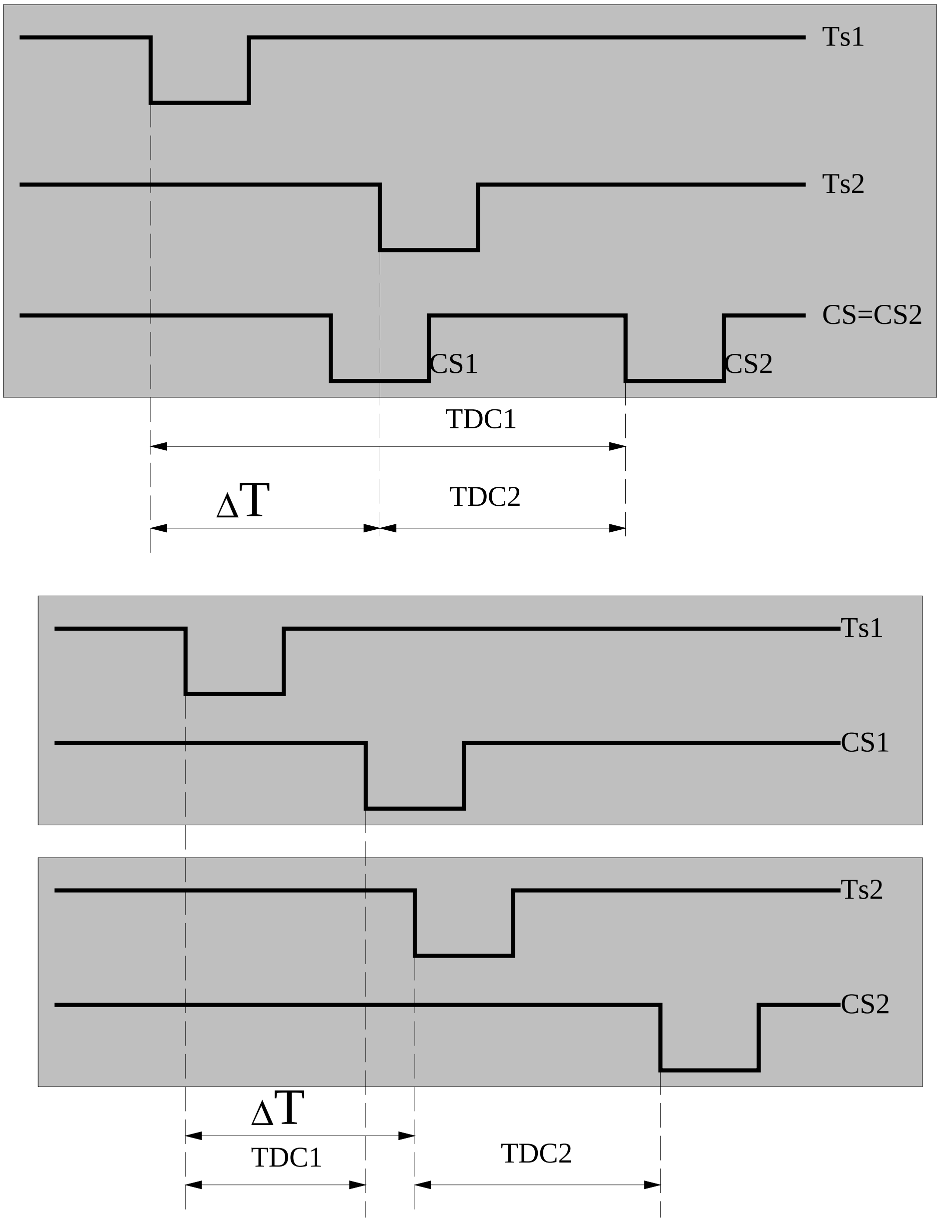


Abbildung 4.5: *Zeitmessung im Falle eines Zweispurereignisses (oben) und im Falle zweier Einspurereignisse (unten) [HER97]. Bei der Betrachtung von Zweispurereignissen wird das schnellste Common-Stop-Signal (hier: CS2) Verwendet. Aufgrund der vorliegenden Detektorgeometrie wurden zwei geladene Spuren im Quirl zur Selektion der Startdetektorereignisse gefordert.*

$$x_i(\theta,\, \beta) \;=\; \frac{L - \Delta\, t_i(\theta,\, \beta) \cdot 161\; mm/ns}{2}. \tag{4.9}$$

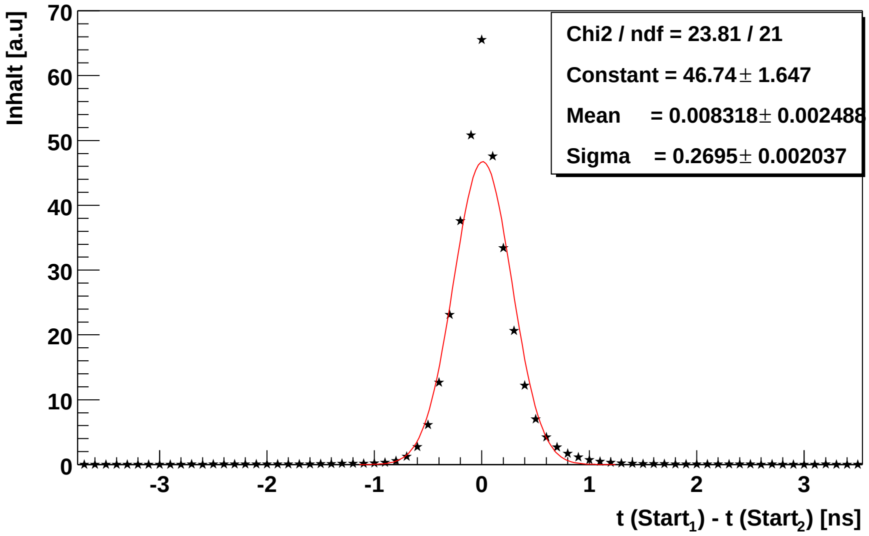


Abbildung 4.6: *Zeitlicher Abgleich der Startdetektorkomponenten unter Verwendung von Zweispurereignissen: Dargestellt ist die Häufigkeitsverteilung der Differenz zwischen den Flugzeitmessungen zweier benachbarter Startdetektorsegmente.*

Zur Bestimmung des Offsets $Offset_{\Delta t_i}$ werden die ermittelten $\Delta t_i(\theta, \beta)$-Werte zweier Barrelelemente i und j paarweise betrachtet. Hierbei muß gelten:

$$\begin{aligned} \widetilde{\Delta t_{i,j}}(\theta, \beta) &= \Delta t_i(\theta, \beta) - \Delta t_j(\theta, \beta) \\ &= (t_h^i - t_v^i)(\theta, \beta) + Offset_{\Delta t_i} - (t_h^j - t_v^j)(\theta, \beta) + Offset_{\Delta t_j} \\ &\stackrel{!}{=} 0. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Der Wert von $x_i(\theta, \beta)$ wird anschließend zur Bestimmung des entsprechenden Polarwinkels θ verwendet:

$$\begin{aligned} r_i(\theta, \beta) &= R_v - \frac{R_v - R_h}{L} \cdot x_i(\theta, \beta) \\ d_i(\theta, \beta) &= Z_v + \sqrt{1 - \left(\frac{R_v - R_h}{L}\right)^2} \cdot x_i(\theta, \beta) \\ \theta_i &= arctan\left(\frac{r_i(\theta, \beta)}{d_i(\theta, \beta)}\right). \end{aligned}$$

Die Flugzeit eines im Barrel nachgewiesenen Ejektils wird durch die Summe t^i_{sum} (siehe Gl. 4.11) der beiden gemessenen TDC-Einträge des entsprechenden Szintillatorbalkens i bestimmt, wobei die im Startdetektor gemessene Flugzeit t_S ebenfalls berücksichtigt wird. Für einen festen Polarwinkel θ und die entsprechende Ejektilgeschwindigkeit β gilt:

$$t^i_{sum}(\theta,\, \beta) = \frac{t^i_h(\theta,\, \beta) + t^i_v(\theta,\, \beta)}{2} - t_S + Offset^i_{t_{sum}}. \tag{4.11}$$

Aus dieser Gleichung wird dann der Offset $Offset^i_{t_{sum}}$ für die einzelnen Szintillatorbalken i des Barrel ermittelt.

4.5.3 Zeitabgleich

Nachdem die zeitliche Synchronisation der einzelnen Segmente eines Detektors des Flugzeitspekrometers durchgeführt wurde, müssen nun die Zeitmessungen zwischen den Start- und Stoppdetektoren zueinander in Korrelation gesetzt werden. Die innerhalb eines Detektors ermittelten Flugzeiten unterscheiden sich noch durch einen detektorspezifischen Offset (OFFSET) von der gewünschten Flugzeitinformation, der durch eine kinematische Betrachtung der auftretenden Zweikörperreaktionen innerhalb eines sehr schmalen Polarwinkelintervalls ermittelt wird.
Im Falle des Barrel und des Rings wird die elastische Protonenstreuung aufgrund ihrer dominanten Statistik zur Bestimmung dieser Konstante herangezogen, wohingegen die Ermittlung des entsprechenden Wertes für den Quirl durch die aufgezeichneten $pp \rightarrow d\,\pi^+$ Ereignisse vorgenommen wird. LasVegas-Simulationen (siehe Abschnitt 4.7) stellen neben den geometrischen Pixeldaten der beiden Endkappen-Detektoren die entsprechenden Flugstrecken zu den jeweiligen Pixelzentren (vom Target aus gemessen) zur Verfügung. Unter Beachtung des vom Barrel abgedeckten Polarwinkelbereichs kann somit eine Geometrie festgelegt werden, in der die einzelnen Teilchengeschwindigkeiten der geladenen Ejektile aus der Betrachtung der vorliegenden Zweiteilchen-Kinematik bekannt sind. Durch Änderung der OFFSETs zwischen den Ringen A oder B des Startdetektors und dem entsprechenden Stoppdetektor (im Falle des Barrel sind wie bereits erwähnt zwei verschiedene OFFSETs erforderlich) wird der entsprechende Wert für die Teilchengeschwindigkeit β verifiziert.

4.6 Ermittlung der Flugzeit

Zur Ermittlung der Flugzeiten der nachgewiesenen Ejektile soll im Folgenden exemplarisch ein Kanal i des Startdetektors, sowie ein Kanal j des Stoppdetektorbereichs betrachtet werden, wobei die zuvor erörterten Korrekturen Verwendung finden.
In Abbildung 4.7 wird die angewandte Methode verdeutlicht, in der man die aus den Walkmessungen ermittelten TDC_{max}-Werte des Start- und Stoppdetektorzweiges unter Verwendung der ermittelten OFFSETs aufeinander schiebt. Die Verwendung des Common-Stop-Modus während der Flugzeitmessung bedingt, daß das aus den Startdetektorpulsen gebildete Common-Stop-Signal später an den TDC-Modulen ankommt,

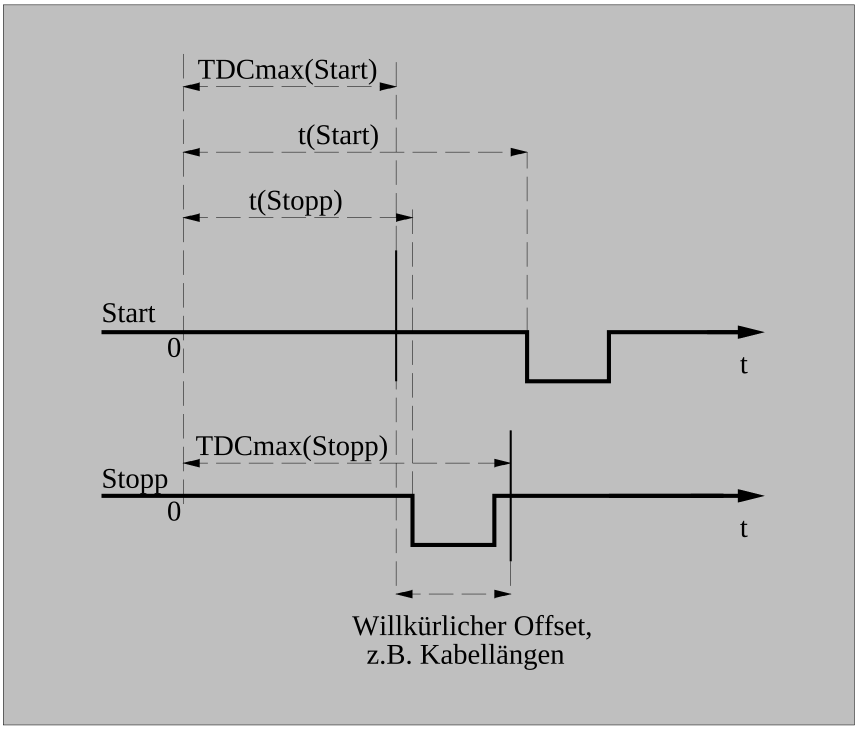


Abbildung 4.7: *Schema der Flugzeitmessung [HER97].*

als die Signale aus den einzelnen Szintillatoren der Start- und Stoppdetektorelementen. Dies führt zu einer Invertierung der einzelenen TDC-Spektren: Die von langsamen Teilchen stammenden Signale erscheinen links im TDC-Spektrum und vice versa.
Die angeführten Korrekturen, die zur Ermittlung der exakten Flugzeiten der geladenen Ejektile benötigt werden, sind im Folgenden abschließend zusammengefaßt.
Unter Berücksichtigung der Walkbeiträge $\Delta\, t$ erhält man laut Gleichung 4.1 und 4.2:

$$\Delta\, t\,(i,j) = TDC_{max}\,(i,j) - \left(\frac{a\,(i,j)}{b\,(i,j)+q\,(i,j)} + c\,(i,j)\right), \tag{4.12}$$

$$t_{korr}\,(i,j) \equiv t_{exp}\,(i,j) + \Delta\, t\,(i,j). \tag{4.13}$$

Werden desweiteren die vorher bestimmten differentiellen Nichtlinearitäten der einzelnen Kanäle des Start-, bzw. Stoppdetektorzweiges $bin\,(i)$ bzw. $bin\,(j)$ (im Folgenden zu $bin\,(i,j)$ zusammengefaßt), sowie die kanalspezifischen Offsets der einzelnen Start- und Stoppszintillatoren $korr\,(i)$ und $korr\,(j)$ (kurz $korr\,(i,j)$) bei der Bestimmung der Flugzeit t_{fl} berücksichtigt, ergibt sich für den korrigierten TDC-Wert $T\,(i,j)$ eines detektierten Teilchens

$$T\,(i,j) \equiv \frac{TDC_{max}\,(i,j) - t_{korr}\,(i,j)}{bin\,(i,j)} + korr\,(i,j), \tag{4.14}$$

der unter Hinzunahme der gemessenen Lichtlaufzeiten t_{ll} innerhalb der Szintillatoren schließlich zu dem Ausdruck

$$\begin{aligned} t_{fl} &= [T(j) - t_{ll}(j)] - [T(i) - t_{ll}(i)] + OFFSET \qquad (4.15)\\ &= \left(\frac{\frac{a(j)}{b(j)+q(j)} + c(j) - t_{exp}(j)}{bin(j)} + korr(j) - t_{ll}(j) \right) \\ &- \left(\frac{\frac{a(i)}{b(i)+q(i)} + c(i) - t_{exp}(i)}{bin(i)} + korr(i) - t_{ll}(i) \right) \\ &+ OFFSET \qquad (4.16) \end{aligned}$$

führt, in dem auch der detektorspezifische OFFSET berücksichtigt wird.

4.6.1 Testreaktionen

Zur Qualitätsüberprüfung der bisher beschriebenen Kalibrationsschritte wurde in einem ersten Schritt für die Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ eine Rekonstruktion der beiden Teilchenmassen des Ausgangskanals vorgenommen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.8 dargestellt und zeigt deutliche Signale bei der Deuteron- und der π^+-Masse. In die Massenbestimmung dieser Ejektile werden sowohl Einspurereignisse als auch Zweispurereignisse einbezogen.

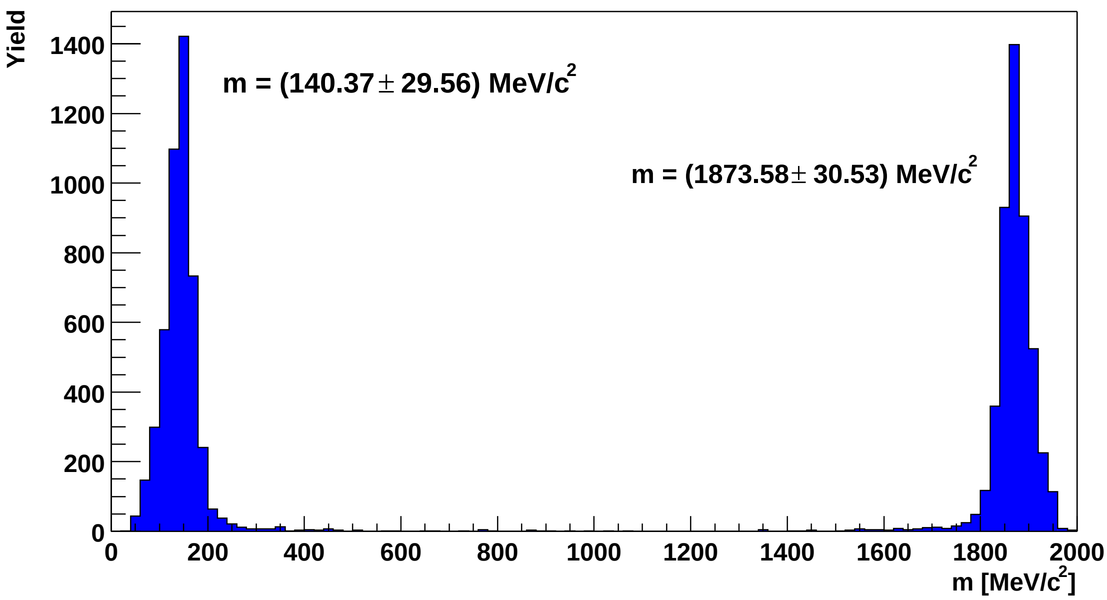


Abbildung 4.8: *Massenrekonstruktion der aus der Zweikörperreaktion* $pp \rightarrow d\pi^+$ *stammenden Ejektile.*

Die geringe Zahl der rekonstruierten Ereignisse ist auf die Triggereinstellung bei der vorliegenden Strahlzeit zurückzuführen: Der geometrische Aufbau des COSY-TOF und die Kinematik dieser Reaktion bedingen eine Emission der Deuteronen unter sehr kleinen Polarwinkeln, so daß sie in keinem der beiden Startdetektoren nachgewiesen werden, sondern "ungesehen" deren Innenradius passieren. Da der verwendete Trigger mindestens zwei geladene Spuren innerhalb des Startdetektorzweiges forderte, wurden solche Ereignisse nicht in die Datenaufnahme integriert.

4.6.2 Bestimmung des Strahlimpulses

Mit Hilfe der elastischen Proton-Proton-Streuung kann die von COSY gelieferte Strahlenergie ermittelt werden, deren Kenntnis für den weiteren Verlauf der Analyse unerläßlich ist. Während bei der Kalibrierung der einzelnen Detektorkomponenten des COSY-TOF nur ein sehr schmaler ausgewählter Polarwinkelbereich verwendet wurde, erfolgte bei der Ermittlung der Strahlenergie eine Betrachtung des gesamten zur Verfügung stehenden Polarwinkelbereichs des Detektoraufbaus.

Abbildung 4.9 zeigt einen Vergleich zwischen den polarwinkelabhängigen ermittelten Ejektilgeschwindigkeiten der beobachteten Zweikörperreaktionen nach der Kalibrierung des TOF-Detektors und den auf der Reaktionskinematik basierenden Vorhersagen.

Die aus den aufgezeichneten Ereignissen ermittelten Daten wurden mit theoretischen Kurven verglichen, denen jeweils eine andere Einschußenergie zugrunde liegt. Es ist zu erkennen, daß die Meßdaten durch die Einschußenergie $T = 293{,}46\ MeV$ $(p = 798{,}0\ MeV/c)$ am besten beschrieben werden, woraufhin im Folgenden von diesem Einschußimpuls ausgegangen wird und nicht wie von dem ursprünglich von COSY angeforderten Strahlimpuls von $p = 797{,}0\ MeV/c$.

4.6.3 Missing-Mass

Die Untersuchung der Protonenstreuung erfordert im Ausgangskanal die Ladungszahl $Z = 2$, so daß bei den zu untersuchenden Dreiteilchenreaktionen $pp \to pp\gamma$ und $pp \to pp\pi^0$ stets ein neutrales Ejektil im Ausgangskanal erscheint, welches vom COSY-TOF nicht detektiert werden kann. Demzufolge ist eine Methode zur Rekonstruktion dieser Teilchen erforderlich, wobei sich die Bestimmung der Missing-Mass anbietet. Insgesamt werden von den 12 unbekannten Größen des Ausgangskanals $(m_i,\ \beta_i,\ \vartheta_i,\ \varphi_i,\ i = 1, 2, 3)$ folgende sechs gemessen: $\beta_{1,2},\ \vartheta_{1,2},\ \varphi_{1,2}$.

Unter Verwendung von Energie- und Impulserhaltung (4 Gleichungen) reduziert sich die Zahl der unbestimmten Größen auf zwei, z.B. auf $m_{1,2}$. Der Endzustand ist unterbestimmt und bedarf zur vollständigen Beschreibung einer Massenhypothese für die im TOF-Spektrometer nachgewiesenen geladenen Ejektile, wobei an COSY-TOF von der Hypothetse $m_1 = m_2 = m_p$ ausgegangen wird.

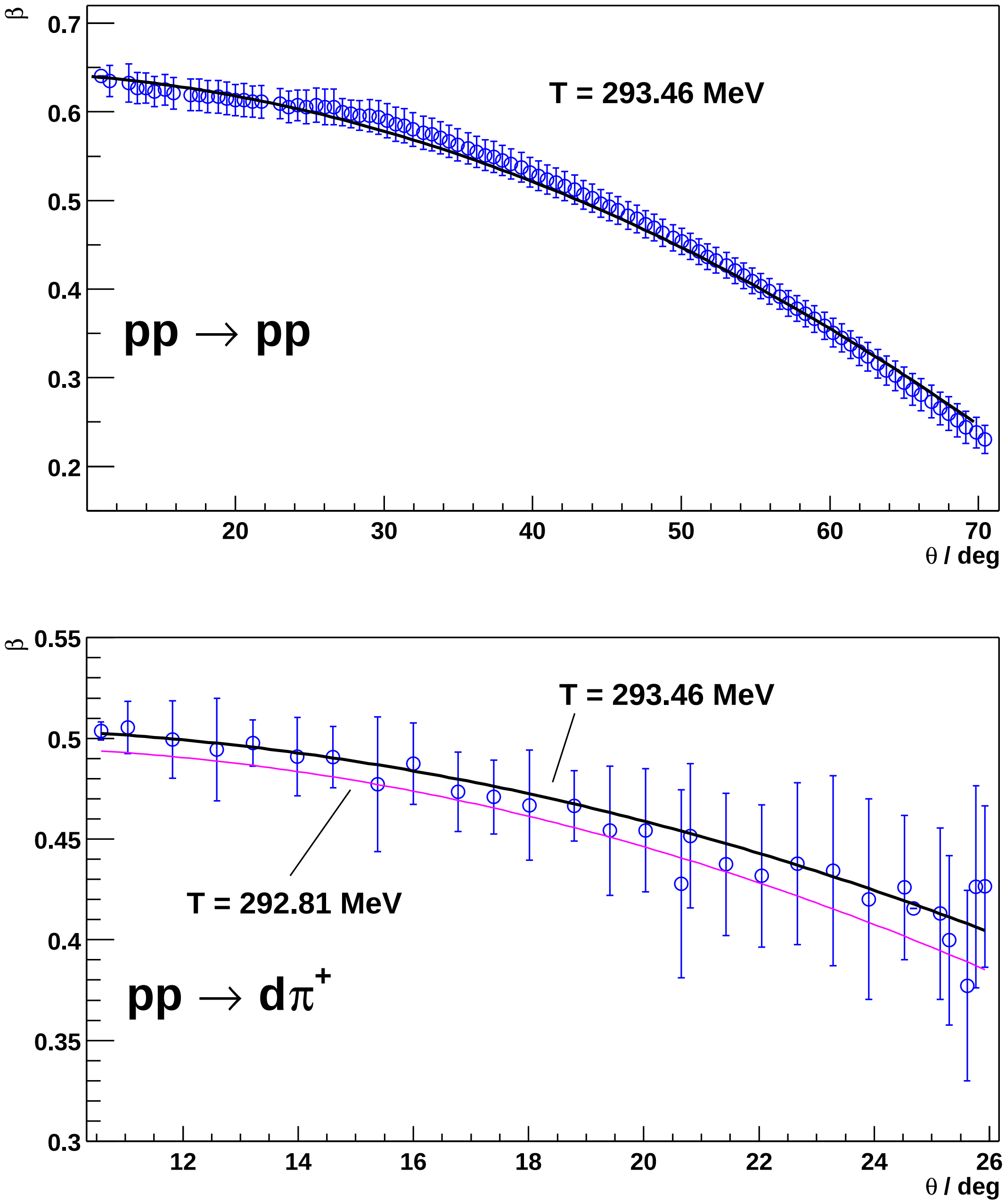


Abbildung 4.9: *Vergleich der rekonstruierten $\beta - \theta$-Abhängigkeit (Punkte) mit den aus der Kinematik stammenden Werten (durchgezogene Linien) für die Ejektile der elastischen pp-Streuung (oben) und für die Pionen der rekonstruierten $d\pi^+$-Ereignisse (unten). Die Fehlerbalken stellen die Halbwertsbreite der Verteilung von β für den jeweiligen θ-Wert dar.*

Das Quadrat der Masse des dritten Teilchens läßt sich folgendermaßen ermitteln:

$$
\begin{aligned}
E_{ges} &= E_1 + E_2 + E_3, && (4.17)\\
\vec{p}_{ges} &= \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3, && (4.18)\\
{m_3}^2 &= {E_3}^2 - {p_3}^2 && (4.19)\\
&= (E_{ges} - E_1 - E_2)^2 - {p_3}^2 \\
&= (E_{ges} - m_1\,\gamma_1 - m_2\,\gamma_2)^2 - {p_3}^2, && (4.20)
\end{aligned}
$$

mit $\gamma = (1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ und E_3: Missing-Energy des rekonstruierten neutralen Ejektils. Aufgrund der endlichen Detektorauflösung können hierbei negative Werte für ${m_3}^2$ auftreten; im Folgenden wird die Verteilung des Massenquadrats ${m_3}^2$ betrachtet (Missing-Mass).

