

Messung des differentiellen
Wirkungsquerschnitts
der Reaktion $pp \rightarrow pp\gamma$
mit dem COSY-TOF-Spektrometer

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

der

Fakultät für Physik
und Astronomie

der Ruhr-Universität Bochum



von

Peter Herrmann

aus

Allenstein

Bochum 1997

Dissertation eingereicht am: 20. Oktober 1997
Tag der Disputation: 23. Januar 1998
Referent: Prof. Dr. H. Koch
Korreferent: Prof. Dr. M. F. Gari

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 3 |
| 1.1 | Historischer Überblick | 3 |
| 1.2 | Motivation aus der Theorie | 6 |
| 1.3 | Experimentelle Gesichtspunkte | 10 |
| 1.4 | Übersicht | 13 |
| 2 | Experimentaufbau | 14 |
| 2.1 | COSY-Beschleuniger, Protonenstrahl | 14 |
| 2.2 | COSY-TOF | 16 |
| 2.2.1 | Target | 18 |
| 2.2.2 | Bleitarget | 19 |
| 2.2.3 | Startdetektor | 21 |
| 2.2.4 | Stoppdetektor | 21 |
| 2.2.5 | Zusatzdetektoren | 23 |
| 2.3 | Datenaufnahme | 28 |
| 2.4 | Laserkalibrierungssystem | 32 |
| 3 | Kalibration des Detektors | 36 |
| 3.1 | Pedestalkorrektur | 36 |
| 3.2 | Walkkorrektur | 36 |
| 3.3 | TDC-Kanalbreiten | 38 |
| 3.4 | Lichtlaufzeit | 38 |
| 3.4.1 | Quirl | 40 |
| 3.4.2 | Startdetektor | 40 |
| 3.5 | Zeitlicher Abgleich der Detektorkomponenten | 41 |
| 3.5.1 | Zweispurereignisse | 41 |
| 3.5.2 | Einspurereignisse | 41 |
| 3.5.3 | Zeitabgleich | 43 |
| 3.6 | Bestimmung der Flugzeit | 44 |
| 3.6.1 | Testreaktionen | 46 |
| 3.6.2 | Missing Mass | 48 |
| 3.7 | Energieverlustbetrachtung | 49 |
| 3.8 | LasVegas, Korrektur zur Detektorakzeptanz | 57 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 4 | Reaktionserkennung | 58 |
| 4.1 | Ereignisklassifikation | 58 |
| 4.1.1 | Reaktionskinematik | 59 |
| 4.1.2 | Energieverlust | 60 |
| 4.1.3 | Neuronales Netz | 64 |
| 4.2 | Konsequenz | 67 |
| 4.2.1 | Untergrundsubtraktion | 67 |
| 5 | Ergebnisse | 75 |
| 5.1 | Absolute Normierung | 75 |
| 5.1.1 | 1. Strahlzeit | 76 |
| 5.1.2 | 2. Strahlzeit | 77 |
| 5.2 | Totaler Wirkungsquerschnitt der $pp\gamma$ -Reaktion | 78 |
| 5.2.1 | 1. Strahlzeit | 79 |
| 5.2.2 | 2. Strahlzeit | 83 |
| 5.2.3 | Diskussion | 85 |
| 5.3 | Winkelverteilungen | 86 |
| 5.4 | Theoretische Beschreibung der Meßdaten | 89 |
| 5.5 | Differentielle $pp\gamma$ -Wirkungsquerschnitte | 91 |
| 5.6 | Konklusion und Ausblick | 95 |
| 5.6.1 | Optimierung der Meßbedingungen | 96 |
| | Zusammenfassung | 101 |
| A | Feldtheoretischer Ansatz | 103 |
| A.1 | Nomenklatur und Erhaltungssätze | 103 |
| A.2 | Feldquantisierung des harmonischen Oszillators | 105 |
| A.3 | Quantenfeldtheorie | 107 |
| A.4 | Das Photonenfeld | 109 |
| A.5 | Übergangsmatrixelemente S_{fi} , τ_{fi} und \mathcal{M}_{fi} | 111 |
| A.5.1 | Wechselwirkungsbild | 111 |
| A.5.2 | Translationsinvarianz | 112 |
| A.6 | Okubo-Formalismus | 115 |
| A.6.1 | Definition des Wirkungsquerschnitts | 119 |
| A.7 | Phasenraum | 122 |
| A.8 | Soft-Photon Approximation | 125 |
| B | Auflistung der Meßwerte | 128 |
| | Lebenslauf | 147 |
| | Danksagung | 148 |