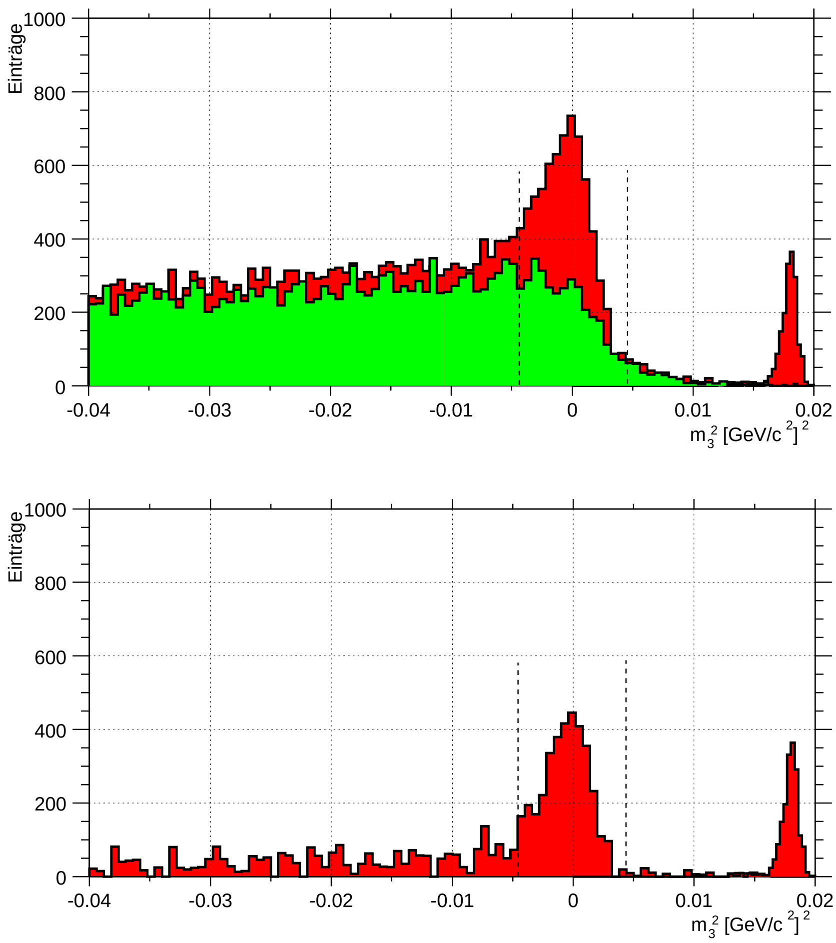


Abbildung 4.10: *Missing-Mass-Verteilung der experimentellen Daten für den Fall eines unpolarisierten Primärstrahls: Im obigen Spektrum sind den Daten des Volltargetruns (rot) die skalierten Leertargetanteile (grün) unterlegt. Das untere Spektrum zeigt die Verteilung nach Abzug des skalierten Leertargetanteils.*

Abbildung 4.10 gibt die Missing-Mass-Verteilung mit Untergrund (oben) und nach Subtraktion des normierten Untergrundes (unten) wieder (vgl. Abschnitt 5.3).
Deutlich treten die Signale bei dem Massenquadrat des neutralen Pions (${m_{\pi^0}}^2 = 18217\ (MeV/c^2)^2$) und um ${m_3}^2 = 0\ (MeV/c^2)^2$ in Erscheinung, wo die ungeladenen Ejektile der Proton-Proton-Bremsstrahlung zu finden sind.

4.7 LasVegas, Ermittlung der Detektorakzeptanz

Die Ermittlung des unpolarisierten sowie des polarisierten Wirkungsquerschnitts und die Berechnung der Analysierstärke der $pp\gamma$-Reaktion erfordern die Kenntnis der geometrischen Akzeptanz des COSY-TOF-Spektrometers. Desweiteren fließt während der Extraktion und Präparation der Daten eine erhebliche Anzahl an Bedingungen und Schnitten in die Rekonstruktion der gewünschten Ereignisse ein, die erheblichen Einfluß auf die Ermittlung der Detektorakzeptanz haben. Eine geeignete Möglichkeit zur Untersuchung dieser Kriterien bietet eine Monte-Carlo-Simulation. Eigens für den COSY-TOF-Detektor wurde das Monte-Carlo-Paket LasVegas entwickelt [BRA95, ZIE99].

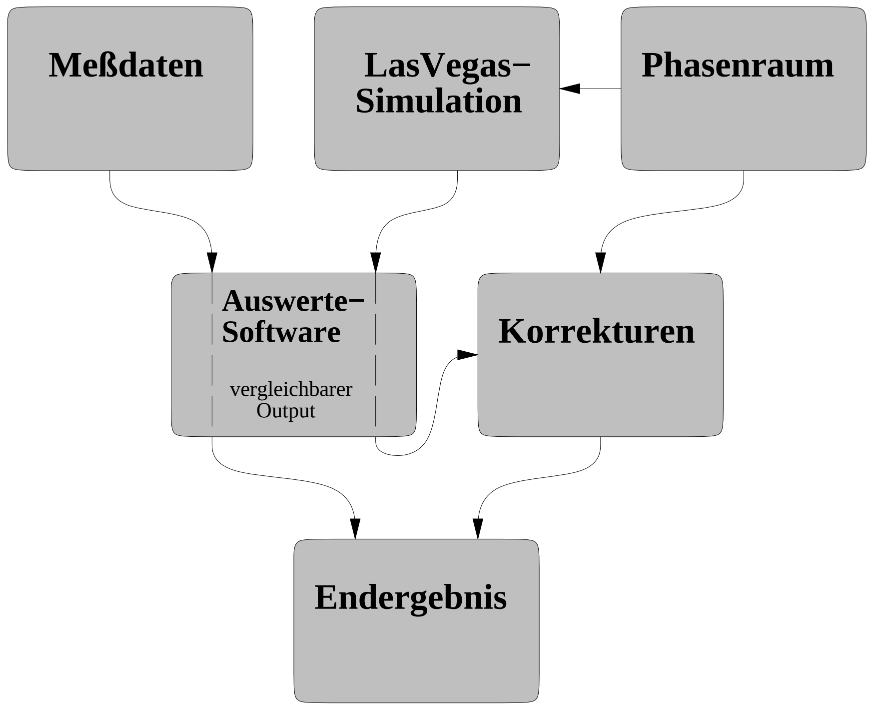


Abbildung 4.11: *Ablauf der Akzeptanzkorrektur unter Verwendung des LasVegas-Paketes [HER97].*

Den Beginn der Untersuchung einer Reaktion bildet die Ermittlung phasenraumverteilter Größen wie z.B. Energie-, Winkel- und Impulsverteilungen (siehe Abb. 4.11), die eine simulierte Nachbildung des Detektors durchlaufen und anschließend mit derselben Software analysiert werden, die zur Analyse der Meßdaten verwendet wird. Tritt eine Verfälschung der Ereignisse, oder gar ein Verlust an Ereignissen aufgrund der vorliegenden Detektorgeometrie bzw. der in der Analyse verwendeten Selektionsbedingungen (vgl. Abschnitt 5.2) auf, so kommt es zu einer Abweichung der betrachteten Verteilungen der rekonstruierten Daten von der anfänglichen puren Phasenraumverteilung.

Somit bietet sich hierin die Möglichkeit den Einfluß der Detektorakzeptanz und der verwendeten Software auf die Meßdaten zu ermitteln und in der weiteren Analyse zu berücksichtigen. Beispiele für die Qualität der Simulation finden sich z.B. in den Abbildungen 5.8 und 6.2.

An die beschriebene Kalibration der Rohdaten schließen sich Maßnahmen zur Ereignisrekonstruktion und -präparation an, die im folgenden Kapitel erläutert werden.

Kapitel 5

Reaktionserkennung

5.1 Ereignisrekonstruktion und -präparation

Die vollständige Beschreibung eines Dreiteilchensystems unter Beteiligung eines neutralen Ejektils erfordert bei den am COSY-TOF-Spektrometer durchgeführten Messungen die Verwendung von Massenhypothesen für die beiden nachgewiesenen geladenen Ejektile (vgl. Abschnitt 4.6.3). Bei der Einschußenergie von $T = 293{,}46\ MeV$ spielen die folgenden Reaktionen eine Rolle:

- $pp \rightarrow pp$,
- $pp \rightarrow d\pi^+$,
- $pp \rightarrow pp\gamma$ und
- $pp \rightarrow pp\pi^0$.

Somit werden die detektierten Ereignisse unter der Hypothese betrachtet, daß es sich bei den beiden von COSY-TOF nachgewiesenen geladenen Ejektilen um Protonen handelt.
Zusätzlich müssen Reaktionen der Projektile mit anderen Targetkomponenten, z.B. mit den Targetfolien, untersucht werden. Diese Untergrundreaktionen werden bei der Analyse der Meßdaten nach der Missing-Mass-Methode, die eine Identifikation der auftretenden Reaktionen erlaubt, ebenfalls untersucht.
Die in diesem Kapitel beschriebenen Betrachtungen der Phasenraumverteilungen, sowie der LasVegas-Daten basieren auf jeweils 50000 simulierten Ereignissen (pro Reaktionskanal).
An COSY-TOF ergibt sich die Schwierigkeit die beiden Zweikörperreaktionen $pp \rightarrow pp$ (elastische Protonenstreuung) und $pp \rightarrow d\pi^+$ in einigen Bereichen des Phasenraums von den beiden auftretenden Dreiteilchenreaktionen zu separieren. Dies gilt im besonderen bei der Unterscheidung zwischen den Ejektilen der elastischen Protonenstreuung und den komplanar nachgewiesenen Ejektilen der zu untersuchenden

$pp\gamma$-Reaktion, da die Polarwinkelbereiche, unter denen die geladenen Ejektile dieser beiden Reaktionen nachgewiesen werden, überlappen (siehe Abb. 5.4).

Die durchgeführten Maßnahmen zur eindeutigen Zuordnung der Ereignisse zu den entsprechenden Reaktionskanälen werden im Folgenden beschrieben.

5.2 Separation von Zweikörperreaktionen und der Reaktion $pp \to pp\gamma$

Für die Separation der nachgewiesenen Ejektile werden, neben der Betrachtung der Missing-Mass-Verteilungen, Winkel- und Geschwindigkeitskorrelationen verwendet. Hierbei bezeichnen $\theta_{1,2,3}$ die Polarwinkel und $\beta_{1,2,3}$ die Geschwindigkeiten der Ejektile der Reaktion $pp \to 1\,2\,3$ im Laborsystem und ϕ die in Abbildung 5.1 verdeutlichte Akomplanarität der geladenen Ejektile 1 und 2 (ebenfalls im Laborsystem).

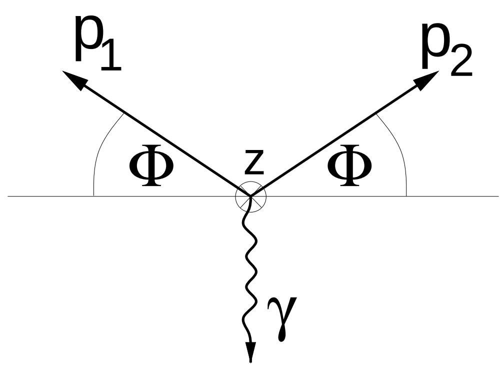


Abbildung 5.1: *Definition der Akomplanarität ϕ anhand der $pp\gamma$-Reaktion, für den Fall, daß die Blickrichtung mit der Strahlrichtung z des Primärstrahls übereinstimmt.*

Wie anhand der Phasenraumverteilungen (Abb. 5.2 oben) ersichtlich, wird ein Großteil der aus der $pp\gamma$-Reaktion stammenden geladenen Ejektile unter kleinen Akomplanaritäten nachgewiesen. Da die aus den Zweikörperreaktionen stammenden Ejektile aufgrund ihrer Kinematik stets einen azimuthalen Zwischenwinkel $\Delta\varphi = 180°$ aufweisen, d.h. mit einer Akomplanarität von $\phi = 0°$ nachgewiesen werden, ist eine Trennung dieser Reaktionen von der $pp\gamma$-Reaktion anhand der Akomplanaritätsbetrachtung allein nicht durchführbar. Auch eine Betrachtung der Geschwindigkeitsverteilungen (siehe Abb. 5.3) der geladenen Ejektile führt nicht zu dem gewünschten Ergebnis, da diese Verteilungen ebenfalls stark überlappen. Somit kann keine eindeutige Separation zwischen den in Abbildung 5.3 dargestellten Reaktionen durch Schnitte auf diese Observable erreicht werden.

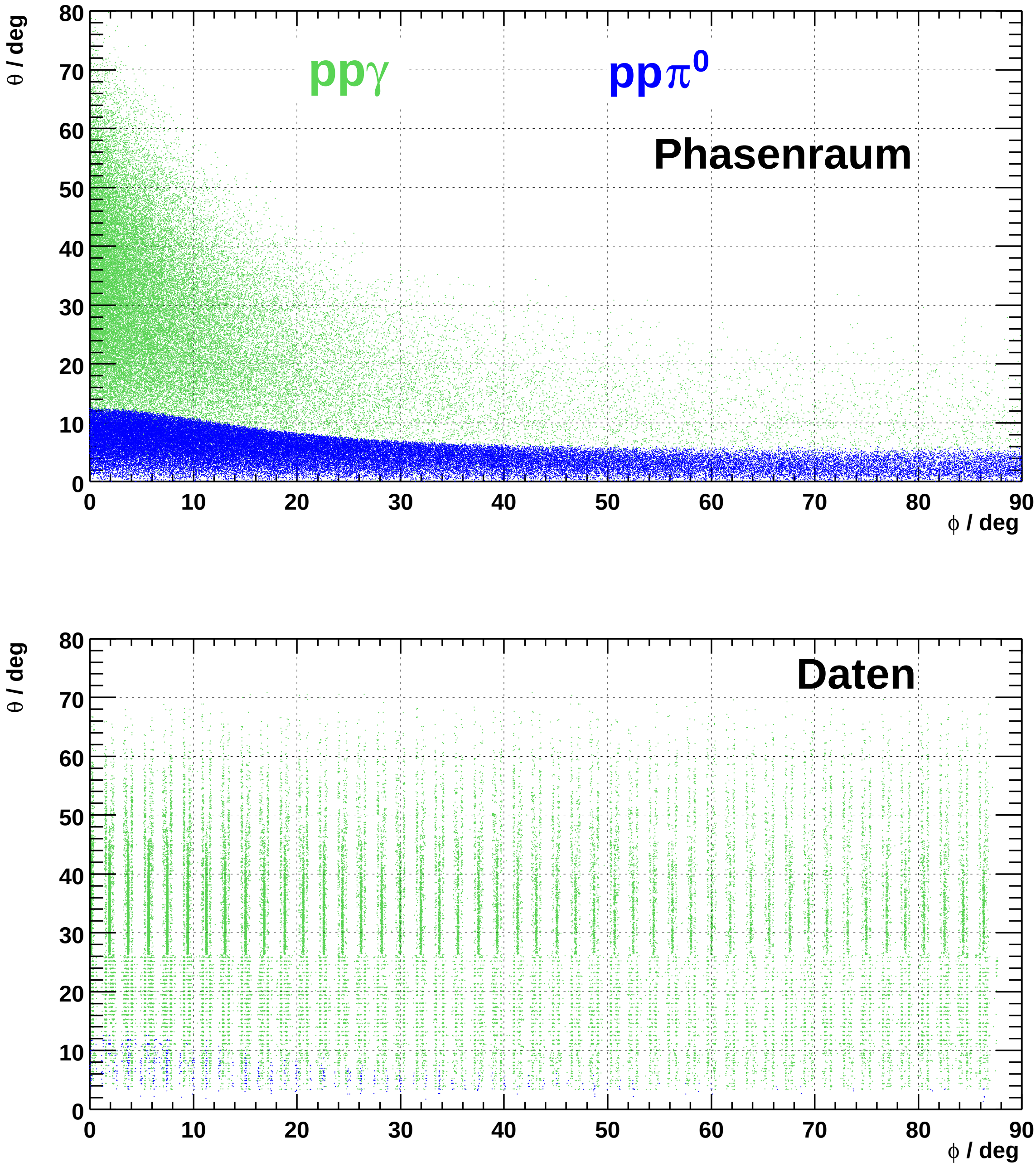


Abbildung 5.2: *Winkelverteilungen der nachgewiesenen geladenen Ejektile der Reaktionen $pp \to pp\pi^0$ und $pp \to pp\gamma$: Reine Phasenraumverteilungen (oben), Meßdaten (unten). Im Vergleich zu den Phasenraumdaten ist der den Meßdaten beigemischte Untergrund, der unter anderem durch Wechselwirkungen des Primärstrahls mit den Targetfolien hervorgerufen wird, deutlich zu erkennen. Die in den Meßdaten auftretende Balkenstruktur hat ihren Ursprung in der Rekonstruktion der Ereignisse unter Verwendung der Pixelstruktur der Endkappe.*

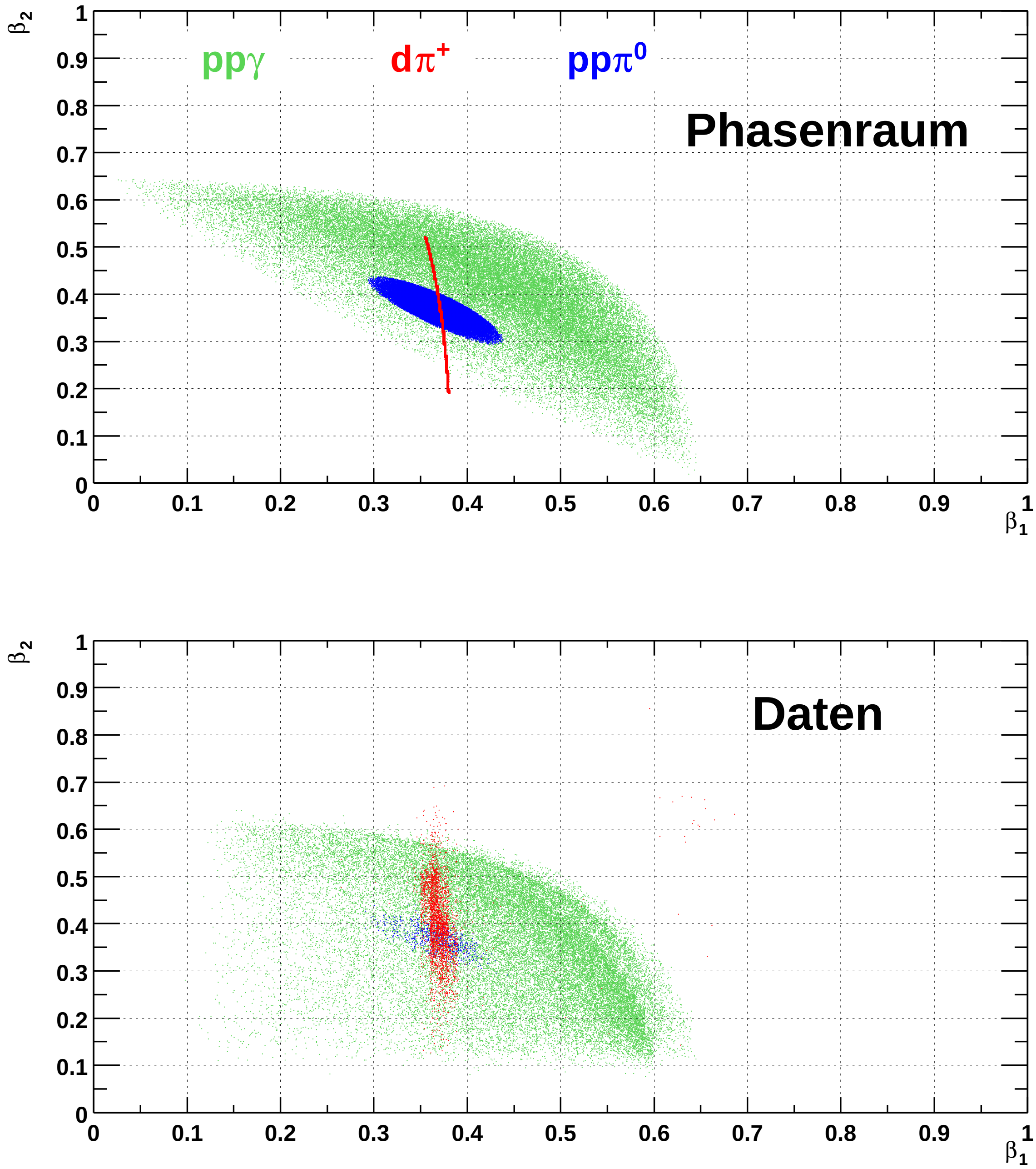


Abbildung 5.3: *Geschwindigkeitsverteilungen der nachgewiesenen geladenen Ejektile: Reine Phasenraumverteilungen (oben), Meßdaten der Reaktionskanäle* $pp \to d\pi^+$, $pp \to pp\pi^0$ *und* $pp \to pp\gamma$ *(unten).*

Aus diesem Grund wurden zwei weitere Separationskriterien erarbeitet, die sich vor allem auf die Trennung der beiden Reaktionskanäle $pp \to pp$ und $pp \to pp\gamma$ beziehen:

- die Summe der Polarwinkel $\theta_{sum} = \theta_1 + \theta_2$ der beiden geladenen Ejektile im Laborsystem und

- die im Laborsystem rekonstruierte und als "Missing-Energy" bezeichnete Energie des dritten Ejektils.

In Abbildung 5.4 ist die Häufigkeitsverteilung der Summe der beiden Polarwinkel $\theta_{sum} = \theta_1 + \theta_2$ dargestellt. Bei der Reaktion $pp \to pp$ liegt das Maximum dieses Summenwinkels bei der Einschußenergie von $T = 293{,}46\ MeV$ in dem Bereich zwischen $80°$ und $90°$.

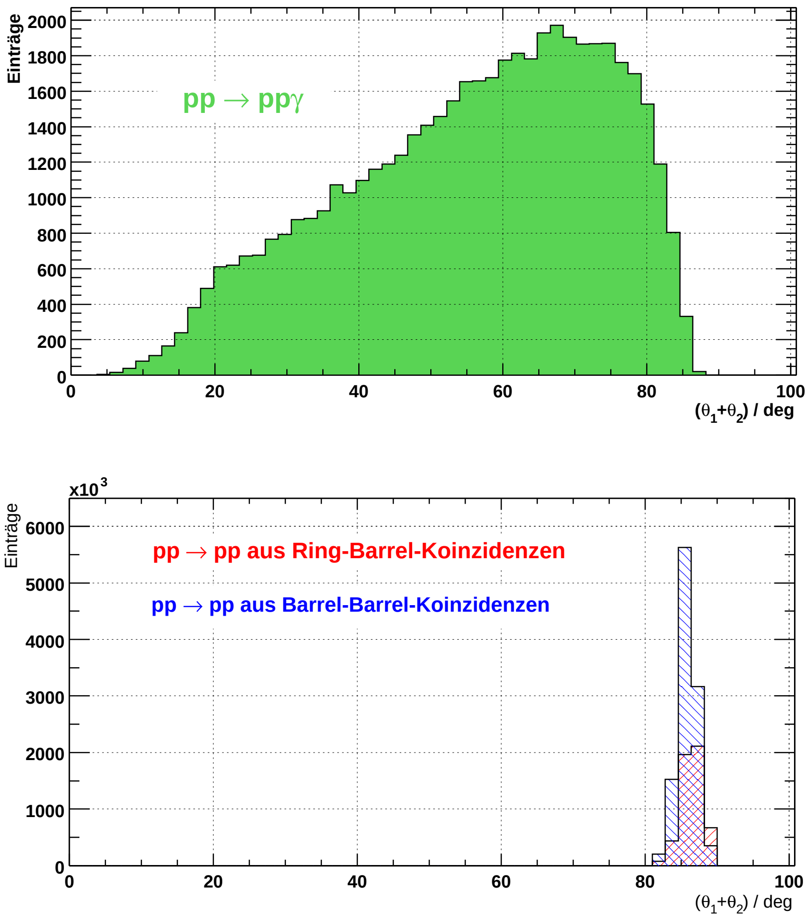
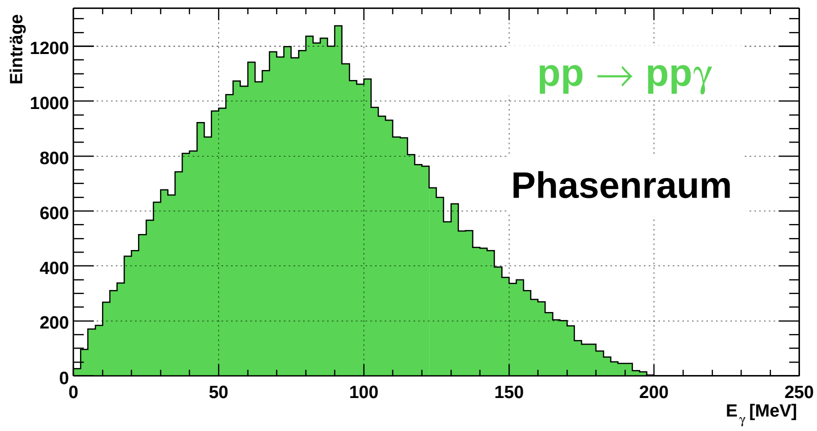


Abbildung 5.4: *Polarwinkelsumme der nachgewiesenen geladenen Ejektile: Anhand der Analyse der Phasenraumverteilungen ermittelter Verlauf der Polarwinkelsumme der beiden geladenen Ejektile der* $pp\gamma$*-Reaktion (oben), aus den Meßdaten der elastischen Protonenstreuung rekonstruierte Summe der beiden Protonenpolarwinkel (unten).*

Aus der in Abbildung 5.4 (oben) dargestellten, und auf Phasenraumbetrachtungen basierenden, Verteilung der Polarwinkelsumme der geladenen Ejektile der Reaktion $pp \to pp\gamma$ ist erkennbar, daß der Winkelbereich der elastischen Protonenstreuung von dieser Reaktion ebenfalls abgedeckt wird. Allerdings werden die meisten $pp\gamma$-Ereignisse (ausgehend von der reinen Phasenraumverteilung) bei einem kleineren Wert von θ_{sum} als dem der elastischen Protonenstreuung erwartet.
Somit kann durch einen Schnitt auf die Summe der Polarwinkel der beiden geladenen Ejektile, der den Bereich der elastisch gestreuten Protonen ausschließt, eine geometrische Separation der Ereignisse dieser Zweikörperreaktion von möglichen Ereignissen der Proton-Proton-Bremsstrahlung erzielt werden.



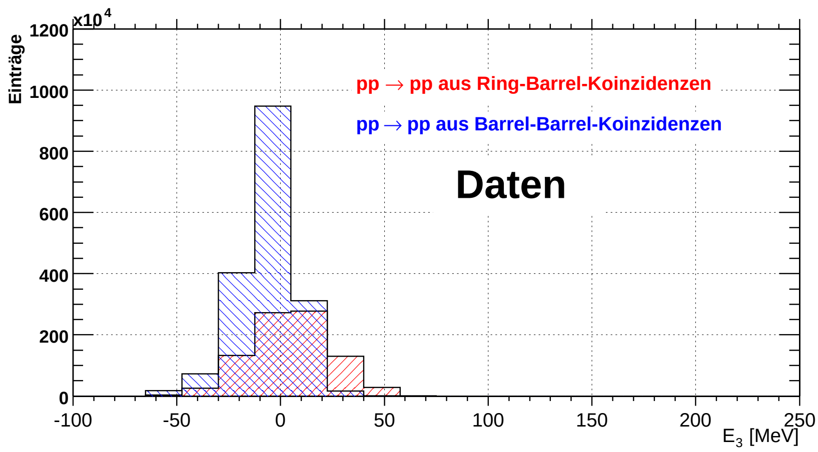


Abbildung 5.5: *Missing-Energy des rekonstruierten ungeladenen Ejektils: Aus Phasenraumrechnungen ermittelte Verteilung der Photonenenergie im Laborsystem (oben), aus den Meßdaten der elastischen Protonenstreuung rekonstruierte Missing-Energy eines zusätzlich postulierten ungeladenen Ejektils (unten).*

Zur endgültigen Separation der Ereignisse der elastischen Protonenstreuung und der auftretenden $pp\gamma$-Ereignisse wurde die rekonstruierte Missing-Energy eines postulierten dritten Ejektils als zusätzliches Kriterium herangezogen.
Bei einer Zweiteilchenreaktion wie der elastischen Protonenstreuung beträgt die Missing-Energy aus Gründen der Energieerhaltung Null. Aufgrund der Detektorauflösung ergibt sich jedoch eine Verteilung um diesen Wert.
Demzufolge kommt es, ausgehend von der Missing-Energy Rekonstruktion, zu einer Nichtunterscheidbarkeit zwischen Ereignissen der Proton-Proton-Bremsstrahlung, bei denen niederenergetische Photonen emittiert wurden, und den Ereignissen der elastischen Protonenstreuung.
Abbildung 5.5 zeigt die ermittelte Häufigkeitsverteilung der Missing-Energy für Ereignisse der $pp\gamma$-Reaktion und der elastischen Protonenstreuung. Wie bereits in Abschnitt 4.5 erwähnt, werden die Ejektile der elastischen Protonenstreuung aufgrund der von den Stopp-Detektoren abgedeckten Polarwinkelbereiche ausschließlich im Barrel und im Ringhodoskop nachgewiesen.
Eine genauere Analyse dieser Reaktion, die auf der Untersuchung der Koinzidenzen zwischen diesen beiden Detektoren basiert (d.h zwischen Barrel-Barrel- und Barrel-Ring-Koinzidenzen unterscheidet), ergibt zwei voneinander abweichende Werte für die Breite des jeweiligen Missing-Energy-Peaks. Dies ist eine Folge der unterschiedlichen Zeitauflösungen dieser Detektorkomponenten. Daher wurden im weiteren Verlauf der Analyse zwei unterschiedliche Schwellen für die Missing-Energy zur Selektion der Ereignisse des Kanals $pp \to pp\gamma$ festgelegt.
Zur Trennung der Ereignisse der Reaktion $pp \to d\pi^+$ von denen der $pp\gamma$-Reaktion wurde zusätzlich ein Schnitt auf den Polarwinkel θ, unter dem die geladenen Ejektile nachgewiesen wurden, vorgenommen: Aus der Kinematik der Reaktion $pp \to d\pi^+$ geht hervor, daß der maximale Emissionswinkel der Deuteronen bei $\theta = 3{,}5°$ (Laborsystem) liegt. Daher wurden nur solche Ereignisse der Proton-Proton-Bremsstrahlung selektiert, bei denen der kleinere der beiden Polarwinkel der nachgewiesenen Ejektile größer als dieser Grenzwert war.
Zusammengefaßt basierte die Separation der Ereignisse des Reaktionskanals $pp \to pp\gamma$ auf den folgenden Bedingungen:

1. $\theta_{1,lab} > 3{,}5°$
2. $(\theta_{1,lab} + \theta_{2,lab}) \leq 75°$
   a) $E_\gamma > 25{,}0\ MeV$ für Barrel-Barrel-Koinzidenzen und
   b) $E_\gamma \geq 51{,}0\ MeV$ für Ring-Barrel-Koinzidenzen.

In früheren Untersuchungen der Reaktion $pp \to pp\gamma$ an COSY-TOF [HER97] bei Verwendung eines unpolarisierten Primärstrahls zeigte sich, daß eine Ereignisklassifikation anhand des Energieverlustes dE/dx der geladenen Ejektile in den angesprochenen Szintillatorkomponenten nicht zu dem gewünschten Ergebnis führt. Da anhand der hier besprochenen Maßnahmen zur Reaktionserkennung eine sehr gute Zuordnung der

beobachteten Ereignisse zu den jeweiligen Reaktionskanälen erzielt werden konnte, wurde in der weiteren Analyse auf die Untersuchung des spezifischen Energieverlustes innerhalb der einzelnen Komponenten des TOF-Spektrometers verzichtet.
Da der Einfluß von Untergrundereignissen, die unter anderem auf eine wachsende Eisschicht auf den Targetfolien während der Messung zurückzuführen sind, bei der Analyse nicht vernachlässigt werden kann, wird im Folgenden die zur Untergrundsubtraktion verwendete Methode erläutert, die bei der Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts sowie der Analysierstärke der Reaktion $\vec{p}p \rightarrow pp\gamma$ von entscheidender Bedeutung war.

5.3 Untergrundsubtraktion

Während der Strahlzeit an COSY-TOF wurden die folgenden Meßperioden separat betrachtet:

- Volltargetmessungen:
  Meßperioden mit flüssigem Wasserstoff in der Targetzelle bei einer durchschnittlichen Wasserstofftemperatur von $14{,}75\ K$ und

- Leertargetmessungen:
  Meßperioden mit gasförmigem Wasserstoff in der Targetzelle bei Temperaturen von $T = 16{,}0\ K$ bis zu $T = 250{,}0\ K$.

Die während eines Volltargetruns aufgenommenen Daten enthalten neben den aus den Proton-Proton-Reaktionskanälen stammenden Ereignissen auch Untergrundereignisse, die aus der Wechselwirkung der Primärstrahlprotonen mit den übrigen Targetkomponenten, insbesondere den Targetfolien und der gegebenenfalls auf diesen vorhandenen Eisschicht stammen.
Um eine genaue Analyse der Proton-Proton-Wechselwirkung durchführen zu können, müssen die aufgenommenen Daten von diesen Untergrundereignissen bereinigt werden, was einem Abzug der den Volltargetmessungen beigemischten Leertargetanteilen entspricht. Aus diesem Grund wurden dedizierte Leertargetruns durchgeführt.
Zur Abschätzung des Untergrunds wurde in einem ersten Schritt von dem hypothetischen Fall ausgegangen, daß die Quelle der Untergrundereignisse während der gesamten Meßdauer stabil blieb.
Allerdings unterliegt jeder der aufgenommenen Runs unterschiedlichen Bedingungen: weder die Strahlintensität, noch die Effizienz der Datenaufnahme (ermittelt durch die entsprechenden Totzeiten) stellt eine Konstante während der durchgeführten Messung dar.
Bei der Analyse der Untergrundereignisse wurden die folgenden Bezeichnungen verwendet:

- V: Volltargetrun,

- L: Leertargetrun,
- $\dot{N}_i\,(BH)\;(i = V, L)$: über die Meßdauer eines Runs gemittelte Rate (gemessen mit dem Beamhodoskop (BH)), die Auskunft über die aktuelle Strahlintensität gibt (typischer Wert: $\dot{N}_V\,(BH) = 1{,}2 \cdot 10^6\; s^{-1}$),
- $\dot{N}_i\,(tot)$: über die Meßdauer des entsprechenden Runs gemittelte totale Triggerrate (typischer Wert: $\dot{N}_V\,(tot) \approx 130\; s^{-1}$),
- $\dot{N}_i\,(a)$: von der Datenaufnahme akzeptierte Triggerrate, ebenfalls über die Meßdauer gemittelt (typischer Wert: $\dot{N}_V\,(a) \approx 70\; s^{-1}$).

Die Auslese der Scaler, mit denen die Zählraten gemessen wurden, erfolgte während der Spillpausen, so daß diese Werte quasi keine Totzeitabhängigkeit aufweisen.
Im Folgenden wird der Untergrundanteil der aus den Volltargetmessungen stammenden Ereignisse der elastischen Protonenstreuung ermittelt. Definitionsgemäß werden während der Leertargetmessungen ausschließlich Untergrundreaktionen aufgenommen. Die Bestimmung der Zählraten erfolgte mittels geeigneter Selektionskriterien für Ereignisse der elastischen Protonenstreuung $pp \to pp$, da die Kinematik dieser Reaktion wohlbekannt ist. Der Anteil an Untergrundereignissen während eines Volltargetruns sei durch die Variable N_{VU} gegeben.
Zur Ermittlung der entsprechenden Untergrundrate $\dot{N}_{VU}$ ist es erforderlich, die jeweils unterschiedlichen Strahlparameter in Form der folgenden Korrekturen zu berücksichtigen:

- Normierung auf die vom Beamhodoskop aufgenommene Rate $\dot{N}_i\,(BH)$,
- Berücksichtigung des Totzeitfaktors $\tau_i = \frac{\dot{N}_i\,(a)}{\dot{N}_i\,(tot)}$ (typischer Wert: $\tau_V = 1,67$), der die Akzeptanz der Datenaufnahme wiedergibt.

Somit wird die Abhängigkeit des Quotienten

$$\frac{\dot{N}_{VU}}{\dot{n}_V} \quad \text{mit} \quad \underbrace{\dot{n}_i = \dot{N}_i(BH) \cdot \tau_i}_{\text{(auf die Totzeit korrigierte Hodoskop-Rate)}} \quad \text{und} \quad i = V, L \tag{5.1}$$

von der Meßzeit untersucht. Wie vorangehende Untersuchungen des Untergrundes gezeigt haben, steigt die Untergrundrate zwischen zwei Abtauphasen des Targets linear an [HER97], was im Wesentlichen auf eine wachsende Eisschicht auf den Targetfolien zurückzuführen ist.
Zur Bestimmung der Untergrundrate werden die Leertargetruns L_1 und L_2 betrachtet, die die Volltargetmessungen zeitlich umgeben. In diesen Leertargetruns werden die entsprechenden Ereigniszahlen der elastischen Protonenstreuung N_{L_1} und N_{L_2} bestimmt, sowie die daraus durch Mittelung über die jeweilige Rundauer resultierenden

Raten $\dot{N}_{L_1}$ und $\dot{N}_{L_2}$. Unter Berücksichtigung der aus den Scaler-Informationen stammenden Strahlparameter erhält man daraus die normierten Raten $\frac{\dot{N}_{L_1}}{\dot{n}_{L_1}}$ und $\frac{\dot{N}_{L_2}}{\dot{n}_{L_2}}$. Die entsprechenden Untergrundzählraten für die Volltargetmessungen, die zwischen diesen Leertargetruns aufgenommen wurden, erhält man durch lineare Interpolation, in der die Zeitmittelpunkte t_m der entsprechenden Runs als Ausgangspunkte dienen.

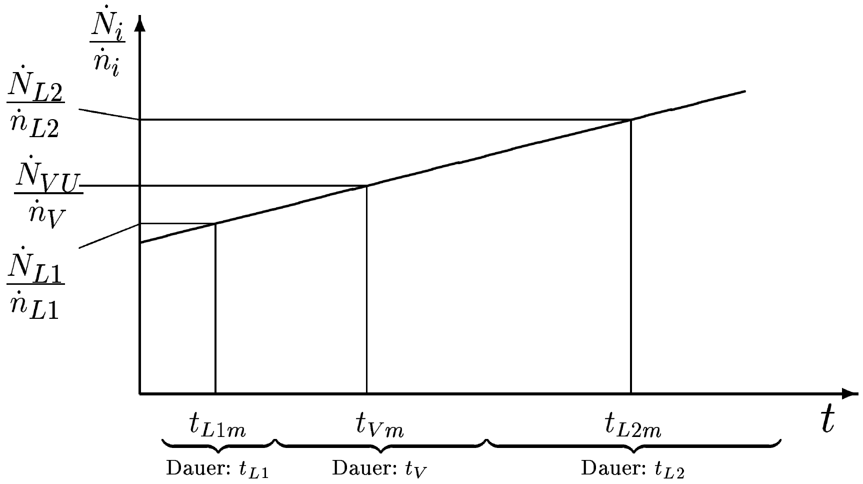


Abbildung 5.6: *Schema einer linearen Zunahme der Untergrundrate [HER97].*

In Abbildung 5.6 sind diese lineare Interpolation, sowie die daraus resultierende Ermittlung der normierten Untergrundrate während eines Volltargetruns $\dot{N}_{VU}/\dot{n}_V$ dargestellt. Die entsprechende Geradengleichung zur Berechnung der Rate ist durch

$$\frac{\dot{N}_i}{\dot{n}_i} = \frac{\frac{\dot{N}_{L_2}}{\dot{n}_{L_2}} - \frac{\dot{N}_{L_1}}{\dot{n}_{L_1}}}{t_{L_{2m}} - t_{L_{1m}}}(t - t_{L_{1m}}) + \frac{\dot{N}_{L_1}}{\dot{n}_{L_1}} \qquad (5.2)$$

gegeben. Durch Multiplikation mit dem aus den Scalerdaten verfügbaren Normierungsfaktor $\dot{n}_V$ erhält man die in Abbildung 5.7 graphisch dargestellte Untergrundrate $\dot{N}_{VU}$, welche für die gesamte Rundauer t_V verwendet wurde, um den Untergrundanteil N_{VU} zu erhalten:

$$N_{VU} = \dot{N}_{VU} \cdot t_V. \qquad (5.3)$$

Durch Summierung und Mittelung aller Voll- und Leertargetmessungen einer Strahlzeit ergibt sich der effektive Skalierungsfaktor s, der für alle Voll- und Leertargetmessungen eingesetzt wird, so daß der Nutzanteil N_{Nutz} durch die Bedingung

$$N_{Nutz} = N_V - N_{VU} = N_V - s \cdot N_L \qquad (5.4)$$

gegeben ist. Typische Werte der Ereigniszahlen N_V und N_L liegen z.B. im Fall der Reaktion $pp \to pp\pi^0$ bei $N_V = 1772$ und $N_L = 16$.

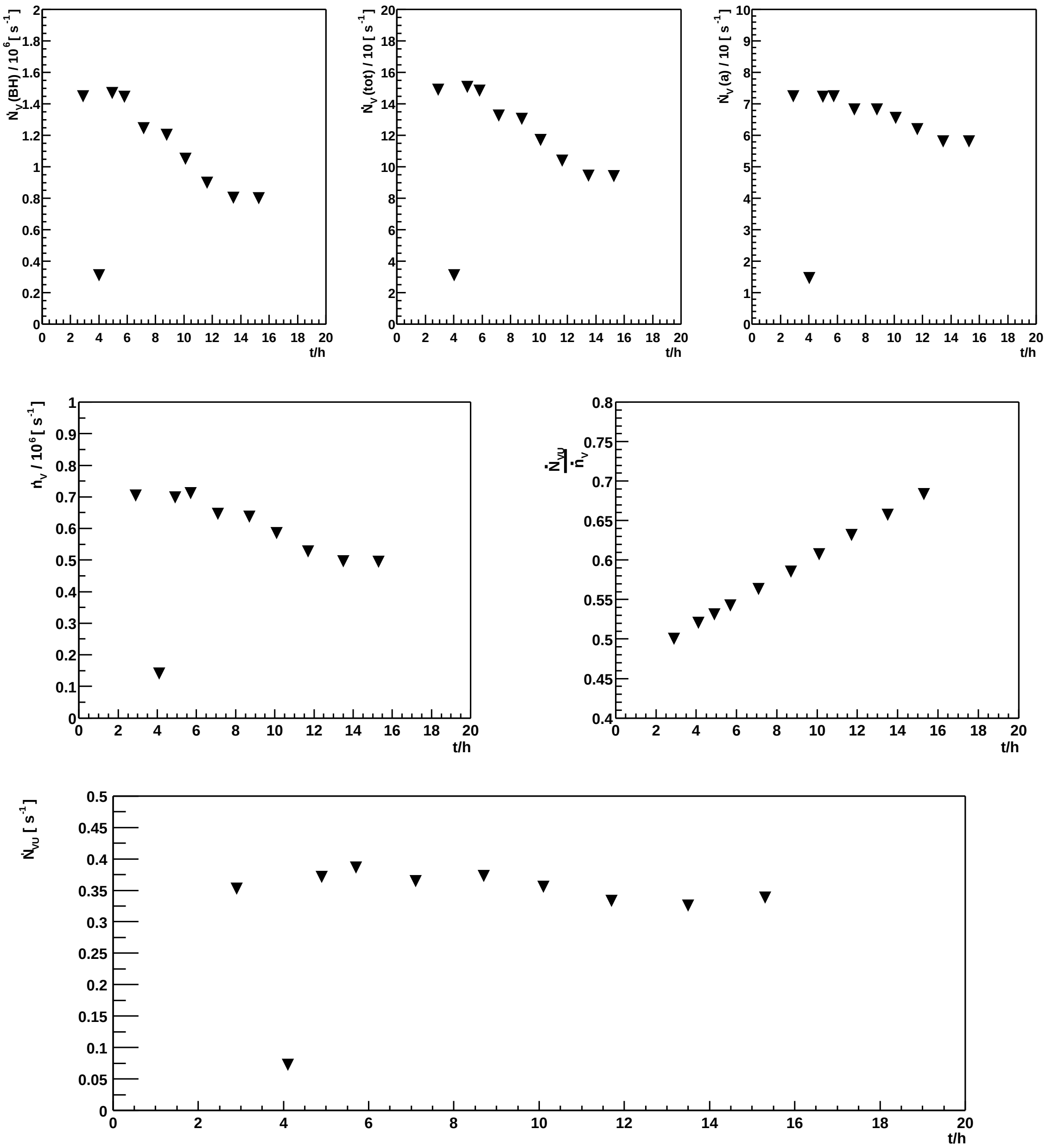


Abbildung 5.7: *Zur Ermittlung des den Volltargetmessungen beigemischten Untergrundanteils wurde zunächst der Normierungsfaktor $\dot{n}_V$ (Mitte links) (vgl. Gl. 5.1) aus den in den drei oberen Diagramme dargestellten Daten ermittelt. Unter Verwendung der in Abbildung 5.6 dargestellten Interpolationsmethode wurde die normierte Untergrundrate während eines Volltargetruns $\dot{N}_{VU}/\dot{n}_V$ (Mitte rechts) bestimmt. Durch Multiplikation der beiden mittig dargestellten Diagramme erhält man den den Volltargetmessungen beigemischten Untergrundanteil $\dot{N}_{VU}$ (unten). Der abweichende Meßpunkt in allen Diagrammen ist auf die sehr geringe Zählrate innerhalb des entsprechenden Runs zurückzuführen.*

Da die Messung unter Verwendung eines polarisierten Primärstrahls durchgeführt wurde, mußten drei unterschiedliche Skalierungsfaktoren ermittelt werden: Der erste Faktor $s_{unpolar}$ ergibt sich aus den über die beiden Spinrichtungen der Primärstrahlprotonen gemittelten Zählraten (dies entspricht der Annahme eines unpolarisierten Protonenstrahls).
Die Ermittlung der beiden polarisationsabhängigen Faktoren s_{up} und s_{down} erfolgte durch eine spinabhängige Selektion der Zählraten. Diese wurden im weiteren Verlauf der Analyse zur Bestimmung der Analysierstärke der $pp\gamma$-Reaktion benötigt. Es ergaben sich die folgenden Werte für die verschiedenen Skalierungsfaktoren:

- $s_{unpolar} = 2,45 \pm 0,12$,
- $s_{up} = 2,41 \pm 0,12$ und
- $s_{down} = 2,34 \pm 0,11$.