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Historischer Überblick

Bis zum Jahre 1911, als Rutherford die ersten Hinweise auf die Atomstruktur erhielt [RUT11], galt das Atom als homogen mit Materie belegt. Trotz der Tatsache, daß die Rutherford'schen Ergebnisse mit elektromagnetischer Wechselwirkung erklärt werden konnten, stellte sich die Frage, welche Kraft die damals bekannten Protonen im Atomkern zusammenzuhalten vermag. Letztere müßte viel stärker als die bis dahin bekannte Coulombkraft sein.

Die ersten Kernmodelle gingen von einer Verbindung der Protonen mit den Elektronen aus, womit sich die Massenzahl A und die Ladungszahl Z erklären ließen. Im Jahre 1929 trat aber ein Widerspruch auf: Der dann aus sieben Elektronen und 14 Protonen bestehende Stickstoffkern folgte der Bose-Statistik [HEI29, EHR32]. Davor konnte Chadwick 1920 am Beispiel des Platins zeigen, daß sich praktisch keine Elektronen zwischen dem Kern und der K-Schale aufhalten [CHA20].

Infolge der Untersuchungen von Bothe und Becker 1930 [BOT30], Curie-Joliot und Joliot 1931-32 [CUR31, JOL31] und Webster 1932 [WEB32], die eine ungewöhnlich hochenergetische (7-10 MeV) und durchdringende Strahlung beim Beschuß des Berylliums, Bors und Poloniums mit α -Teilchen entdeckt hatten, hatte Chadwick die Existenz neutraler Teilchen, den Neutronen, gefolgert [CHA32]. Folgerichtig gingen die ersten Meinungen dahin, eine neue Wechselwirkungsart zwischen den Protonen und den Neutronen gefunden zu haben [MAJ33]. Dies führte schließlich zu der Erkenntnis, die neuentdeckte *starke* Kraft wirke auch zwischen den Protonen bzw. den Neutronen selbst. Daraufhin erkannte Heisenberg, daß sich das Proton und das Neutron unter der starken Wechselwirkung als ein und dasselbe Teilchen beschreiben lassen [HEI32].

Analog zur elektromagnetischen Wechselwirkung, der ein ortsabhängiges Photonenfeld $V_{elm}(r)$ zugrunde liegt und die der Poisson-Gleichung $-\Delta V_{elm}(r) = e$ gehorcht, postulierte Yukawa 1935 [YUK35] ein für die starke Wechselwirkung verantwortliches Teilchenfeld $U(r)$, das der Gleichung $(-\Delta + m)U(r) = g$ gehorcht und im Ortsraum die Form $U(r) \sim g e^{-mcr/\hbar}/r$ hat. Die anschließende Anpassung der Kopplungskonstanten g sowie der Masse m an die experimentellen Ergebnisse der Messungen des Wasserstoffmassendefekts und der Streuwahrscheinlichkeit von Neutronen an Protonen ergab die Vorhersage:

Das Trägerteilchen müsse die ca. 200-fache Masse des Elektrons ($m_e = 0,511 \text{ MeV}/c^2$) besitzen.

Nach anfänglich durch die Entdeckung des Myons μ ($m_\mu = 106 \text{ MeV}/c^2$ [NED37]) im Jahr 1937 irreführender Suche wurde von Occhialini, Powell, Gardner und Lattes 1947-48 das erste Meson (griech: $\mu\epsilon\sigma\omega$, Mittler [BHA39]), das Pion π ($m_\pi \approx 138 \text{ MeV}/c^2$), entdeckt [OCC47, GAR48]. Damit hatte sich Yukawas Vorhersage der Existenz eines für das Zentralpotential verantwortlichen Austauschteilchens bewahrheitet. Im Jahr 1939 wies die Entdeckung des magnetischen Dipol- und des elektrischen Quadrupolmoments des Deuterons durch Rabi, Kellogg und Ramsey [KEL39] den Weg für die Entwicklung eines drehimpuls- und spinabhängigen Potentials.

Das Potential hatte Translations-, Galilei- und Rotationsinvarianz, Teilchenaustausch- und Ladungssymmetrie [EIS41], Paritätserhaltung, Zeitumkehrinvarianz und Hermitizität [OKU58] aufzuweisen. Die neuesten Modelle fordern