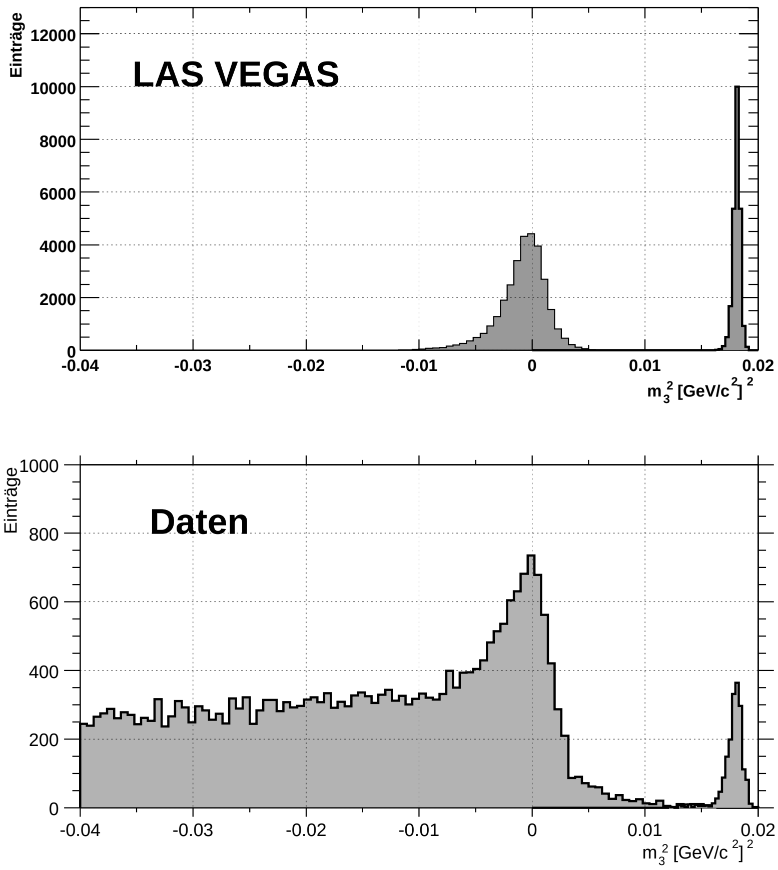


Abbildung 5.8: *Missing-Mass-Verteilung der rekonstruierten ungeladenen Ejektile der mit dem COSY-TOF gemessenen Dreiteilchenreaktionen: LasVegas-Daten (oben), Meßdaten (unten). Die Verteilung der Meßdaten dehnt sich durch den Einfluß von Untergrundreaktionen bis hin zu großen negativen Missing-Mass-Werten aus.*

Abbildung 5.8 zeigt die Häufigkeitsverteilung der aus LasVegas-Daten rekonstruierten Missing-Mass des ungeladenen Ejektils, sowie die entsprechenden Verteilungen der Meßdaten für die an COSY-TOF beobachteten Dreiteilchenreaktionen nach Anwendung der beschriebenen Maßnahmen zur Ereignisrekonstruktion und -präparation für die Massenhypothese $m_1 = m_2 = m_p$ bei einer Einschußenergie von $T = 293{,}46\ MeV$.
Es ist ersichtlich, daß sich die $pp\pi^0$-Ereignisse über die rekonstruierte Masse des ungeladenen Ejektils hervorragend von den Ereignissen der $pp\gamma$-Reaktion trennen lassen.

5.4 Endgültige Daten nach Untergrundsubtraktion

Abbildung 5.9 zeigt die Missing-Mass-Verteilung der rekonstruierten ungeladenen Ejektile unter der Annahme eines unpolarisierten Primärstrahls vor und nach Abzug der mit dem entsprechenden Faktor $s_{unpolar}$ skalierten Leertargetanteile.

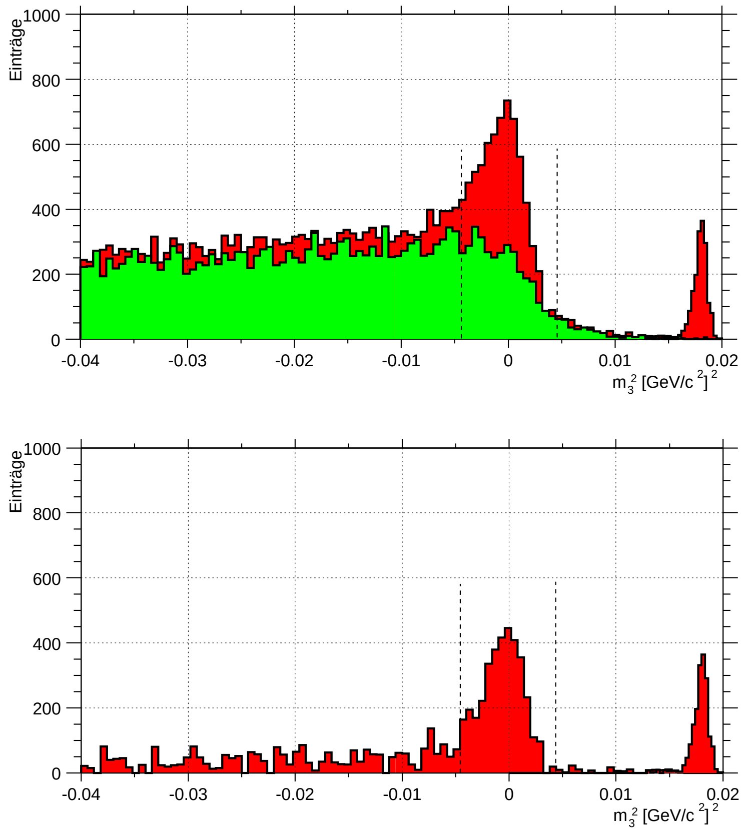


Abbildung 5.9: *Missing-Mass-Verteilung der experimentellen Daten für den Fall eines unpolarisierten Primärstrahls: Im obigen Spektrum sind den Daten des Volltargetruns (rot) die skalierten Leertargetanteile (grün) unterlegt. Das untere Spektrum zeigt die Verteilung nach Abzug des skalierten Leertargetanteils.*

Zur Eliminierung der in Abbildung 5.9 (unten) verbleibenden Untergrundereignisse in dem Bereich $m_3^2 \leq -0.004\,(GeV/c^2)^2$ und zur Separation der $pp\gamma$-Ereignisse von den ebenfalls dargestellten Ereignissen der Reaktion $pp \to pp\pi^0$ basiert die folgende Untersuchung der Reaktion $\vec{p}p \to pp\gamma$ ausschließlich auf Ereignissen, die innerhalb des Massenbereichs $m_3^2 \in [-0.004, 0.004]\,(GeV/c^2)^2$ zu finden sind.
Die Qualität der beschriebenen Maßnahmen zur Untergrundsubtraktion und zur Rekonstruktion der Ereignisse der $pp\gamma$-Reaktion wird unter anderem anhand eines Vergleichs zwischen der mit diesen Maßnahmen ermittelten Winkelverteilungen der ungeladenen Ejektile (Abb. 5.10) und der in Abbildung 5.2 (oben) gezeigten entsprechenden Phasenraumverteilung deutlich.

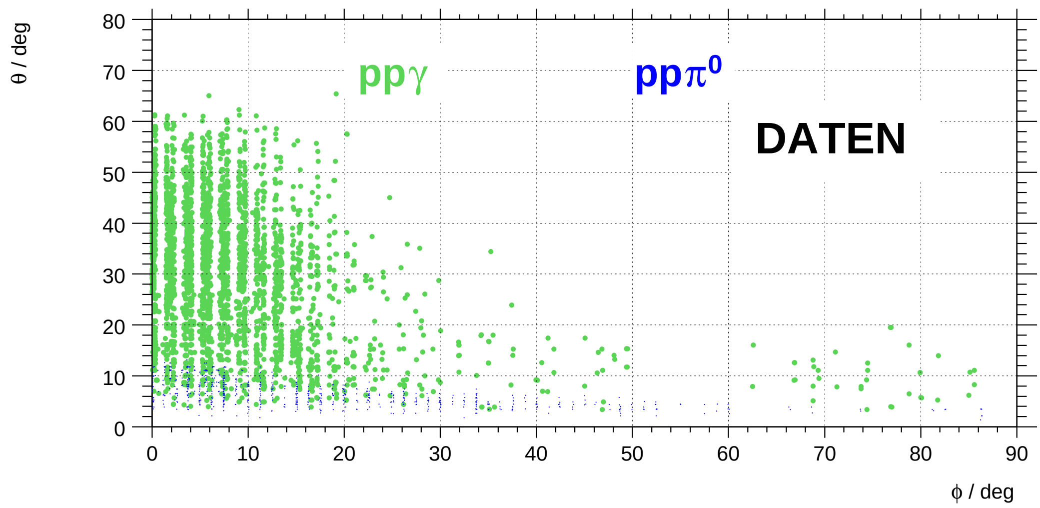


Abbildung 5.10: *Winkelverteilungen der rekonstruierten ungeladenen Ejektile nach der Anwendung der im Text erläuterten Separationsmaßnahmen und nach Abzug der mit dem Faktor $s_{unpolar}$ skalierten Untergrundanteile im Falle eines Primärstrahls, bei dem über die beiden Spinrichtungen der Projektile gemittelt wurde.*

Ausgehend von der in diesem Kapitel vorgestellten Ermittlung der Skalierungsfaktoren und den erläuterten Methoden zur Reaktionserkennung, basieren die im folgenden Kapitel vorgestellten Analysen der an COSY-TOF gemessenen Dreiteilchenreaktionen $pp \to pp\pi^0$ und $pp \to pp\gamma$ auf den untergrundbereinigten Datensätzen.

Kapitel 6

Ergebnisse

Die vorliegenden Daten, die während einer Meßdauer von ca. 100 Stunden[1] aufgezeichnet wurden, ermöglichen eine Berechnung von Wirkungsquerschnitten bis in den μb-Bereich. Desweiteren ermöglicht dieser Datensatz eine erstmalige Analyse der Analysierstärke der Reaktion $\vec{p}p \rightarrow pp\gamma$. Hierbei dient die offline erfolgte Analyse der von COSY gelieferten Polarisation des Primärstrahls unter Verwendung von Ereignissen der elastischen Protonenstreuung zur Kontrolle der online erfolgten Monitorierung dieser Observablen mit dem Bochumer Polarimeter BoPol.

6.1 Absolute Normierung

Sowohl der azimuthalsymmetrische Aufbau des Flugzeitspektrometers, als auch dessen große Polarwinkelabdeckung ermöglichen die Untersuchung mehrerer Streuprozesse, wobei erstmalig auch polarisationsabhängige Observablen, wie z.B. die Asymmetrie beobachtet werden konnten.
Aufgrund des großen zur Verfügung stehenden Polarwinkelbereichs kann neben der zu untersuchenden Reaktion $\vec{p}p \rightarrow pp\gamma$ auch die elastische Protonenstreuung $pp \rightarrow pp$ untersucht werden, deren differentieller Wirkungsquerschnitt bekannt und in Abb. 6.1 graphisch dargestellt ist.
Mit Hilfe dieser Reaktion kann die integrale Luminosität $\mathcal{L}$ (Luminosität L während der Dauer t_V der Volltargetmessung: $\mathcal{L} = \int_{t_V} dt \cdot L(t)$) bestimmt werden. Die während der Messung pro Raumwinkelelement $\Delta\,\Omega$ aufgenommene Anzahl an Ereignissen N_{el} aus der elastischen Protonenstreuung beträgt:

$$N_{el} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} \cdot \Delta\,\Omega \cdot \mathcal{L}. \tag{6.1}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Protonenstreuung ist bei einer Einschußenergie von 300 MeV bis auf 5% genau bekannt [MEY92] und wurde

[1]Meßzeit während der Strahlzeit: $t = 355203\,s$, davon Volltargetanteil $t_V = 269383\,s$.

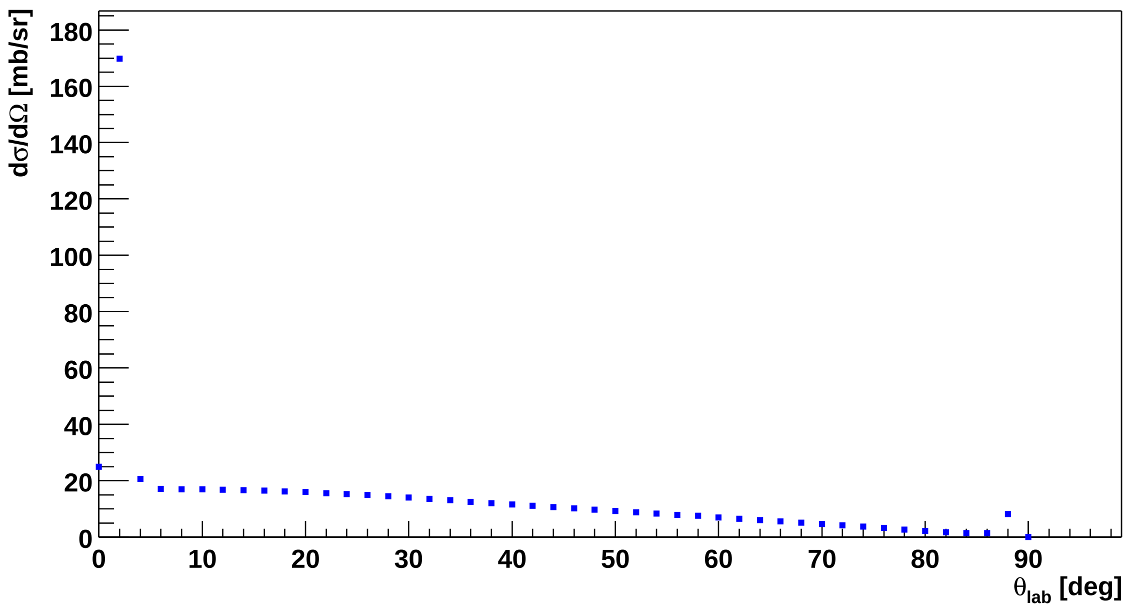


Abbildung 6.1: *Polarwinkelabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen Protonenstreuung bei einer Einschußenergie von* $293,46\,MeV$*. Dargestellt ist das Ergebnis der Phasenstreuanalyse mit dem SAID-Programm (Arndtsche Analysen der Jahre 1995-1996) [SAI00].*

für den während der Messung zur Verfügung stehenden Polarwinkelbereich, in dem die komplanar gestreuten Protonen nachgewiesen wurden, folgendermaßen parametrisiert:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} = (-0,2329 \cdot \frac{\theta_{lab}}{deg} + 20,97)\; mb/sr. \tag{6.2}$$

Der Berechnung der Luminosität des unpolarisierten Datensatzes $\mathcal{L}_{unpolar}$ wurden drei große Pixel des Ringhodoskops zugrunde gelegt, um einen relativ geringen statistischen Fehler zu erzielen. Sowohl der in Abschnitt 5.3 ermittelte Normierungsfaktor $s_{unpolar} = 2,45$, als auch die detektorspezifischen Triggertotzeitfaktoren von $\tau_V = 1,67$ während der Volltargetruns und $\tau_L = 1,20$ während der Leertargetruns wurden bei der Berechnung der integralen Luminosität berücksichtigt:

$$\mathcal{L}_{unpolar}\,(Pixel) = \frac{\tau_V \cdot N_V - s_{unpolar} \cdot \tau_L \cdot N_L}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} \cdot \Delta\,\Omega}. \tag{6.3}$$

Zusammen mit den Pixelparametern, die der Pixelrekonstruktion[2] des Ringhodoskops entnommen wurden (siehe Tab. 6.1), ergab sich der mittlere im weiteren Verlauf der

[2]Nomenklatur der Datenbank pixel3_3111.4.ring [ZIE99]

Detektorelemente	$\bar{\theta}\,[deg]$	$\Delta\,\Omega\,[msr]$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}\,[mb/sr]$	N_V	N_L	$\mathcal{L}_{unpolar}\,[\mu b^{-1}]$
45, 121, 163	$22,67°$	0,31	15,69	4287	21	1483,60
78, 136, 181	$24,55°$	0,32	15,25	4356	12	1473,07
53, 123, 169	$25,17°$	0,33	15,11	3713	6	1251,20

Tabelle 6.1: *Zur absoluten Normierung herangezogene Pixeldaten. N_V und N_L bezeichnen die während der Voll-, bzw. Leertargetmeßperioden aufgenommenen Ereigniszahlen des “unpolarisierten“ Datensatzes.*

Analyse verwendete Wert für die integrale Luminosität des unpolarisierten Datensatzes:

$$\boxed{\mathcal{L}_{unpolar} = (1403 \pm 131)\,\mu b^{-1}\,.} \tag{6.4}$$

In Analogie zu dem hier erläuterten Verfahren zur Bestimmung der Luminosität $\mathcal{L}_{unpolar}$ wurden die integralen Luminositäten $\mathcal{L}_{up}$ und $\mathcal{L}_{down}$ für die beiden zur Verfügung stehenden Spinrichtungen der Primärstrahlprotonen ermittelt. Hierfür wurden die unterschiedlichen Skalierungsfaktoren $s_{up} = 2,41$ und $s_{down} = 2,34$ (vgl. Abschnitt 5.3), sowie die gemessenen spinabhängigen Ereigniszahlen innerhalb der oben betrachteten Pixel verwendet. Aus diesen Berechnungen ergeben sich die folgenden Werte für die spinabhängigen integralen Luminositäten:

$$\boxed{\mathcal{L}_{up} = (735 \pm 82)\,\mu b^{-1}} \tag{6.5}$$

und

$$\boxed{\mathcal{L}_{down} = (648 \pm 137)\,\mu b^{-1}\,.} \tag{6.6}$$

Zur Verifizierung des auf diese Weise ermittelten Wertes der integralen Luminosität $\mathcal{L}_{unpolar}$ bietet sich die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $pp \to pp\pi^0$ an, deren Wirkungsquerschnitt bei der vorliegenden Strahlenergie bekannt ist.

6.2 Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp \to pp\pi^0$

Die Selektion der während der vorliegenden Messung aufgezeichneten $pp\pi^0$-Ereignisse erfolgt unter Verwendung der in Abb. 5.9 dargestellten Missing Mass-Verteilung der rekonstruierten neutralen Ejektile. Die in dieser Verteilung erkennbaren $pp\pi^0$-Ereignisse konnten quasi untergrundfrei rekonstruiert werden, so daß die Untersuchung dieser Reaktion auf Ereignissen basiert, die innerhalb des Bereichs $m_3^2 \geq 0,016\,(GeV/c^2)^2$ zu finden sind.
Die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts σ_{π^0} der Reaktion $pp \to pp\pi^0$ erfolgte unter Verwendung der berechneten integralen Luminosität $\mathcal{L}_{unpolar}$ und der aus Simulationsrechnungen bekannten Detektorakzeptanz a_{π^0}.
Die Ermittlung der Akzeptanz a_{π^0} basiert auf einer Betrachtung der im Ausgangskanal der Reaktion $pp \to pp\pi^0$ auftretenden invarianten Massenquadrate. Abbildung 6.2 zeigt die Häufigkeitsverteilung des invarianten Massenquadrats ${M^2}_{p\pi^0}$.

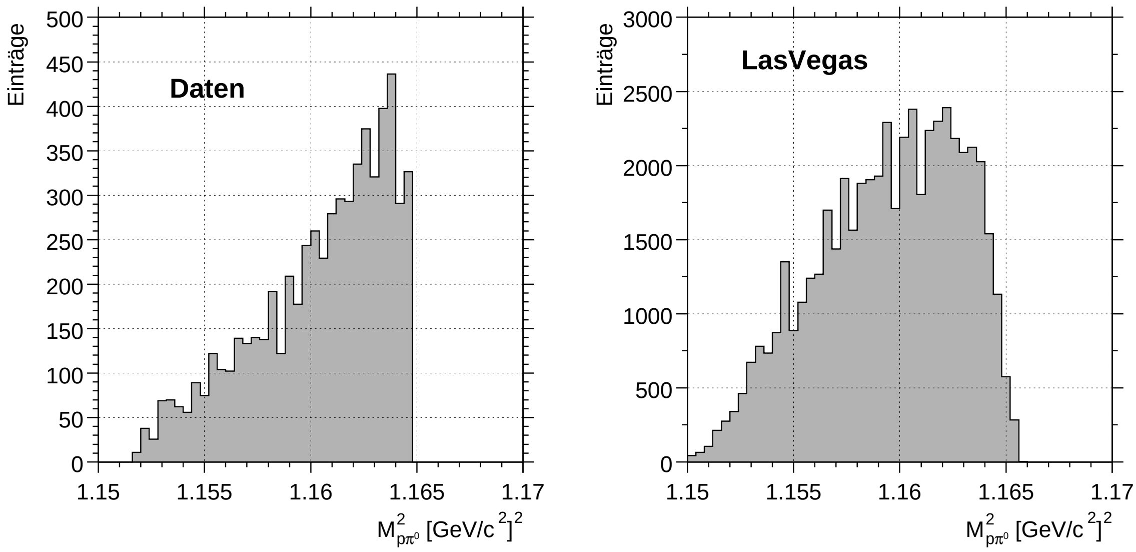


Abbildung 6.2: *Verteilung des invarianten Massenquadrats ${M^2}_{p\pi^0}$: Akzeptanz-korrigierte experimentelle Daten (links), LasVegas-Daten (rechts).*

An der Anisotropie der experimentellen Massenverteilung ist der Einfluß der Endzustandswechselwirkung (**F**inal **S**tate **I**nteraction kurz: FSI) in diesem Reaktionskanal zu erkennen. Daher erfolgte die Generierung der LasVegas-Daten dieses Kanals und die Erzeugung der Daten zur Bestimmung der Akzeptanz a_{π^0} unter Berücksichtigung der beobachteten Endzustandswechselwirkung (Δ-Resonanz), wodurch eine gute Übereinstimmung der Meßdaten mit den Ergebnissen der Simulationsrechnungen erreicht werden konnte.

Aufgrund der geraden Parität $P = +1$ des Eingangskanals pp tragen im Ausgangskanal der Reaktion $pp \to pp\pi^0$ ausschließlich Zustände mit gerader Parität bei, die sich mit Hilfe der geradzahligen Legendre-Polynome

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*} = a_0 + \frac{a_2}{2} \cdot (3\,cos^2\,\theta^* - 1) + \frac{a_4}{8} \cdot (35\,cos^4\,\theta^* - 30\,cos^2\,\theta^* + 3) + ... \qquad (6.7)$$

beschreiben lassen, wobei θ^* den Polarwinkel des neutralen Ejektils im Schwerpunktsystem der beiden detektierten Protonen definiert. Da die Pionenproduktion nahe der Schwelle über den Kanal $^3P_0 \to {}^1S_0 s_0$ [BIL98] erfolgt, wird der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega^*}$ ausschließlich durch den Koeffizienten a_0 des Legendre-Polynoms nullter Ordnung bestimmt.
Dies wird durch die in Abbildung 6.3 dargestellte Gleichverteilung der Pionen im Ausgangskanal der Reaktion $pp \to pp\pi^0$ bestätigt.
Somit kann der totale Wirkungsquerschnitt mit Hilfe der ermittelten Ereigniszahl berechnet werden:

$$\sigma_{\pi^0} = \frac{N_{\pi^0}}{a_{\pi^0}\,\mathcal{L}_{unpolar}}. \qquad (6.8)$$

Hierbei stellen N_{π^0} die Totzeit-korrigierte rekonstruierte Ereigniszahl der aus der $pp\pi^0$-Reaktion stammenden Ejektile und a_{π^0} die Detektorakzeptanz dar:

$$\begin{aligned} N_{\pi^0} &= N_{V,\,\pi^0} - s_{unpolar} \cdot N_{L,\,\pi^0} && (6.9) \\ \Delta\,N_{\pi^0} &= \sqrt{N_{V,\,\pi^0} + s_{unpolar}^2 \cdot N_{L,\,\pi^0}}. && (6.10) \end{aligned}$$

Es ergaben sich unter Verwendung des Skalierungsfaktors $s_{unpolar} = 2,45$ die folgenden Werte:

$$\begin{aligned} N_{\pi^0} &= 1733 && (6.11) \\ \Delta\,N_{\pi^0} &= 43. \end{aligned}$$

Der relative Fehler des totalen Wirkungsquerschnitts wird durch den folgenden Ausdruck gegeben:

$$\frac{\Delta\sigma_{\pi^0}}{\sigma_{\pi^0}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\,N_{\pi^0}}{N_{\pi^0}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\,a_{\pi^0}}{a_{\pi^0}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\,\mathcal{L}_{unpolar}}{\mathcal{L}_{unpolar}}\right)^2}. \qquad (6.12)$$

Die Akzeptanz a_{π^0} konnte mit Hilfe der Simulationsrechnungen zu $(52,0 \pm 1,0)\%$ ermittelt werden, wodurch sich für den totalen Wirkungsquerschnitt folgender Wert ergibt:

$$\boxed{\sigma_{\pi^0} = (2,43 \pm 0,06 \pm 0,23)\;\mu b.} \qquad (6.13)$$

Unabhängig von Gleichung 6.8 kann der totale Wirkungsquerschnitt aus der gemessenen Winkelverteilung wie folgt bestimmt werden:

$$\sigma_{\pi^0} = \int_{\varphi^*=0}^{2\pi} \int_{\theta^*=0}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega^*} \, sin\theta^* \, d\theta^* \, d\varphi^*. \tag{6.14}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion im Schwerpunktsystem ist in Abbildung 6.3 in Abhängigkeit von $cos\ \theta^*_{\pi^0}$ dargestellt.

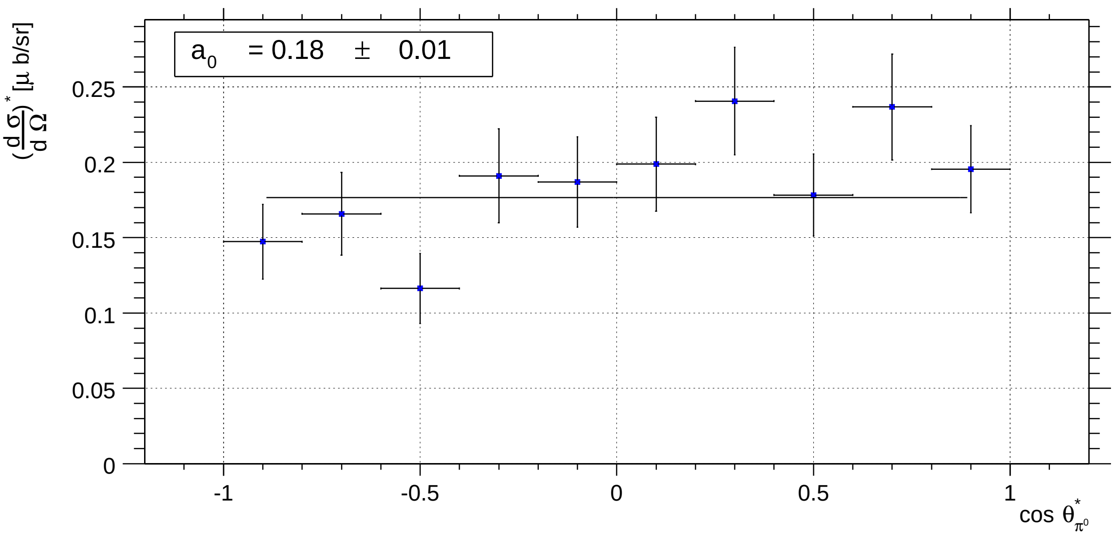


Abbildung 6.3: *Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^0$ im Schwerpunktsystem. An die Daten wurde der Koeffizient a_0 des Legendre-Polynoms nullter Ordnung angefittet. Die eingezeichneten Fehlerbalken enthalten sowohl den statistischen Fehler der ermittelten Zählraten und der Akzeptanzkorrektur, als auch den in Abschnitt 6.1 angegebenen Fehler der integralen Luminosität $\mathcal{L}_{unpolar}$.*

Der aus dieser Betrachtung ermittelte totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^0$ beträgt unter Verwendung des 5%-igen Fehlers des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen Protonenstreuung, der zur absoluten Normierung der Meßdaten herangezogen wurde (vgl. Abschnitt 6.1):

$$\boxed{\sigma_{\pi^0} = (2,22 \pm 0,06 \pm 0,12)\ \mu b.} \tag{6.15}$$

Innerhalb der Fehler ist dieser Wert konsistent mit dem vorherigen aus Gleichung 6.8 bestimmten Wert (vgl. Gl. 6.13).
Ein Vergleich des hier bestimmten totalen Wirkungsquerschnitts mit Literaturwerten ist in Abbildung 6.4 graphisch dargestellt.

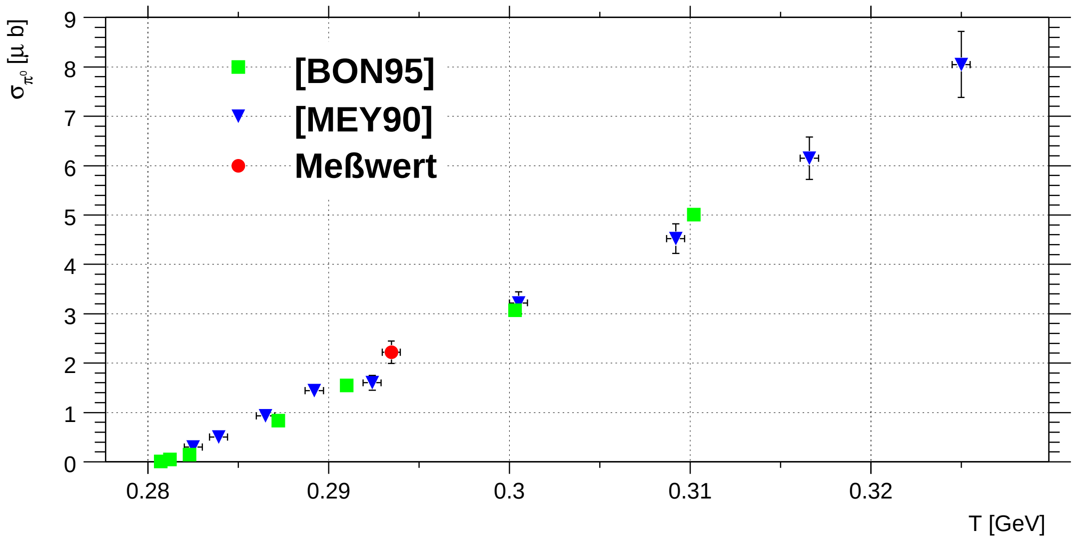


Abbildung 6.4: *Vergleich des totalen Wirkungsquerschnitts der Reaktion* $pp \to pp\pi^0$ *bei einer Einschußenergie von* $T = 293,46\,MeV$ *mit Literaturdaten [BON95, MEY90].*

Unter der Annahme eines nicht-resonanten Verhaltens paßt er gut zu den in anderen Experimenten ermittelten Werten, was den hier zugrunde gelegten Wert der Luminosität bestätigt. Allerdings weisen sowohl die angeführten Literaturdaten, als auch der hier ermittelte Wert des Wirkungsquerschnitts Diskrepanzen zu dem in [JAK01] ermittelten Wert für den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp \to pp\pi^0$ auf.

6.3 Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp \to pp\gamma$

Wie bereits bei der Analyse des Kanals $pp \to pp\pi^0$ beschrieben, treten aufgrund der Paritätserhaltung in der Partialwellenanalyse eines beliebigen Ausgangskanals ausschließlich Wellenfunktionen gerader Parität auf. Bei der Bestimmung der an der Reaktion $pp \to pp\gamma$ beteiligten Partialwellen kann allerdings im Gegensatz zur Analyse der $pp\pi^0$-Reaktion nicht von einer Winkelverteilung ausgegangen werden, die einer reinen s-Welle entspricht. Daher wird sich an die Bestimmung von σ_γ eine Untersuchung der zu der ermittelten Winkelverteilung beitragenden Partialwellenanteile anschließen.
Die folgenden Betrachtungen basieren auf $pp\gamma$-Ereignissen, bei denen die mit Hilfe der Missing Mass-Methode rekonstruierten Massen der emittierten Photonen innerhalb des Bereichs $m_3^2 \in [-0.004, 0.004]\ (GeV/c^2)^2$ zu finden sind.

Bei der Betrachtung des invarianten Massenquadrats $M^2{}_{p\gamma}$ konnte keinerlei Hinweis auf eine Endzustandswechselwirkung (FSI) gefunden werden (siehe Abb. 6.5), woraufhin sowohl bei der Ermittlung der Phasenraumdaten, als auch bei der entsprechenden LasVegas-Simulation dieser Reaktion keine Berücksichtigung einer FSI erfolgte.

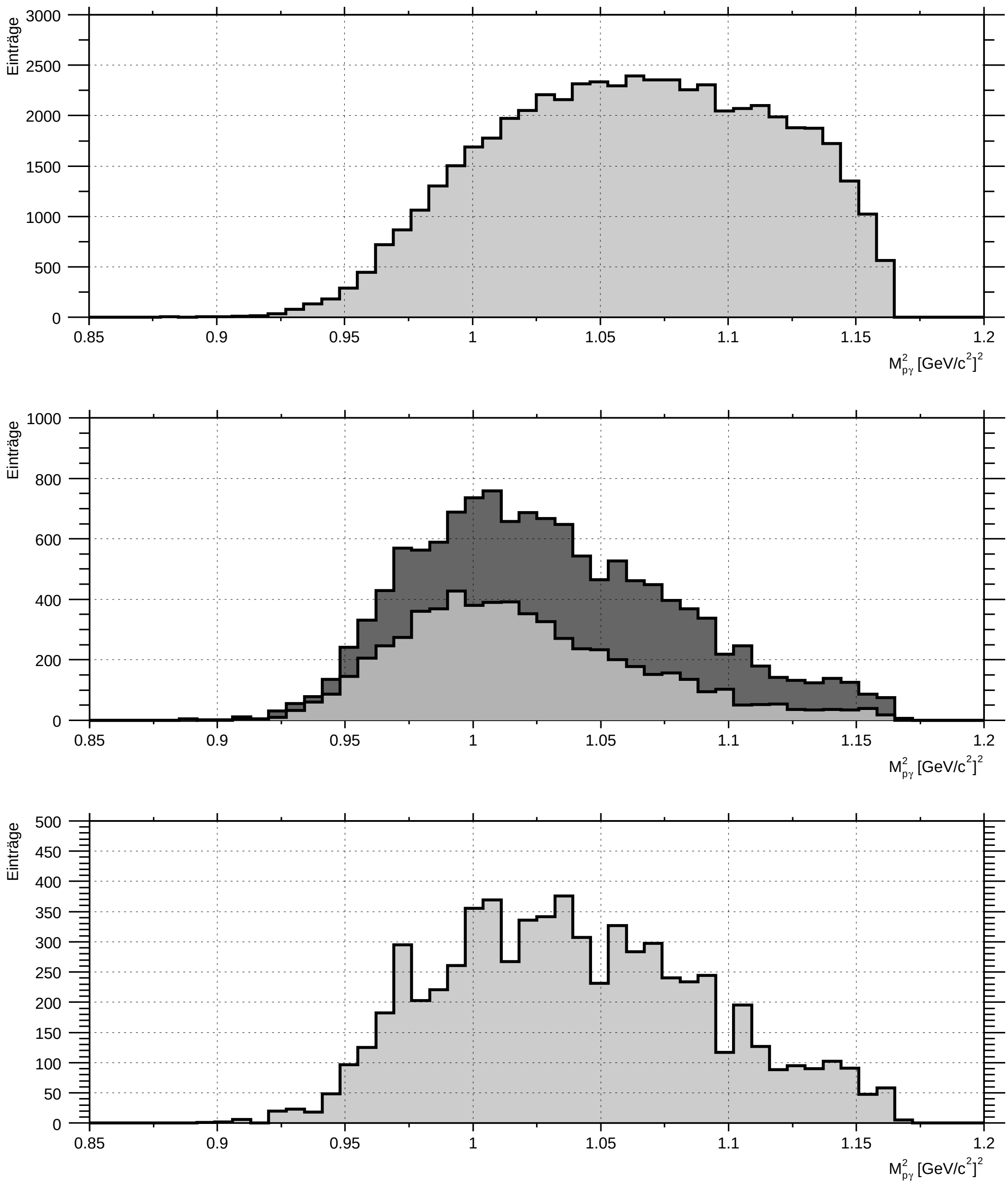


Abbildung 6.5: *Verteilung des invarianten Massenquadrats $M^2{}_{p\gamma}$: Oben: LasVegas-Daten, Mitte: den experimentellen Daten (dunkelgrau) ist der normierte Untergrund (hellgrau) unterlegt, Unten: Untergrundbereinigte experimentelle Daten.*

Die in Abbildung 6.5 deutlich erkennbare Diskrepanz zwischen der simulierten (Las-Vegas-Daten) und der experimentell ermittelten Verteilung des invarianten Massenquadrats $M^2{}_{p\gamma}$ bei Werten $M^2{}_{p\gamma} > 1,05\,(GeV/c^2)^2$ basiert auf Problemen in der MonteCarlo-Simulation.

Die Winkelverteilung der rekonstruierten Photonen, die zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $pp \rightarrow pp\gamma$ herangezogen wird, ist in Abbildung 6.6 dargestellt.

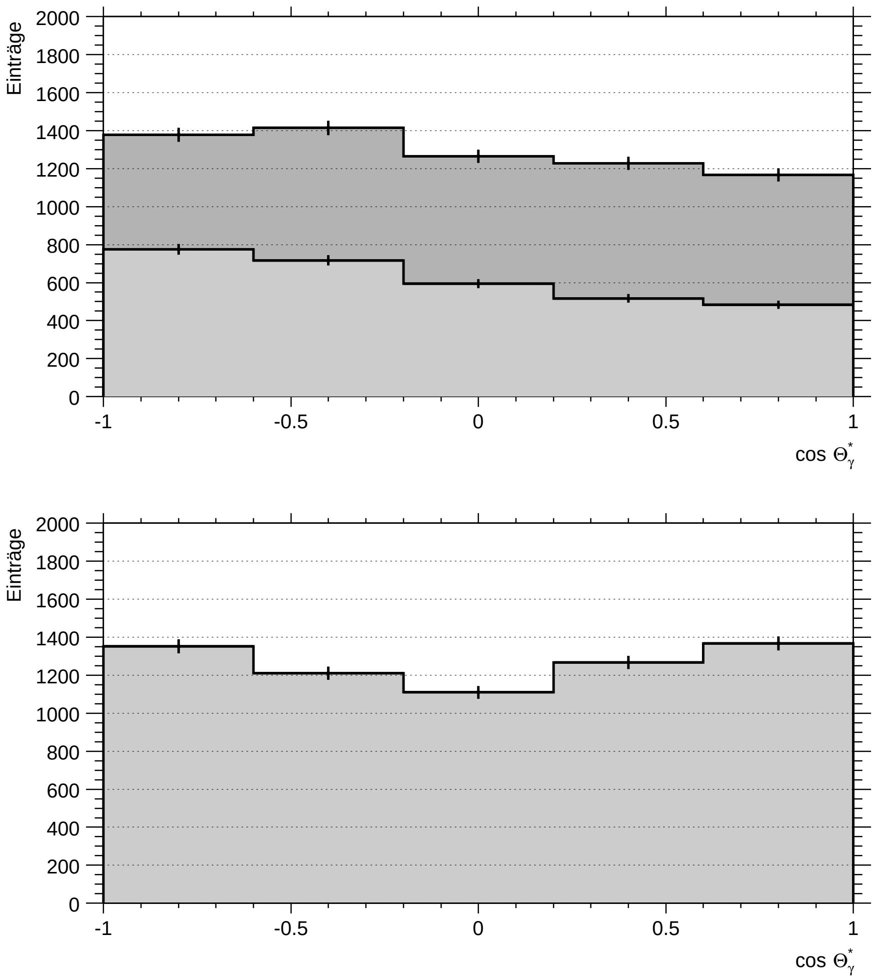


Abbildung 6.6: *Experimentell ermittelte Winkelverteilung der Photonen im Schwerpunktsystem. Oben: Den experimentellen Daten (dunkelgrau) sind die Untergrunderereignisse (hellgrau) unterlegt. Unten: Akzeptanz-korrigierte und Untergrund-bereinigte Winkelverteilung. Die eingezeichneten Fehlerbalken stellen ausschließlich die statistischen Fehler dar.*

Aus der gezeigten Winkelverteilung kann in Analogie zum Verfahren bei der Untersuchung der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^0$ der differentielle Wirkungsquerschnitt ermittelt werden (vgl. Gleichung 6.14), dessen Verlauf in Abbildung 6.7 gezeigt ist.

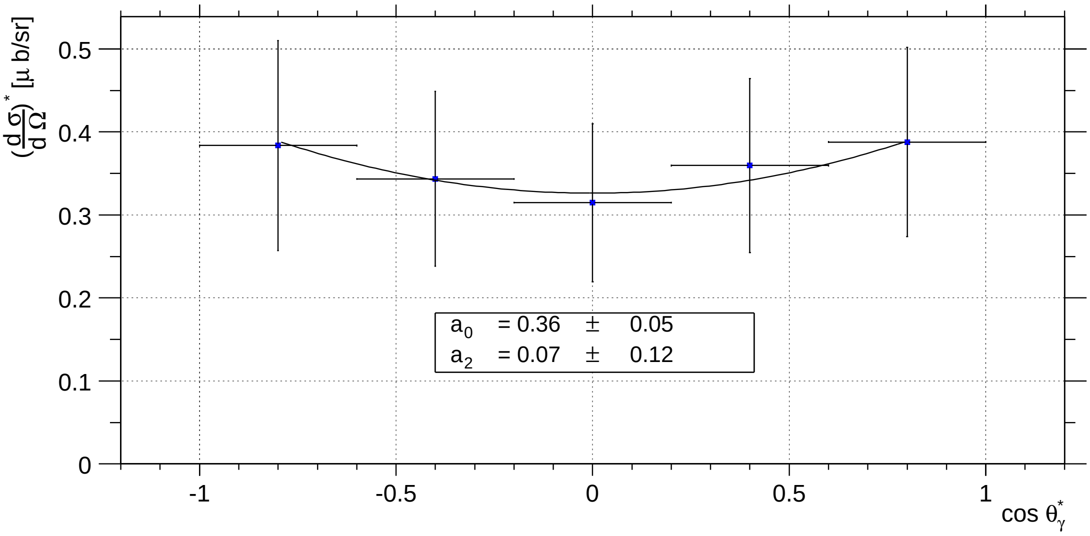


Abbildung 6.7: *Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp \rightarrow pp\gamma$ im Schwerpunktsystem. An die Daten wurde die Funktion $\frac{d\sigma}{d\Omega^*} = a_0 + \frac{a_2}{2} \cdot (3\,cos^2\,\theta^* - 1)$ angefittet, die sich aus den Legendre-Polynomen nullter und zweiter Ordnung zusammensetzt. Ebenso wie im Fall der $pp\pi^0$-Reaktion enthalten die eingezeichneten Fehlerbalken sowohl den statistischen Fehler der ermittelten Zählraten und der Akzeptanzkorrektur, als auch den in Abschnitt 6.1 angegebenen Fehler der integralen Luminosität $\mathcal{L}_{unpolar}$.*

Diese Abbildung zeigt deutlich, daß zum Produktionsprozeß der Proton-Proton-Bremsstrahlung im Gegensatz zu der im Reaktionskanal $pp \rightarrow pp\pi^0$ beobachteten reinen s-Wellenfunktion ebenfalls höhere Drehimpulse (p-Welle) beitragen. Der aus dem Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts ermittelte totale Wirkungsquerschnitt σ_γ ergibt sich unter Berücksichtigung des systematischen Fehlers von 5% bei der Parametrisierung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen Protonenstreuung zu:

$$\boxed{\sigma_\gamma = (4,51 \pm 0,09 \pm 0,61)\,\mu b.} \tag{6.16}$$

Dieser Wert stimmt mit dem in [HER97] ermittelten Wert (Strahlenergie $T = 292{,}8\ MeV$) von $\sigma_\gamma = (3,5 \pm 0,3 \pm 0,2)\,\mu b$ im Rahmen der Meßfehler gut überein.

Da der totale Wirkungsquerschnitt einer hadronischen Reaktion im wesentlichen unabhängig von der Polarisation des Primärstrahls ist, kann dieser ebenfalls unter Verwendung der beiden ermittelten integralen Luminositäten $\mathcal{L}_{up}$ und $\mathcal{L}_{down}$ bestimmt werden. Es ergaben sich in Abhängigkeit von der Polarisation der Primärstrahlprotonen (up, down) die folgenden beiden Werte für σ_γ:

$$\boxed{\sigma_\gamma\,(up) = (4,70 \pm 0,15 \pm 0,78)\;\mu b} \tag{6.17}$$

und

$$\boxed{\sigma_\gamma\,(down) = (4,38 \pm 0,15 \pm 1,20)\;\mu b.} \tag{6.18}$$

Diese Werte von σ_γ stimmen mit dem berechneten Wirkungsquerschnitt unter Verwendung der Luminosität $\mathcal{L}_{unpolar}$ im Rahmen ihrer Meßfehler überein.

Zur näheren Untersuchung der Partialwellenbeiträge in der ermittelten Winkelverteilung der Photonen im Ausgangskanal der $pp\gamma$-Reaktion werden die Werte der Koeffizienten $(d\,a_0\;/\;d\,E^*_\gamma)$ und $(d\,a_2\;/\;d\,E^*_\gamma)$ der beteiligten Legendre-Polynome in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie E^*_γ der nachgewiesenen Photonen untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Abbildung 6.8 dargestellt, wobei ein ermittelter Wert der beiden Koeffizienten auf einer Statistik von ca. 400 rekonstruierten $pp\gamma$-Ereignissen basiert.

Aus Abbildung 6.8 ist der Abfall des totalen Wirkungsquerschnitts σ_γ (repräsentiert durch den Koeffizient a_0) mit wachsender Schwerpunktsenergie der Photonen deutlich erkennbar. Die einzelnen Anteile der ermittelten Partialwellen an der in Abbildung 6.7 dargestellten Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{d\Omega^*}$ bei Betrachtung unterschiedlicher Schwerpunktsenergien E^*_γ werden durch die Quotientenbildung $\frac{a_2}{a_0}$ ermittelt. Aus den in Abbildung 6.8 dargestellten einzelnen Partialwellenbeiträgen ergibt sich der in Abbildung 6.9 gezeigte Verlauf.

Aus dieser Darstellung läßt sich der Einfluß der beobachteten p-Wellenanteile auf den Wirkungsquerschnitt der zu untersuchenden Reaktion ermitteln:

Während der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp \to pp\gamma$ bei niedrigen Schwerpunktsenergien durch die beiden Partialwellenkoeffizienten $(d\,a_0\;/\;d\,E^*_\gamma)(\neq\;0)$ und $(d\,a_2\;/\;d\,E^*_\gamma)(\neq\;0)$ bestimmt wird, ist der Wert des Koeffizienten $(d\,a_2\;/\;d\,E^*_\gamma)$ bei steigender Schwerpunktsenergie mit Null verträglich und der Verlauf des Wirkungsquerschnitts kann durch eine reine s-Wellenfunktion beschrieben werden.

Die Ergebnisse der durchgeführten Patialwellenanalyse des Kanals $pp \to pp\gamma$ werden in Tabelle 6.2 abschließend zusammengefaßt.

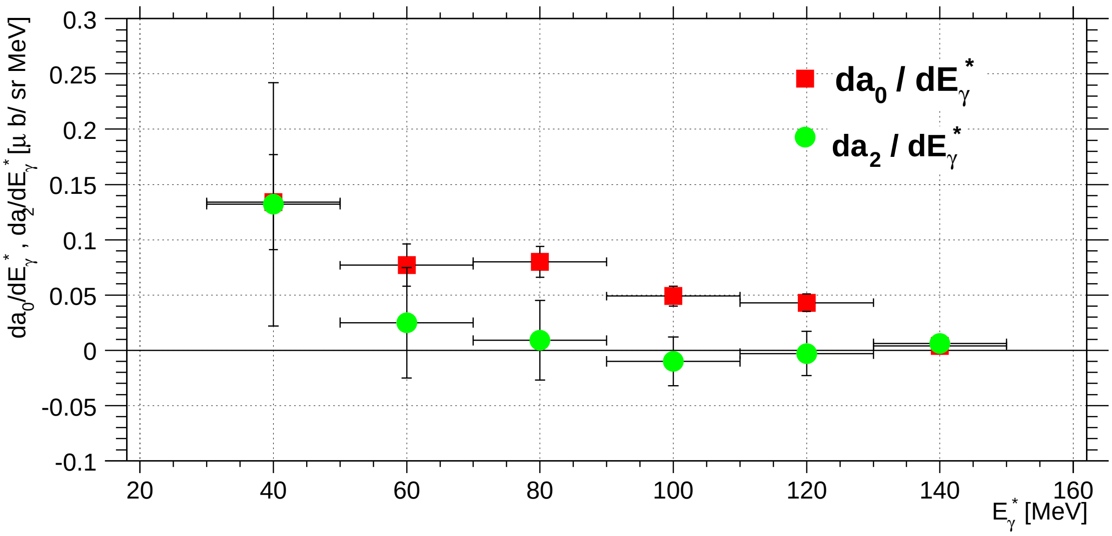


Abbildung 6.8: *Abhängigkeit der beiden ermittelten Partialwellenanteile der s- und der p-Welle von der Schwerpunktsenergie E^*_γ im Ausgangskanal der $pp\gamma$-Reaktion.*

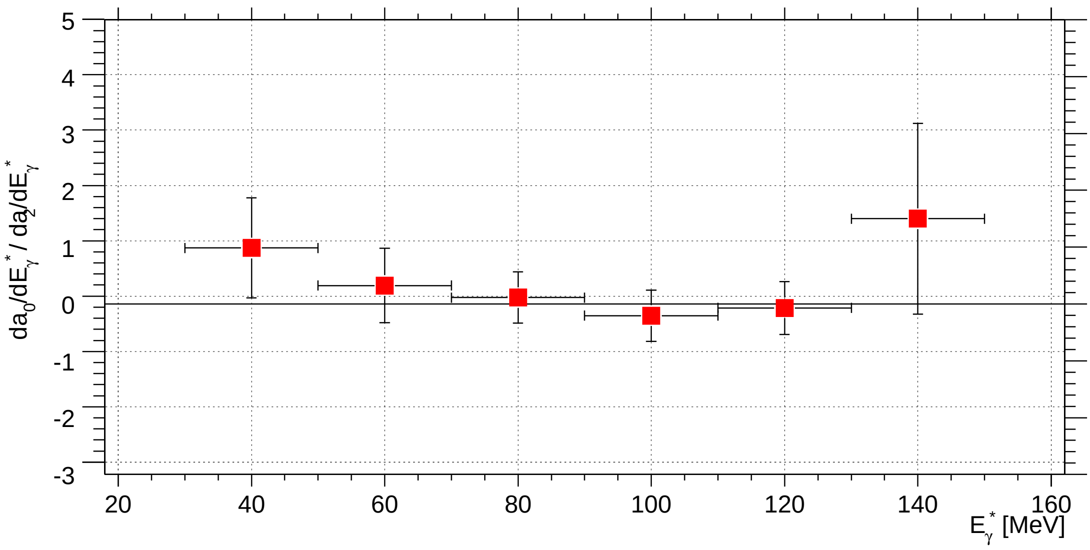


Abbildung 6.9: *Verhältnis zwischen den beiden in Abb. 6.8 dargestellten Partialwellenbeiträgen zum differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega^*}$ in Abhängigkeit von der Photonen-Energie im Schwerpunktsystem.*

6.4 Polarisationsbestimmung

Während die bisher erläuterten Analysen größtenteils auf der Untersuchung des unpolarisierten Datensatzes basieren, wird im Folgenden auf die Untersuchung der Polari-

$E^*_\gamma \pm \Delta\, E^*_\gamma$ $[MeV]$	$\frac{d}{d\,E^*_\gamma}(a_0 \pm \Delta\, a_0)$	$\frac{d}{d\,E^*_\gamma}(a_2 \pm \Delta\, a_2)$	$\frac{a_0}{a_1} \pm \Delta\, \frac{a_0}{a_1}$
40 ± 10	$0,134 \pm 0,043$	$0,132 \pm 0,110$	$0,985 \pm 0,880$
60 ± 10	$0,077 \pm 0,019$	$0,025 \pm 0,050$	$0,325 \pm 0,654$
80 ± 10	$0,080 \pm 0,014$	$0,009 \pm 0,036$	$0,113 \pm 0,450$
100 ± 10	$0,049 \pm 0,009$	$-0,01 \pm 0,022$	$-0,204 \pm 0,451$
120 ± 10	$0,043 \pm 0,008$	$-0,003 \pm 0,020$	$-0,070 \pm 0,470$
140 ± 10	$0,004 \pm 0,002$	$0,006 \pm 0,006$	$1,500 \pm 1,677$

Tabelle 6.2: *Auflistung der Ergebnisse der Partialwellenanalyse für den Kanal $pp \to pp\gamma$.*

sationseffekte im Kanal $\vec{p}p \to pp\gamma$ eingegangen. Hierfür ist eine genaue Kenntnis der Polarisation des Primärstrahls unerläßlich. Diese wurde während der Messung online mit dem Bochumer Polarimeter BoPol monitoriert. Zur Überprüfung der so aufgenommenen Polarisationsdaten erfolgt eine Berechnung der Strahlpolarisation anhand der elastischen Protonenstreuung offline. Diese Reaktion stellt aufgrund der extrem hohen Statistik und des sehr gut bekannten Verlaufs der polarwinkelabhängigen Analysierstärke A_y eine hervorragende Möglichkeit zur exakten Analyse des Polarisationsverlaufs während der Messung dar.

Mit Hilfe der aufgenommenen Zählraten der elastischen Protonenstreuung kann die Bestimmung der Polarisation des Primärstrahls für jeden Run separat vorgenommen werden. Die Pixelstruktur des Ringhodoskops, die eine genaue Kenntnis der Polar- und der Azimuthalwinkel der Protonen dieser Reaktion gewährleistet, eignet sich hervorragend zur Polarisationsbestimmung des Primärstrahls. Bei dieser Bestimmung wurden Ereignisse der elastischen Protonenstreuung betrachtet, die in einem Winkelbereich von $25,5^\circ < \theta_{lab} < 26,5^\circ$ nachgewiesen wurden. Den polarwinkelabhängigen Verlauf der Analysierstärke A_y der Reaktion $\vec{p}p \to pp$ zeigt Abbildung 6.10. Für den zur Polarisationsbestimmung verwendeten Polarwinkelbereich ergibt sich für die Analysierstärke ein Wert von $A_y = 0,32 \pm 0,02$, mit dem sich die Strahlpolarisation nach Gleichung 2.37 berechnen läßt.

Abbildung 6.11 zeigt die Azimuthalwinkelabhängigkeit der Zählraten-Asymmetrie der elastisch gestreuten Protonen für zwei zeitlich weit auseinanderliegende Runs, aus denen sich die Werte der Strahlpolarisation P_y ermitteln lassen. Während zu Beginn der Strahlzeit eine Polarisation von $P_y = (0,411 \pm 0,005 \pm 0,020)$, d.h von ca. 41% erzielt wurde, ergab die Analyse eines Runs, der gegen Ende der Messung aufgezeichnet wurde, eine Polarisation des Primärstrahls von $P_y = (0,298 \pm 0,009 \pm 0,015)$, d.h. von knapp 30%.

Der zeitliche Verlauf der am COSY-TOF-Spektrometer mit Hilfe der elastischen Protonenstreuung gemessenen Strahlpolarisation P_y ist in Abbildung 6.12 graphisch dargestellt.

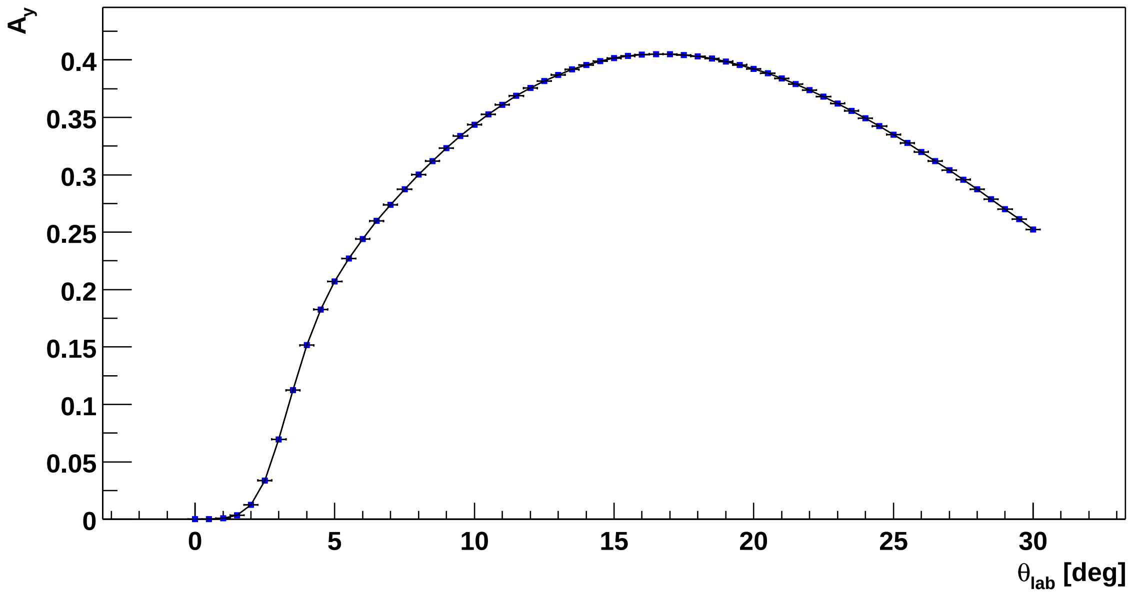


Abbildung 6.10: *Abhängigkeit der Analysierstärke A_y vom Polarwinkel θ_{lab} der Ejektile der elastischen Protonenstreuung im Laborsystem [SAI00].*

Aufgrund der geringen Statistik von Ereignissen im Reaktionskanal $\vec{p}p \to pp\gamma$ wurde unter Berücksichtigung der einzelnen Rundauern eine mittlere Strahlpolarisation von

$$\boxed{P_y = (36,7 \pm 5,06 \pm 1,84)\,\%} \tag{6.19}$$

ermittelt, die in der weiteren Analyse zur Ermittlung der Polarisationsobservablen A_y der Reaktion $\vec{p}p \to pp\gamma$ verwendet wird.
Die vom externen Bochumer Polarimeter BoPol ermittelte Strahlpolarisation basiert auf den Scalerdaten der einzelnen Polarimetermodule, die während der gesamten Strahlzeit aufgezeichnet wurden. Der mit diesem Detektor ermittelte Wert der Polarisation ist in Abbildung 6.13 dargestellt.
Der systematische Fehler in der Polarisationsbestimmung mit dem Polarimeter BoPol wurde zu $\Delta\, P_{y,\,sys} \;=\; \pm 4,0\%$ bestimmt. Dieser basiert hauptsächlich auf einer eventuell fehlerhaften Justierung der einzelnen Polarimetermodule, sowie auf einer ungenauen Positionierung des internen Kohlenstoff-Targets.
Hieraus ergibt sich der während der Messung monitorierte Polarisationswert zu:

$$\boxed{P_y(BoPol) = (28,7 \pm 2,8 \pm 4,0)\,\%.} \tag{6.20}$$

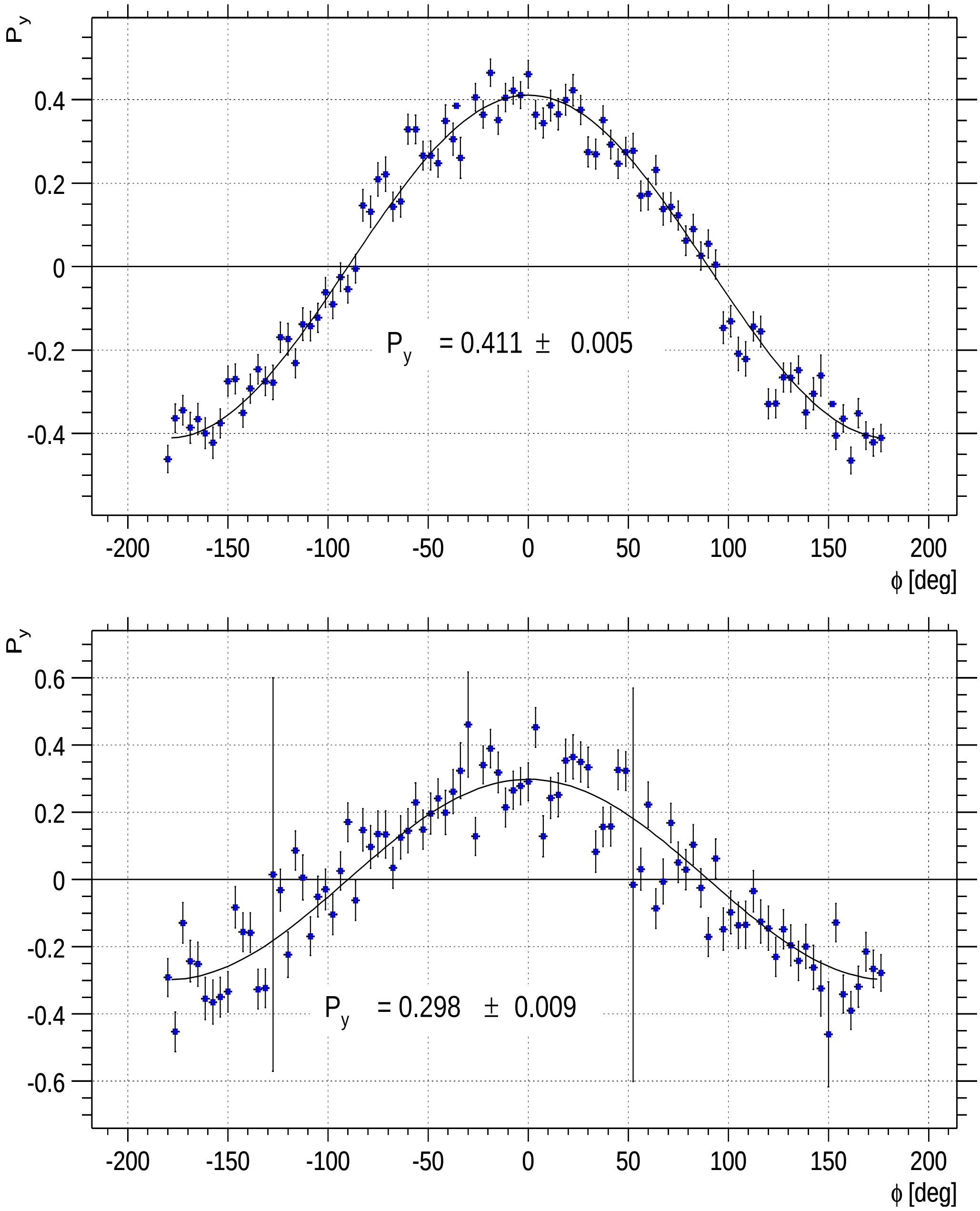


Abbildung 6.11: *Ermittelte Azimuthalwinkelverteilung der Ereignisse aus der elastischen Protonenstreuung zur Polarisationsbestimmung des Primärstrahls für einen Run zu Beginn der Messung (oben) und für einen Run am Ende der Messung (unten).*

Unter Berücksichtigung der Fehler stimmt dieser mit dem Polarimeter BoPol monitorierte Wert mit dem offline bestimmten Wert der Polarisation des Primärstrahls überein. Die Diskrepanz zwischen den beiden Methoden der Polarisationsbestimmung ist vor

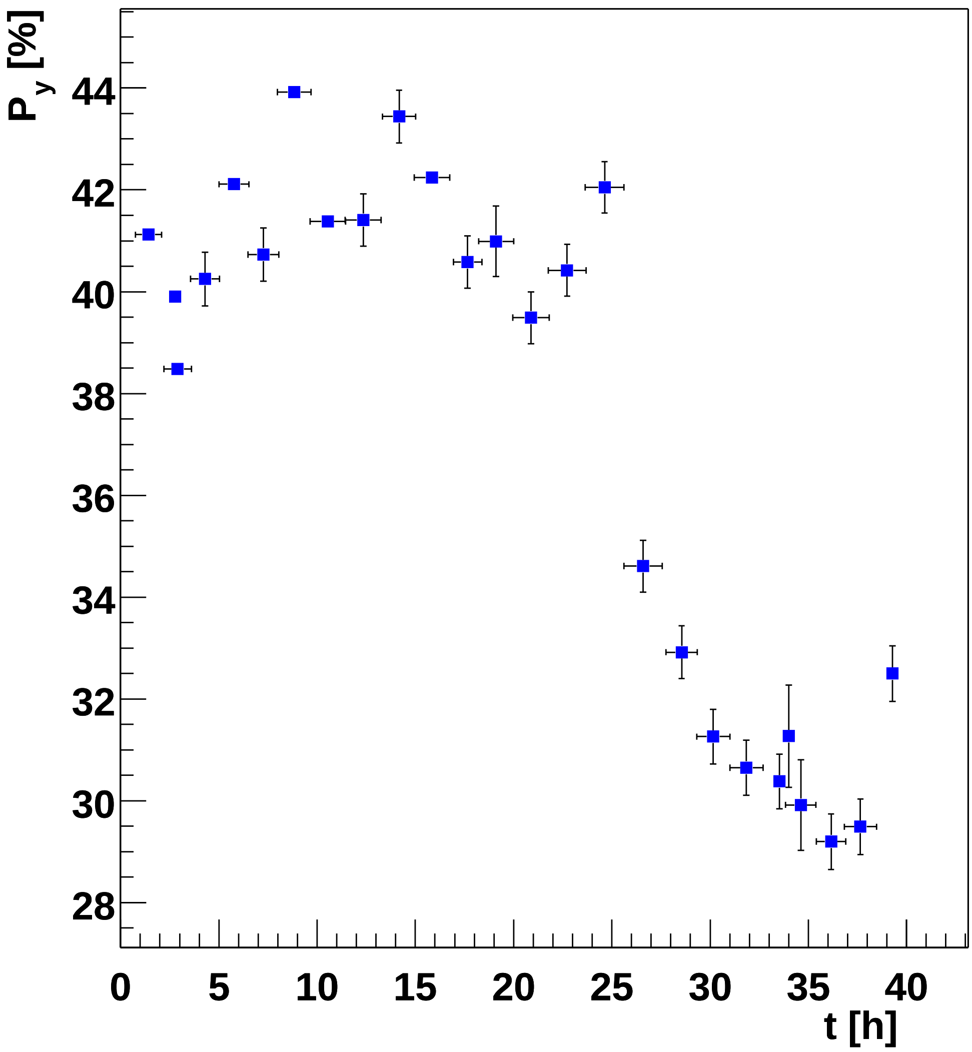


Abbildung 6.12: *Ermittelte Polarisationswerte P_y (in %) des Primärstrahls als Funktion der Meßzeit.*

allem auf die sehr geringe Ereignisrate der Analysierreaktion des Polarimeters zurückzuführen, die unter anderem durch die geringen Abmaße der einzelnen Szintillatoren dieses Detektors und dessen Target bedingt ist.

Ausgehend von den Abmessungen des internen Kohlenstoff-Targets und dessen Massenbelegung, sowie unter Berücksichtigung der Strahlintensität wurde die Zählrate der Ejektile der Reaktion $\vec{p}\,^{12}C \rightarrow p\,^{12}C$, die mit dem Polarimeter BoPol nachgewiesen wurden, auf ca. $\dot{N} = 7\ s^{-1}$ ermittelt.

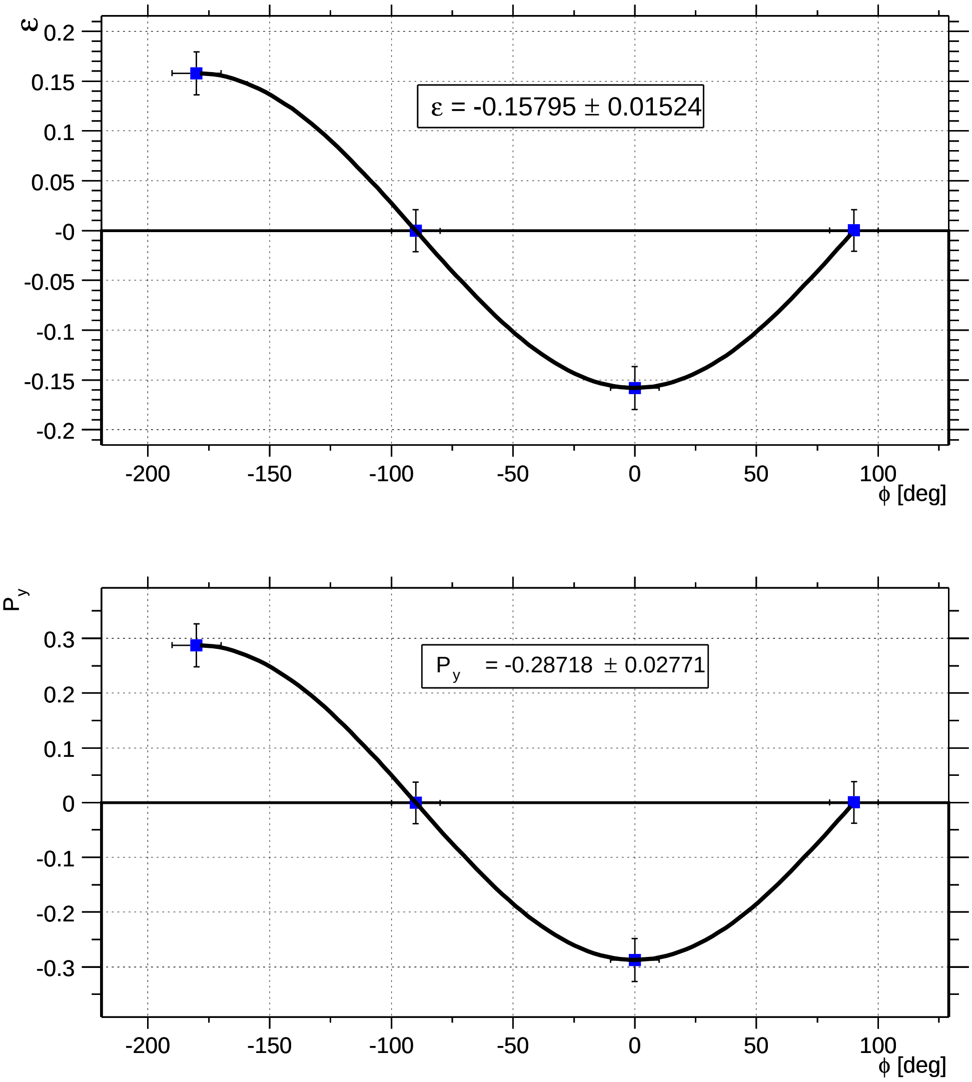


Abbildung 6.13: *Oben: Unter Verwendung der an BoPol gemessenen Zählraten ermittelter Verlauf der "Super - Asymmetrie" (gemittelt über die gesamte Strahlzeit). Unten: Mit dem externen Polarimeter BoPol ermittelte Strahlpolarisation* P_y.

Bei der Betrachtung der elastischen Protonenstreuung konnte hingegen eine Zählrate von ca. $\dot{N} = 61 \ s^{-1}$ zur Berechnung der Strahlpolarisation herangezogen werden. Daher wird für den weiteren Verlauf der Analyse auf den Wert der Strahlpolarisation zurückgegriffen, der unter Verwendung der elastischen Protonenstreuung ermittelt wurde, da dieser auf einer viel höheren Statistik basiert und somit einen erheblich kleineren statistischen Fehler aufweist, als der unter Verwendung des externen Polarimeters ermittelte Wert.

Da allerdings bei der Online-Monitorierung mit BoPol im Gegensatz zu der umfangreichen Offline-Analyse unter Verwendung der Ereignisse aus der elastischen Protonenstreuung keinerlei Kalibrationen der einzelnen Detektorkanäle erforderlich sind und die Einstellung der Polarwinkel der einzelnen Module mechanisch erfolgt, stellt dieser externe Detektor ein hervorragend geeignetes Instrument zur Monitorierung der Strahlpolarisation während der Messung dar.

Die bei dieser ersten Messung mit einem polarisierten Primärstrahl an COSY-TOF ermittelte geringe Primärstrahlpolarisation hat unterschiedliche Ursachen, die im Folgenden kurz erläutert werden:

In Abbildung 6.12 ist der Abfall der von COSY gelieferten Strahlpolarisation nach ca. 25 Stunden Meßzeit deutlich zu erkennen.

Desweiteren wurden bereits während der Messung Vergleiche zwischen der mit dem Polarimeter BoPol am COSY-TOF-Spektrometer gemessenen Polarisation und der vom Beschleunigerring-internen Polarimeter der EDDA-Kollaboration (vgl. Abb. 3.1) gemessenen Polarisation innerhalb des Rings durchgeführt: Während im Beschleunigerring eine nahezu konstante Polarisation von ca. 70% gemessen wurde, konnte an COSY-TOF maximal eine Polarisation von ca. 44% (siehe Abb. 6.12) ermittelt werden. Desweiteren weisen die an TOF gemessenen Polarisationswerte erhebliche Schwankungen auf. Diese Beobachtungen führen zu der Annahme, daß in der Extraktionsbeamline von COSY Polarisationsverluste auftreten, die in einer Dejustierung der Strahlführungsmagnete begründet sein können.

6.5 Ermittlung der Analysierstärke der Proton-Proton-Bremsstrahlung

Unter Verwendung der im vorherigen Abschnitt bestimmten mittleren Strahlpolarisation von $P_y = (0,367 \pm 0,069)$ kann mit Hilfe der in Kapitel 2 eingeführten "Super - Asymmetrie"

$$\varepsilon \equiv \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} = P_y\, A_y(\theta)$$

die gesuchte Analysierstärke $A_y(\theta)$ der Proton-Proton-Bremsstrahlung ermittelt werden.

Die Grundlage dieser Ermittlung bilden die aufgenommenen azimuthalwinkelabhängigen Zählraten der rekonstruierten Photonen im Laborsystem, die separat für jede der beiden zur Verfügung stehenden Spinrichtungen der einfallenden Primärstrahlprotonen betrachtet werden.

In Analogie zu früheren Messungen [MIC90] basiert die Bestimmung der Analysierstärke der Proton-Proton-Bremsstrahlung auf folgenden Separationskriterien:

- Die beiden geladenen Ejektile werden innerhalb eines bestimmten Polarwinkelintervalls im Laborsystem nachgewiesen: Aufgrund der geringen Statistik an $pp\gamma$-Ereignissen wurden die Polarwinkelintervalle, in der die beiden Protonen des Ausgangskanals nachgewiesen wurden, zu

  $30° < \theta_1 < 40°, 30° < \theta_2 < 40°$

  gewählt, da deren Betrachtung einen geringen statistischen Fehler versprach.

- Die Protonen im Ausgangskanal der Reaktion $\vec{p}p \to pp\gamma$ werden in komplanarer Geometrie betrachtet, d.h. für die Akomplanarität Φ gilt:

  $\Phi \leq 3,75°$.

- Bei der Betrachtung der beiden Protonen im Ausgangskanal wird der Winkel θ_1 als der Polarwinkel des Protons mit der höheren Energie definiert, während das niederenergetische Proton unter dem Polarwinkel θ_2 emittiert wird.

Desweiteren wurde der Azimuthalwinkelbereich, in dem die Photonen in Abhängigkeit von der Spinrichtung der Primärstrahlprotonen nachgewiesen wurden, in acht Segmente unterteilt, da eine Berechnung der Zählratenasymmetrie aufgrund der geringen Statistik im Ausgangskanal nicht für einzelne Azimuthalwinkel durchgeführt werden konnte. Daher wurden Ereignisse, die innerhalb eines Azimuthalwinkelintervalls von $\Delta\phi = 45°$ rekonstruiert wurden zu einem Datenpunkt zusammengefasst.
Die Berechnung der "Super - Asymmetrie" erfolgte in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ_γ der rekonstruierten Photonen im Laborsystem. Ausgehend von statistischen Betrachtungen wurde der Polarwinkelbereich, in dem diese nachgewiesen wurden, in sechs Bereiche unterteilt, d.h. die innerhalb eines Intervalls von $\Delta\theta_\gamma = 30°$ rekonstruierten Ereignisse wurden aufsummiert.
Die unter Verwendung der Zählratenasymmetrie ε ermittelten Werte der polarwinkelabhängigen Analysierstärke $A_y(\theta)$ der Reaktion $\vec{p}p \to pp\gamma$ sind in Abbildung 6.14 dargestellt. Aufgrund der geringen Statistik an Ereignissen im Ausgangskanal dieser Reaktion konnten nur die gezeigten vier Werte der Analysierstärke $A_y(\theta)$ ermittelt werden.
Die statistischen Fehler der in Abbildung 6.14 dargestellten Werte der Analysierstärke $A_y(\theta)$ ergeben sich aus Gleichung 2.42 und sind somit von der Polarisation P_y des Primärstrahls abhängig.

6.6 Konklusion und Ausblick

Die in Abbildung 6.14 gezeigten Werte der Analysierstärke $A_y(\theta)$ des Reaktionskanals $\vec{p}p \to pp\gamma$ wurden unter Verwendung der "Super - Asymmetrie" ermittelt. Hierbei spielt der Wert der Polarisation P_y des Primärstrahls eine entscheidende Rolle.

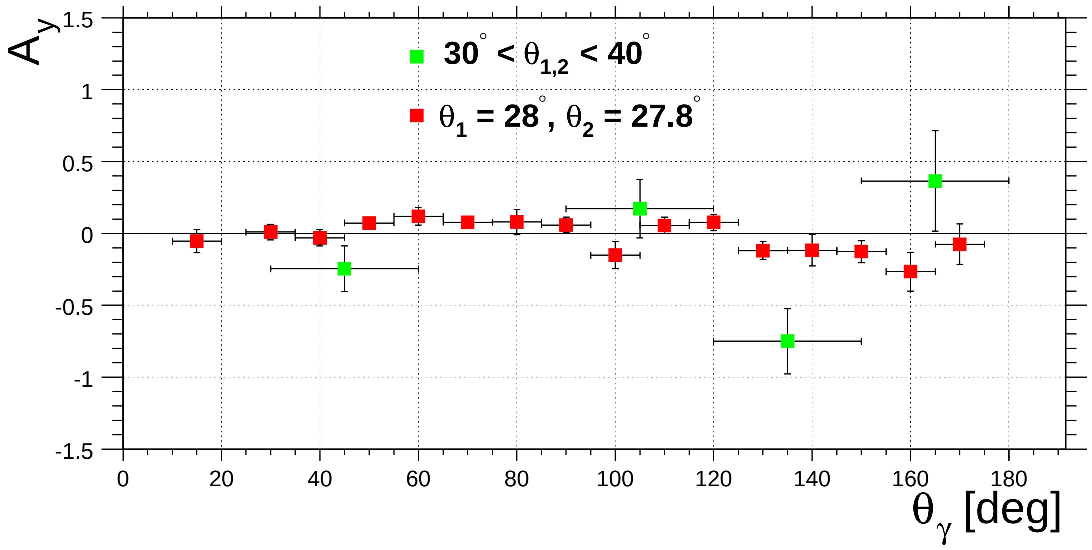


Abbildung 6.14: *Unter Verwendung der Zählratenasymmetrie ε ermittelte Werte der Analysierstärke $A_y(\theta)$ (grün) im Vergleich zu den in [MIC90] angegebenen Werten (rot) unter Verwendung einer komplanaren Geometrie bei einer Einschußenergie von $T = 280\ MeV$.*

Aufgrund der geringen Statistik in diesem Kanal wurden die ermittelten Polarisationswerte der einzelnen Runs gemittelt. Die in Abbildung 6.12 gezeigten Werte der Strahlpolarisation weisen jedoch erhebliche Schwankungen auf, sodaß der durchschnittliche Wert der Strahlpolarisation mit einem erheblichen Fehler behaftet ist. Desweiteren konnte in dieser ersten Messung mit einem polarisierten Protonenstrahl an COSY-TOF nur eine Maximalpolarisation von ca. 44% erzielt werden, woraus der hohe Fehler in der Bestimmung der Analysierstärke resultiert (siehe Gl. 2.42).

Um eine konkrete Aussage über den polarwinkelabhängigen Verlauf der Analysierstärke einer Reaktion zu erhalten, sollte somit die Polarisation des Primärstrahls maximiert und Schwankungen in der erzielten Strahlpolarisation minimiert werden.

Abbildung 6.15 zeigt den polarwinkelabhängigen Verlauf der Analysierstärke $A_y(\theta)$ gemessen bei einer Einschußenergie von $T = 280\ MeV$ für unterschiedliche Polarwinkelkonstellationen der Protonen im Ausgangskanal bei einer komplanaren Geometrie [MIC90]. Während die Werte der Analysierstärke bei kleinen Polarwinkeln $\theta_{1,2}$ der geladenen Ejektile noch deutlich von Null verschieden sind (siehe Abb. 6.15 oben), sinken diese mit zunehmender Größe der betrachteten Polarwinkel der geladenen Ejektile, woraus eine zunehmend flacher verlaufende Verteilung der Meßwerte um den Nullwert resultiert.

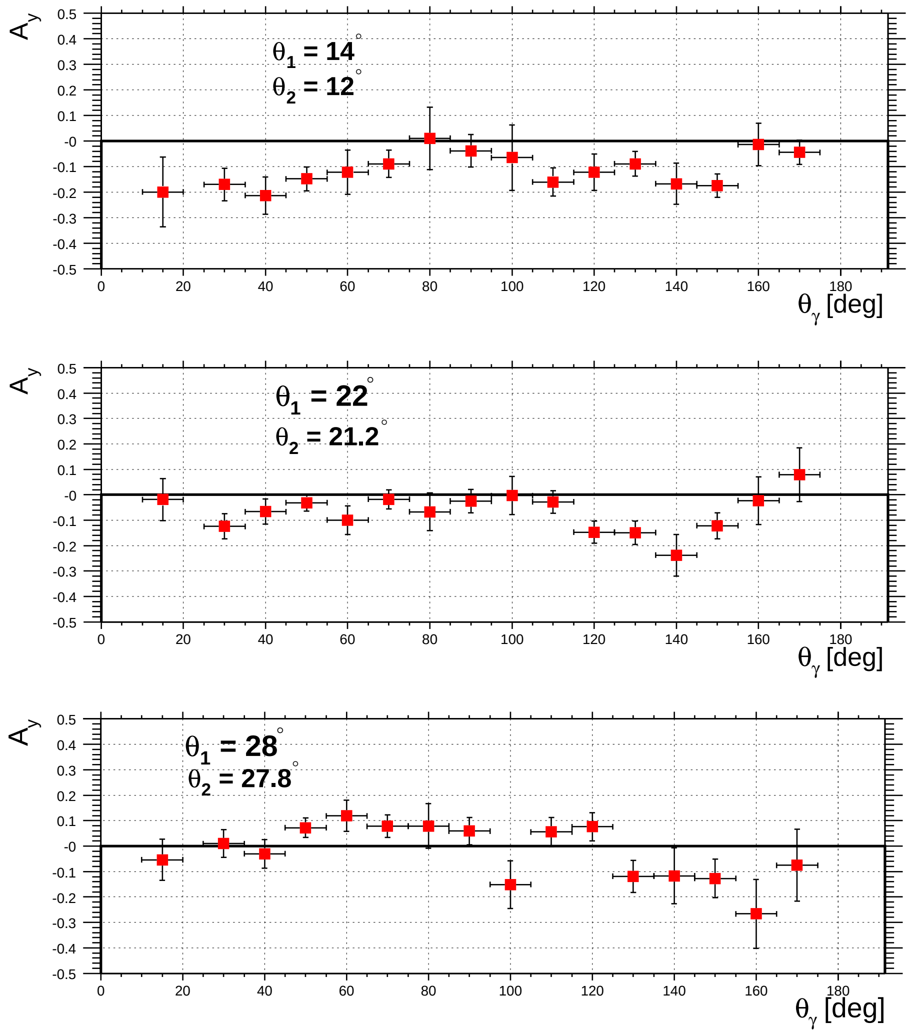


Abbildung 6.15: *Analysierstärke der Reaktion $\vec{p}p \to pp\gamma$ bei unterschiedlichen Polarwinkeleinstellungen der beiden geladenen Ejektile im Ausgangskanal in der komplanaren Geometrie [MIC90]. Die Einschußenergie betrug $T = 280\ MeV$. Die Polarisation des Primärstrahls betrug bei dieser Messung ca. $P_y = 78\%$.*

Da die durchgeführte Bestimmung der Analysierstärke der Reaktion $\vec{p}p \to pp\gamma$ auf Ereignissen basiert, bei denen die beiteiligten Protonen im Ausgangskanal in einem Winkelbereich $30^\circ < \theta_{1,2} < 40^\circ$ detektiert wurden, ist keine deutlich von Null verschiedene Verteilung der Meßwerte $A_y(\theta)$ in diesem Bereich zu erwarten (siehe Abb. 6.14).

Die Ergebnisse dieser ersten Messung von Polarisationsobservablen an COSY in einem externen Strahl sind noch nicht konkurrenzfähig mit den Ergebnissen der von [MIC90] 1990 durchgeführten Messung des Reaktionskanals $\vec{p}p \rightarrow pp\gamma$. Weitere Messungen dieses Kanals an COSY-TOF mit höherer Statistik stehen bevor. Hierfür wird eine hohe Strahlpolarisation benötigt, die nur noch geringfügige Schwankungen aufweisen darf. Durch Weiterentwicklungen an COSY sind diese Voraussetzungen zur Zeit erfüllt.

Anhang A

Verwendete Nomenklatur und Erhaltungssätze

In diesem Abschnitt werden die in der vorliegenden Arbeit benutzten Begriffe erläutert, die bei der Untersuchung der Reaktion $pp \to pp\gamma$ Verwendung finden.
Nachfolgend werden die Vierervektoren mit P, die Gesamtenergien mit E (bzw. ω für Photonen), kinetische Energien mit T und Impulse mit $\vec{p}$ (bzw. $\vec{k}$ im Falle von Photonen) bezeichnet. Unter Verwendung der Approximationen $c \equiv \hbar \equiv 1$ haben Energien, Massen und Impulse die Einheit MeV.
Einige nützliche Formeln sollen im Folgenden angegeben werden:

$$E = T + m = \sqrt{p^2 + m^2} = \gamma m, \tag{A.1}$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{1}{1-\beta^2}}, \tag{A.2}$$

$$\beta = \frac{p}{E}, \tag{A.3}$$

$$p = \beta\,\gamma\,m. \tag{A.4}$$

Die an der Reaktion $pp \to pp\gamma$ beteiligten Teilchen und deren zugehörige physikalischen Größen werden in den folgenden Betrachtungen durch folgende Symbole dargestellt, wobei die Indizes S (Strahl) und T (Target) verwendet werden:

	$p\,p$	$\to$	$p\,p\,\gamma$,
	Projektil + Target	$\to$	1.Proton + 2.Proton + Photon,
Energien:	E_{Gesamt}	$\to$	$E_1\,E_2\,\omega$,
Impulse:	$\vec{p}_S\,\vec{p}_T$	$\to$	$\vec{p}_1\,\vec{p}_2\,\vec{k}$,
Polarwinkel:			$\vartheta_1\,\vartheta_2\,\vartheta_\gamma$,
Azimutalwinkel:			$\varphi_1\,\varphi_2\,\varphi_\gamma$.

Energieerhaltung:

$$E_S + m_T = E_1 + E_2 + \omega \quad (\omega = k \text{ für das Photon}) \tag{A.5}$$

$$\Rightarrow E_S + m_T \quad = \quad \sqrt{p_1^2 + m^2} + \sqrt{p_2^2 + m^2} + \omega. \tag{A.6}$$

Impulserhaltung (mit $\vec{p}_T = 0$):

$$\vec{p}_S + 0 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{k}. \tag{A.7}$$

Die drei Komponenten der hierin verwendeten Impulsvektoren lassen sich folgendermaßen schreiben:

$$x \ : \quad 0 \quad = \quad p_1 \, sin \, \vartheta_1 \, cos \, \varphi_1 + p_2 \, sin \, \vartheta_2 \, cos \, \varphi_2 + k \, sin \, \vartheta_\gamma \, cos \, \varphi_\gamma, \tag{A.8}$$

$$y \ : \quad 0 \quad = \quad p_1 \, sin \, \vartheta_1 \, sin \, \varphi_1 + p_2 \, sin \, \vartheta_2 \, sin \, \varphi_2 + k \, sin \, \vartheta_\gamma \, sin \, \varphi_\gamma, \tag{A.9}$$

$$z \ : \ p_S \quad = \quad p_1 \, cos \, \vartheta_1 + p_2 \, cos \, \vartheta_2 + k \, cos \, \vartheta_\gamma. \tag{A.10}$$

Somit gibt es innerhalb des zu betrachtenden Systems neun Unbekannte (p_1, p_2, k, ϑ_1, ϑ_2, ϑ_γ, φ_1, φ_2, φ_γ) und vier Bestimmungsgleichungen (A.6, A.8-10). Im Folgenden wird eine formale, später benutzte Form der Erhaltungssätze (siehe auch [DRE68, HER97, EDE96]) hergeleitet: Das Quadrieren der Gleichungen (A.9) und (A.10) ergibt:

$$\begin{aligned} &p_1^2 sin^2\vartheta_1 cos^2\varphi_1 + p_2^2 sin^2\vartheta_2 cos^2\varphi_2 + 2p_1 sin\vartheta_1 cos\varphi_1 p_2 sin\vartheta_2 cos\varphi_2 \quad + \\ &p_1^2 sin^2\vartheta_1 sin^2\varphi_1 + p_2^2 sin^2\vartheta_2 sin^2\varphi_2 + 2p_1 sin\vartheta_1 sin\varphi_1 p_2 sin\vartheta_2 sin\varphi_2 \quad - \\ &\qquad\qquad\qquad\qquad k^2 sin^2\vartheta_\gamma = 0, \end{aligned} \tag{A.11}$$

$$p_1^2 sin^2\vartheta_1 + p_2^2 sin^2\vartheta_2 + 2p_1p_2 sin\vartheta_1 sin\vartheta_2 \underbrace{(cos\varphi_1 cos\varphi_2 + sin\varphi_1 sin\varphi_2)}_{cos(\varphi_1-\varphi_2)=2sin^2\Phi-1} - k^2 sin^2\vartheta_\gamma = 0, \tag{A.12}$$

$$(p_1 sin\vartheta_1 - p_2 sin\vartheta_2)^2 + 4p_1p_2 sin\vartheta_1 sin\vartheta_2 sin^2\Phi - k^2 sin^2\vartheta_\gamma = 0, \tag{A.13}$$

mit der in Abb. 5.1 definierten Akomplanarität Φ.
Aus Gleichung A.10

$$k = \frac{p_S - p_1 cos\vartheta_1 - p_2 cos\vartheta_2}{cos\vartheta_\gamma} \tag{A.14}$$

folgt unter Verwendung von Gl. A.13:

$$(p_S - p_1 cos\vartheta_1 - p_2 cos\vartheta_2) tan\vartheta_\gamma - \sqrt{(p_1 sin\vartheta_1 - p_2 sin\vartheta_2)^2 + 4p_1p_2 sin\vartheta_1 sin\vartheta_2 sin^2\Phi} = 0. \tag{A.15}$$

Der Energieerhaltungssatz (Gleichung A.6) kann ebenfalls ungeformt werden zu:

$$E_S + m_T - \sqrt{p_1^2 + m^2} - \sqrt{p_2^2 + m^2} - \frac{p_S - p_1 cos\vartheta_1 - p_2 cos\vartheta_2}{cos\vartheta_\gamma} = 0. \tag{A.16}$$

Anhang B

Polarisierte Teilchenstrahlen

Um einen Teilchenstrahl ausreichender Intensität zu erhalten müssen polarisierte Protonen bei sehr niedrigen Energien in polarisierten Ionenquellen erzeugt werden. Die Beschleunigung zu höheren Energien erfordert das Durchlaufen von Spin-Resonanzen, die zu einem Polarisationsverlust führen können. Im Folgenden sollen die Besonderheiten polarisierter Teilchenstrahlen an COSY beschrieben werden.

B.1 Die polarisierte Quelle

Die polarisierte Quelle des Protonensynchrotrons COSY setzt sich aus drei Teilen zusammen: dem Atomstrahlbereich, der Ladungsaustauschzone und dem Cäsiumstrahl [EVE95] (siehe Abb. B.1). Der Atomstrahlbereich stellt einen intensiven, neutralen und polarisierten Wasserstoff-Atomstrahl zur Verfügung.
Der Grundzustand des H^0-Atoms ist ein $1S_{\frac{1}{2}}$-Zustand. Der Gesamtdrehimpuls des Elektrons $\vec{J}$ ergibt sich aus der Kopplung des Bahndrehimpulses $\vec{l}$ mit dem Spin $\vec{s}$:

$$\vec{J} = \vec{l} \times \vec{s}, \tag{B.1}$$

so daß sich für das Elektron des Wasserstoffatoms (wegen $l = 0$) der Gesamtdrehimpuls $J = \frac{1}{2}$ ergibt. Mit dem Protonenspin $\vec{I}$ des Protons ist ein magnetisches Moment

$$\vec{\mu_I} = g_I \, \mu_K \, \vec{I} \tag{B.2}$$

verbunden: g_I ist hierin der g-Faktor des Protons ($g_I = 5,58$) und μ_K bezeichnet das Kernmagneton:

$$\mu_K = \frac{e \, \hbar}{2 \, m_p \, c}. \tag{B.3}$$

In einem starken Magnetfeld entkoppeln der Elektronen- und der Protonenspin (Paschen-Back-Effekt). Die auftretenden vier Zustände werden durch die Kombination der Quantenzahlen m_J $(\pm\frac{1}{2})$ und m_I $(\pm\frac{1}{2})$ beschrieben.

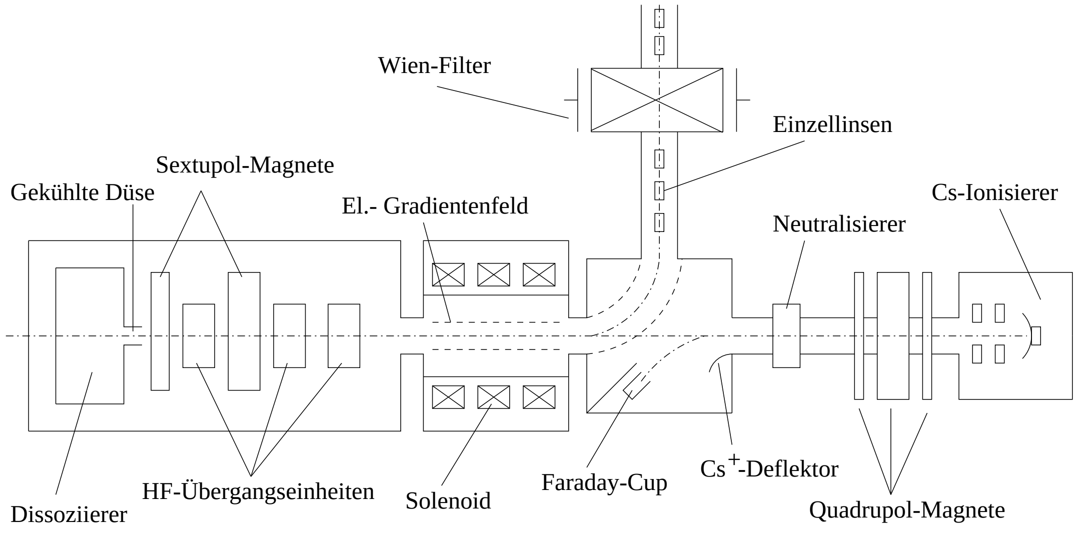


Abbildung B.1: *Schematische Skizze der polarisierten Quelle an COSY vom CBS-Typ (***C***olliding* **B***eam* **S***ource [EVE96]).*

Das inhomogene Magnetfeld des Sextupol-Magneten führt nun zur räumlichen Trennung der beiden Spin-Komponenten $m_J = \frac{1}{2}$ und $m_J = -\frac{1}{2}$ des Hüllenelektrons (Stern-Gerlach-Versuch). Die Teilchen mit dem Spin-Eigenwert $m_J = \frac{1}{2}$ werden durch die Sextupole fokussiert, auf die $m_J = -\frac{1}{2}$-Komponenten wirken defokussierende Kräfte. Diese Teilchen werden nach außen abgelenkt und anschließend in einen Faraday-Cup umgelenkt [FIC71]. Nach Verlassen des inhomogenen Feldes liegt als Resultat ein vollständig Elekronenspin-polarisierter Atomstrahl vor.

Durch Einstrahlung von HF-Energie in den HF-Übergangseinheiten werden die Kerne aus dem Zustand $m_J = +\frac{1}{2}$ und $m_I = -\frac{1}{2}$ in den Zustand $m_J = +\frac{1}{2}$ und $m_I = +\frac{1}{2}$ überführt (dies sind die sogenannten Hochfrequenz- oder Abragam-Winter-Übergänge). Mit dieser Methode läßt sich eine fast 100%-ige Kernpolarisation erzielen.

Der Kernspin-polarisierte Atomstrahl trifft nun in einem Solenoiden auf einen schnellen, neutralen Cs^0-Strahl, in dem über die Reaktion $\vec{H}^0 + Cs^0 \rightarrow \vec{H}^- + Cs^+$ ein Ladungsaustausch stattfindet. Durch ein elektrisches Gradientenfeld erhalten die negativen, polarisierten Wasserstoffionen eine bevorzugte Driftrichtung zur Extraktion, wo sie durch einen $90°$-Deflektor in ein Wienfilter abgelenkt werden [LEH97]. Dieses ermöglicht die Drehung des Spins, so daß der Protonspinvektor nach der Injektion in das Zyklotron JULIC parallel zum Führungsfeld des Zyklotrons ausgerichtet ist und die Polarisation zum Großteil erhalten bleibt. Im Injektionszyklotron JULIC werden die Ionen auf $45\ MeV$ vorbeschleunigt, bevor sie per Stripping-Injektion das Synchrotron COSY erreichen.

Die Quelle erlaubt einen zyklusweisen Wechsel der Polarisationsrichtung. Unterschiedliche Polarisationsrichtungen werden hierbei durch unterschiedliche Hochfrequenzübergänge realisiert, wobei es allerdings zu einer Variation des Betrages der Polarisation kommen kann. Zukünftig soll der Wechsel der Polarisation durch eine Umpolung des durch den Solenoiden erzeugten Haltefeldes[1] erfolgen. Durch diese Methode würde die Varianz des Polarisationsbetrages nur noch wenige Prozent betragen.

B.2 Depolarisierende Resonanzen

Im Cooler Synchrotron COSY werden Quadrupolmagnete zur Fokussierung der Teilchenstrahlen eingesetzt, während Dipolmagnete in den gekrümmten Bereichen des Beschleunigers für die Ablenkung der Protonen sorgen. Das Feld dieser Dipole verläuft senkrecht zur Bewegungsrichtung der Protonen und definiert die Quantisierungsachse, bezüglich der die Spinausrichtung der Protonen erfolgt.
In jedem Synchrotron existiert eine geschlossene Bahn, Sollbahn oder auch "closed orbit" genannt. Teilchen, die in einem Synchrotron umlaufen, bewegen sich allerdings im Allgemeinen nicht auf dieser Sollbahn. Vielmehr führen sie aufgrund der fokussierenden Felder kleine Oszillationen in der Vertikal- und Horizontalebene (sogenannte vertikale und horizontale Betatronschwingungen) um diese Bahn aus, die voneinander entkoppelt auftreten. Desweiteren treten aber auch longitudinale Schwingungen in Strahlrichtung auf, die sogenannten Synchrotron-Oszillationen. Die Anzahl der Betatron-Oszillationen pro Umlauf bezeichnet man als horizontalen bzw. vertikalen Betatron-Tune ν_x bzw. ν_y. Nimmt ν_x oder ν_y ganzzahlige Werte an, so wird der Beschleuniger instabil, da sich kleine Störungen in der Maschine bei jedem Umlauf der Teilchen in ihrer Wirkung kohärent addieren. Die Amplituden der Betatronschwingung steigen auf diese Weise so sehr an, daß die Teilchen verloren gehen [LOH92].

B.2.1 Imperfektionsresonanzen

Bei der Beschleunigung polarisierter Teilchenstrahlen muß neben der Teilchenbewegung auch deren Spinbewegung berücksichtigt werden. Die Wechselwirkung der magnetischen Momente der Protonen mit den äußeren magnetischen Feldern kann das Verhalten des polarisierten Strahles beeinflussen und zum Verlust der Polarisation führen. Hingegen haben Spin-Spin-Wechselwirkungen, sowie elektrische Felder einen geringen Einfluß auf den Spin der Teilchen.
Im Falle eines idealen planaren Beschleunigers mit einem vertikalen Haltefeld präzidiert der Spinvektor der Teilchen um die vertikale Achse. Die Anzahl ν der Präzessionen pro Umlauf bezeichnet man als Spin-Tune

$$\nu = \gamma G, \tag{B.4}$$

[1] Der Spin ist bezüglich einer Quantisierungsachse ausgerichtet, die durch ein äußeres Magnetfeld, das sogenannte Haltefeld, vorgegeben ist.

mit dem anomalen magnetischen Moment $G = 1,7928$ des Protons und dem Lorentzfaktor γ. Die Quadrupole innerhalb eines Beschleunigers nehmen normalerweise keinerlei Einfluß auf die Teilchen, die sich auf der Sollbahn bewegen. Aufgrund von Feldfehlern oder Positionierungsfehlern der Quadrupole kann es jedoch zu einem vertikalen Versatz der Sollbahn kommen, durch den horizontale Felder auf die Teilchen wirken und so Störungen in deren Spinbewegung bewirken. Diese Abweichungen treten periodisch mit der Umlauffrequenz auf. Im Falle eines ganzzahligen Spin-Tunes addieren sich diese Abweichungen kohärent und können somit zum Auftreten einer depolarisierenden Resonanz führen. Da diese Art der Resonanzen auf einen Fehler des Magnetfeldes zurückzuführen sind, bezeichnet man sie als “Imperfektionsresonanzen“ mit der Resonanzbedingung

$$\gamma\, G = k,\ k\, ganzzahlig. \tag{B.5}$$

Wie aus dieser Gleichung ersichtlich, ist der Spin-Tune über den Lorentzfaktor von der Energie abhängig, woraus sich aufgrund des abgedeckten Energiebereiches des COSY-Beschleunigers fünf zu durchlaufende Resonanzen ergeben:

$\gamma\, G$	T [MeV]	$\epsilon_R\, [10^{-3}]$
2	108.4	1.14
3	631.8	0.86
4	1155.1	1.76
5	1678.5	1.06
6	2201.8	0.92

Tabelle B.1: *Auftreten der Imperfektionsresonanzen an COSY: ihre Stärken ϵ_R sind bei einer vertikalen Auslenkung des Orbits von $y_{rms} = 2.3\, mm$ angegeben ([LEH96]).*

Die Stärke ϵ_R der Resonanz ist proportional zur vertikalen Orbitauslenkung y_{rms}.

B.2.2 Intrinsische Resonanzen

Diese Form der Resonanzen tritt auf, wenn Teilchen, die sich nicht auf der Sollbahn bewegen aufgrund der vertikalen Betatron-Schwingungen in den Quadrupolen horizontalen Feldern ausgesetzt sind. Diese erzeugen eine Ablenkung des Spinvektors von der vertikalen Achse. Diese Störung der Spinbewegung kann ebenfalls zu einem Polarisationsverlust führen, wobei diese Resonanzen auch bei perfekter Ausrichtung der Quadrupolmagnete existieren.
Da der vertikale Tune der Betatron-Schwingungen ν_y wie bereits erwähnt keine ganzzahligen Werte annehmen darf (vgl. Abschnitt B.2), treten intrinsische Resonanzen bei nicht-ganzzahligen Werten des Spin-Tunes ν auf.
Die Resonanzbedingung der intrinsischen Resonanzen läßt sich unter Berücksichtigung des Phasenvorschubs von $2\,\pi$ in den geraden COSY-Abschnitten folgendermaßen formulieren:

$$\gamma G = k\, P \pm (\nu_y - 2),\ \ k\, ganzzahlig \tag{B.6}$$

mit P als Wert für die Periodizität des Beschleunigers. Die Quadrupolstruktur an COSY erlaubt eine Periodizität von 2 oder 6 ([LEH96]).
In Tab. B.2 sind die kritischen Energien und die Stärken der intrinsischen Resonanzen an COSY aufgelistet.

P	γG	T [MeV]	$\epsilon_R\,[10^{-3}]$
2	$6-\nu_y$	312.4	0.61
2	$0+\nu_y$	950.7	0.30
2.6	$8-\nu_y$	1358.8	1.62
2	$2+\nu_y$	1997.1	0.32
2	$10-\nu_y$	2405.2	0.25

Tabelle B.2: *Auftreten der Intrinsischen Resonanzen an COSY: Die Resonanzstärken ϵ_R sind bei einem Arbeitspunkt von $\nu_y = 3.61$ aufgeführt ([LEH96]).*

B.2.3 Weitere Resonanzen

Weitere, schwache Resonanzen können aufgrund von Synchrotron-Oszillationen oder nicht-linearen Betatron-Schwingungen, die z.B auf die Sextupol-Magnete zurückzuführen sind, auftreten. Die Resonanzbedingung für diesen Fall ist durch den Zusammenhang

$$\gamma G = k\, P \pm (a\, \nu_x + b\, \nu_y + c\, \nu_S),\ \ a, b, c\, ganzzahlig \tag{B.7}$$

gegeben.

Ausgehend von den vorherigen Betrachtungen der auftretenden depolarisierenden Resonanzen können diese folglich vermieden werden, wenn der zeitliche Ablauf der Beschleunigung so eingerichtet wird, daß eine sehr kurze Verweildauer des zu beschleunigenden Primärstrahls innerhalb des Bereichs dieser Resonanzen gewährleistet ist.

Literaturverzeichnis

[ALB96] DIRK ALBERS
Ein internes Protonen-Polarimeter für das Streuexperiment EDDA am Speicherring COSY und das Konzept einer Simulation
Diplomarbeit, Hamburg 1996

[ASH49] J. ASHKIN, R.E. MARSHAK
Bremsstrahlung in High Energy Nucleon-Nucleon Collisions
Physical Review **76** (1949) 58

[BAR70] ED. H. H. BARSCHALL AND W. HAEBERLI
Madison Convention in Polarization Phenomena in Nuclear Reactions
University of Wisconsin Press (1970)

[BAU98] F. BAUER
Polarisationsbestimmung mit einem internen Polarimeter am Cooler Synchrotron COSY
Diplomarbeit, Hamburg 1998

[BIL98] R. BILGER ET AL.
Proton proton bremsstrahlung at 797 MeV/c
Physics Letters B **429** (1998) 195-200

[BÖH94] ANDREAS BÖHM
Überlegungen zum Trigger für das $pp\gamma$-Experiment und zur Experimentüberwachung mit einem Expertensystem
Diplomarbeit, Bochum 1994

[BON95] A. BONDAR ET AL.
The $pp \rightarrow pp\pi^0$ reaction near the kinematical threshold
Physics Letters B **356** (1995) 8-12

[BRA92] SUSANNE BRAND
Datenerfassung für das Flugzeitspektrometer mit CAMAC, FASTBUS und VME
Diplomarbeit, Bochum 1992

[BRA94] S. BRAND, P. RINGE, M. STEINKE
Die Bochumer TDAS-Version für COSY-TOF
COSY-TOF-Note Nr.5, Bochum 1994

[BRA95] SUSANNE BRAND
Entwicklung eines Monte Carlo-Simulationsprogrammes und dessen Anwendung auf verschiedene Detektorsysteme
Dissertation Inst. für Exp. Physik I Bochum 1995

[BRA95a] H. BRAND
Der Trigger zur Messung der Proton-Proton-Bremsstrahlung am COSY-TOF-Spektrometer
Dissertation Inst. für Exp. Physik I Bochum 1995

[BUE96] KARSTEN BÜSSLER
Entwicklung der Detektorkomponenten eines Polarimeters für das EDDA-Experiment am Protonensynchrotron COSY
Diplomarbeit, Hamburg 1996

[CHA20] J. CHADWICK
The Charge of the Atomic Nucleus and the Law of Force
Philosophical Magazine and Journal of Science **40** (1920) 734

[CHA32] J. CHADWICK
The Existenz of the Neutron
Proceedings Royal Society **A136** (1932) 692

[COT73] W.N. COTTINGHAM, M. LACOMBE, B. LOISEAU, J.M. RICHARD, R. VINH MAU
Nucleon-Nucleon interaction from Pion-Nucleon Phase-Shift Analysis
Physical Review D **8** (1973) 800-819

[DEL96] M. DELLERT
Ein Szintillatorfaserhodoskop für prätherapeutische Studien am Protonenspeicherring COSY
Diplomarbeit, Erlangen 1996

[DRE68] D. DRECHSEL, L.C. MAXIMOM
Potential Model Calculation for Coplanar and Noncoplanar Proton-Proton Bremsstrahlung
Annalen der Physik **49** (1968) 402

[EDE94] J.A. EDEN, M.F. GARI
Meson-Exchange Currents in pp-Bremsstrahlung
Nuclear Bulletin Board: nucl-th/9501034 (1994)

[EDE95] J.A. EDEN, M.F. GARI
Sensitivity of pp-bremsstrahlung to meson-exchange currents
Physics Letters B **347** (1995) 187-192

[EDE96] J.A. EDEN, M.F. GARI
Consistent meson-field-theoretical description of pp bremsstrahlung
Physical Review C **53** (1996) 1102-1131

[EDE96a] J.A. EDEN, M.F. GARI
Does the 3N force have a hard core?
Physical Review C **53** (1996) 1510-1518

[EIS41] L. EISENBUD, E.P. WIGNER
INVARIANT FORMS OF INTERACTION BETWEEN NUCLEAR PARTICLES
Proceedings of the National Academy of Sciences **27**(1941)281

[EVE95] P.D. EVERSHEIM ET AL.
The Polarized Ion-Source for COSY
Annual report, KFA Jülich, 1995

[EVE96] P.D. EVERSHEIM ET AL.
The Polarized Ion-Source for COSY
IKP Annual Report, Jülich, 1996

[FIC71] D. FICK
Einführung in die Kernphysik mit polarisierten Teilchen
Bibliographisches Institut AG, Mannheim 1971

[GAR48] E. GARDNER, C.M.G. LATTES
Production of Mesons by the 184-inch Barkeley Cyclotron
Sciene **107** (1948) 270

[GAS92] M. GASTHUBER
Ein System zur Auswertung und graphischen Darstellung von Vielparameterexperimenten bei COSY
Vortrag im Rahmen des FFE-Arbeitstreffens, Hamburg 1992

[HAM62] T. HAMADA, I.D. JOHNSTON
A Potential Model Representation of Two-Nucleon Data below 315 MeV
Nuclear Physics **34** (1962) 382-403

[HAS97] A. HASSAN
The Liquid Hydrogen/Deuterium Target at the external COSY-Experiments
Vortrag im Rahmen der DPG-Tagung, Göttingen 1997

[HEI32] W. HEISENBERG
Über den Bau der Atomkerne I
Zeitschrift für Physik **77** (1932) 1

[HER97] PETER HERRMANN
Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $pp \rightarrow pp\gamma$ mit dem COSY-TOF-Spektrometer
Dissertation Inst. für Exp. Physik I Bochum 1997

[JAK01] BETTINA JAKOB
Untersuchung von Proton-Proton-Reaktionen an der Pion-Produktionsschwelle mit dem COSY-TOF Spektrometer
Dissertation Institut für Kern- und Teilchenphysik Technische Universität Dresden 2001

[JAE92] V.G. JAECKLE
Aufbau eines Flüssig-Wasserstoffs-Targets mit extrem dünnen Fenstern
Diplomarbeit, Jülich 1992

[KEL39] J.M.B. KELLOGG, I.I. RABI, N.F. RAMSEY, J.R. ZACHARIAS
An Electrical Quadrupole Moment of the Deuteron
Physical Review **55** (1939) 318

[KUH93] E. KUHLMANN, H. MÜLLER, B. NAUMANN, L. NAUMANN
Estimate of the Total Cross Section of the Proton-Proton-Bremsstrahlung near Pion Threshold
Annual Report Forschungszentrum Rossendorf, Institute of Nuclear and Hadronic Physis 1993

[LAC80] M. LACOMBE, B. LOISEAU, J.M. RICHARD, R. VINH MAU ET AL.
Parametrization of the Paris N-N potential
Physical Review C **21** (1980) 861-873

[LEH96] A. LEHRACH ET AL.
Status of the polarized beam at COSY
IKP Annual Report, Jülich 1996

[LEH97] A. LEHRACH
Erarbeitung und Umsetzung eines Konzepts zur Beschleunigung polarisierter Protonen im Kühlersynchrotron COSY
Dissertation, ISKP Universität Bonn 1997

[LIN91] V. LINDENSTRUTH
TDAS - The GSI Cave - B Data Acquisition System
Verhandlungen DPG (VI) 26 (1991) 416

[LOH92] E. LOHRMANN
Hochenergiephysik
Teubner Studienbücher, Stuttgart 1992

[MAC87] R. MACHLEIDT, K. HOLINDE, C. ELSTER
The Bonn Meson-Exchange Model for the Nucleon-Nucleon Interaction
Physics Reports **149** (1987) 1

[MAC94] R. MACHLEIDT, G.Q.LI
Nucleon-nucleon potentials in comparison: Physics or polemics?
Physics Reports **242** (1994) 5-35

[MAY84] THEO MAYER-KUCKUK
Kernphysik
Teubner Studienbücher, Stuttgart 1984

[MEY90] H.O. MEYER, M.A. ROSS, R.E. POLLOCK, A. BERDOZ, F. DOHRMANN, J.E. GOODWIN, M.G. MINTY, H. NANN, P.V. PANCELLA, S.F. PATE, B. VON PRZEWOSKI, T. RINCKEL AND F. SPERISEN
Total cross section of $p+p \to p+p+\pi^0$ near threshold measured with the Indiana Cooler
Physical Review Letters **65** (1990) 2846-2849

[MEY92] H.O. MEYER, C. HOROWITZ, H. NANN, P.V. PANCELLA, S.F. PATE, R.E. POLLOCK, B. VON PRZEWOSKI, T. RINCKEL, M.A. ROSS AND F. SPERISEN
Total cross section $p+p \to p+p+\pi^0$ close to threshold
Nuclear Physics A **539** (1992) 633

[MIC90] K. MICHAELIAN ET AL.
Proton-proton bremsstrahlung at 280 MeV
Physical Review D **41** (1990) 2689-2704

[MOE99] K. MÖLLER ET AL.
The COSY-TOF barrel detector
Submitted to Nucl. Instr. and Methods ,1999

[NAG78] M.M. NAGELS, T.A. RIJKEN AND J.J. DE SWART
Low-energy nucleon-nucleon potential from Regge-pole theory
Physical Review D **17** (1978) 768-776

[NAK93] CH.J. NAKE
Optimierung eines Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Targets mit äußerst dünnen Folienfenstern
Diplomarbeit, Jülich 1993

[NAU93] CH. NAKE, B. NAUMANN, L. NAUMANN, A. SCHAMLOTT
Untersuchung des Einflusses der Restgaskomponenten des Startdetektorvorvolumens auf das Flüssig-Wasserstoff-Target des COSY-TOF-Spektrometers
COSY-TOF-NOTES-RO-3-1993, unveröffentlicht

[NAU96] B. NAUMANN, L. NAUMANN
persönliche Mitteilung an Peter Hermann

[OCC47] G.P.S. OCCIALINI, C.F. POWELL
NUCLEAR DISINTEGRATIONS PRODUCED BY SLOW CHARGED PARTICLES OF SMALL MASS
Nature **159** (1947) 186

[OHL73] GERALD G. OHLSEN
Techniques for measurement of spin-$\frac{1}{2}$ and spin-1 polarization analyzing tensors
Nuclear instruments and methods **109** (1973) 41-59

[OKU58] S. OKUBO, R.E. MARSHAK
Velocity Dependence of the Two-Nucleon Interaction
Annals of Physics **4** (1958) 166

[PFI90] U. PFILSTER ET AL.
Cooler synchrotron user guide
Technical report, KFA Jülich, May 1990

[PLÜ94] D. PLÜMPER, J. FLENDER AND M.F. GARI
Nucleon-Nucleon interaction from meson exchange and nucleonic structure
Physical Review C **49** (1994) 2370-2378

[PRE93] M.A. PRESTON AND R.K. BHADURI
Structure of the Nucleus
Addison-Wesley Publishing Company, New York, 2nd edition 1993

[REI68] R.V. REID,JR.
Phenomenological Nucleon-Nucleon Potential
Annals of Physics **50** (1968) 411

[RIC99] MATTHIAS RICHTER
Echtzeit-Ortsbestimmung an langen Szintillatorstreifen
Diplomarbeit, Dresden 1999

[RIN92] PETER RINGE
Überlegungen zu einem Datenerfassungssystem für das Flugzeitspektrometer
Diplomarbeit, Bochum 1992

[RIN93] PETER RINGE
Vollständiger Neuaufbau des Betriebssystems OS9/68k auf der Eltec Eurocom 6
COSY-TOF-Note Nr.6, Bochum 1993

[RIN95] PETER RINGE
Datenerfassung und Testmessungen an Detektorkomponenten für Mittelenergiephysik-Experimente
Dissertation Inst. für Exp. Physik I Bochum 1995

[ROG96] A. HASSAN, P. JAHN, B. NAUMANN, M. ROGGE, M. STEINKE AND R .TÖLLE
Optimizing the COSY-Beam Transport to the TOF-Spectrometer and Investigation of the Beam Properties near the Target
Vortrag im Rahmen der DPG-Tagung, Stuttgart 1996

[RUT11] E. RUTHERFORD
The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom
Philosophical Magazine and Journal of Science **21** (1911) 669

[SAI00] EDDA HOMEPAGE: HTTP://SAID-HH.DESY.DE

[SCH94] H. SCHULTHEISS
Ein System zur Nachführung und Positionierung eines Beschleunigerstrahls
Diplomarbeit, Erlangen 1994

[SCH94a] A. SCHÜLKE, E. KUHLMANN, P. MICHEL, K. MÖLLER, B.NAUMANN, L. NAUMANN, A. SCHAMLOTT
Test of the COSY-TOF Start-Detector MARS at the COSY Beam
Annual Report Forschungszentrum Rossendorf, Institute of Nuclear and Hadronic Physics **41**(1994)

[SCH95] P. SCHMÜSER
Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker
Springer, Heidelberg Berlin New York,1995

[STE94] M. STEINKE, H. BRAND
Eine Beschreibung der Offline-Software für das $pp\gamma$-Experiment
COSY-TOF-Note Nr.4, Bochum 1994

[STE97] M. STEINKE
Triggerelektronik am Flugzeitspektrometer
COSY-TOF-Note Nr.12, Bochum 1997

[YUK35] H. YUKAWA
On the Interaction of Elementary Particles
Proc. Phys. Math. Soc. Japan **17** (1935) 48

[ZIE99] UWE ZIELINSKI
Analyse- und Simulationsmethoden zur Messung der $pp\gamma$-Reaktion an COSY-TOF
Analyse verschiedener Datensätze
Dissertation Inst. für Exp. Physik I Bochum 1999

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Danksagung

Ich möchte diese Arbeit an dieser Stelle nicht beenden, ohne mich bei all denen zu bedanken, die mir bei der Erstellung dieser Arbeit und insbesondere während zahlreicher Strahlzeiten hilfreich zur Seite standen.

An erster Stelle gilt mein Dank meinem Themensteller, HERRN PROF. DR. H. KOCH, der mir bei auftretenden Problemen jederzeit als Ansprechpartner mit Rat und Tat zur Seite stand und für das in mich gesetzte Vertrauen bei diesem Projekt.

Ebenfalls bedanken möchte ich mich bei HERRN DR. H. MATTHÄY, dessen literarische Früchte (hoffentlich) auf fruchtbaren Boden gefallen sind und für zahlreiche ”schokoladige Glücklichmacher”.

Für sein reges Interesse an den Ergebnissen dieser Arbeit und für seine einsatzfreudigen Hilfestellungen bei allen physikalischen Problemen möchte ich mich bei HERRN PROF. DR. EBERHARD KUHLMANN bedanken.

Mein freundschaftlicher Dank gilt HERRN DR. PETER HERMANN, der mich in die ”Geheimnisse” des COSY-TOF Experimentes einweihte und dem ich nicht nur aufgrund seines Vertrauens in mich zu wirklich großem Dank verpflichtet bin.

Ein ganz besonderes ”Danke schön” möchte ich HERRN DR. MATTHIAS STEINKE aussprechen, der mir während meiner gesamten Doktorandenzeit hilfreich zur Seite stand und mir bei allen Problemen (nicht nur bei der Korrektur dieser Arbeit) freundschaftlichen und kompetenten Rat zukommen ließ.

Meinen Kollegen aus Dresden möchte ich für Ihre tatkräftige Unterstützung bei der Durchführung der Strahlzeit und der Analyse der Daten danken. Mein besonderer Dank gilt hierbei HERRN DR. KAI-THOMAS BRINKMANN, der mich sowohl während der Messung, als auch bei der Analyse der genommenen Daten immer wieder motiviert und unterstützt hat, und HERRN PETER SCHÖNMEIER. Ihr großartiger Einsatz während der Strahlzeit kann mit mehr als nur ”unermüdlich” bezeichnet werden. Ebenfalls danken möchte ich FRAU DR. GUOYAN SUN und FRAU DR. BETTINA JAKOB für Ihre hilfreiche Unterstützung bei der Datenanalyse.

Meiner ”Geburtstagsschwester” FRAU MIRIAM FRITSCH möchte ich ganz herzlich für ihre Einführung in die Front End Elektronik am Experiment danken, die liebevolle und entspannte Atmosphäre bei allen anstehenden Arbeiten, und für das unermüdliche ”postalische” Korrekturlesen dieser Arbeit.

Bei den ”Rossendorfern” Herrn Prof. Dr. Karsten Möller und Herrn Dr. Solomon Dschemuchadse möchte ich mich für die überaus herzliche Aufnahme in der Kollaboration, für nette und einblickreiche Gespräche und für unzählige Kannen hervorragenden Kaffees während der Schichten bedanken.
Mein Dank gilt auch allen Mitarbeitern des Lehrstuhls EP I, deren ”Strangeness” maßgeblich zu einem familiären und fruchtbaren Arbeitsklima beigetragen hat, wobei ich Herrn Udo Kurilla an dieser Stelle für sein immer offenes Ohr und für die gemeinsam verbrachten ”Lehrstuhl-Wochenenden” ganz besonders danken möchte. Der feinmechanischen Werkstatt und der Schlosserei möchte ich für die kompetente Unterstützung sowohl bei der Planung, als auch bei der Konstruktion des Polarimeters und die zuverlässige, sowie termingerechte Fertigstellung der einzelnen Detektorkomponenten danken. An dieser Stelle möchte ich auch Herrn Peter Stauche nicht unerwähnt lassen, der mir am Lehrstuhl für Experimentalphysik IV die Möglichkeit zur Bearbeitung der einzelnen Szintillatoren des Polarimeters gab.
Ganz besonders danke ich Bernd, für neue und auch alte An- und Einsichten, für eine wunderschöne und liebevolle Zeit und für die unermeßliche Geduld mit unserer Kleinfamilie, vor allem in der Endphase der Fertigstellung dieser Arbeit.
Der Ergotherapeutin Frau Scheller danke ich für die moralische und fachliche Unterstützung bei der Behandlung meines Sohnes und für die nicht unwesentlichen Hilfestellungen bei allen Problemen die das Leben mit den kleinen ”ADHS-Rackern” nun einmal so mit sich bringt.
Ausdrücklich möchte ich mich bei meiner Mutter Frau Monika Michaels bedanken, die mich während dieser Arbeit nicht nur als ”Babysitter” tatkräftig unterstützt hat, sondern mir auch den zur Fertigstellung dieser Arbeit erforderlichen Rückhalt gegeben hat.
Desweiteren möchte ich meinem Sohn André danken, der mich immer wieder auf seine ganz spezielle Art und Weise bei der Fertigstellung dieser Arbeit unterstützt hat: ”Aber Mama, wenn ich bei einem Freund übernachten dürfte, könntest du doch in Ruhe arbeiten!”.
Sie alle gemeinsam haben einen nicht unwesentlichen Anteil an dieser Arbeit, die ohne ihre namentliche Erwähnung letztendlich unvollständig gewesen wäre.

Lebenslauf

Zur Person

Name:	Andrea Wilms, geb. Schneider
Geburtsdatum:	05.02.1971
Geburtsort:	Mülheim a.d. Ruhr
Familienstand:	geschieden seit 07.97
Kinder:	André Christopher Wilms, geb. 03.05.1992
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Wohnort:	Mülheim a.d. Ruhr

Schulische Ausbildung

08.77 - 07.81	Grundschule Gemeinschaftsgrundschule an der Zunftmeisterstraße, Mülheim
09.81 - 05.90	Gymnasium Karl-Ziegler Gymnasium, Mülheim
28.05.90	Abschluß: Abitur

Berufliche Ausbildung

10.90	Beginn des Studiums der Physik an der Ruhr-Universität Bochum
05.95	Ablegung der Diplom-Vorprüfung in Physik
10.95 bis 10.96	Anstellung als studentische Hilfskraft an der Ruhr-Universität Bochum
12.96 bis 12.97	Anfertigung der Diplomarbeit am Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum Thema der Diplomarbeit: Aufbau einer Apparatur zum Test von pn-CCDs
01.98	Ablegung der Diplomprüfung in Physik
01.98 bis 04.98	Anstellung als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz
seit 04.98	Anstellung als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum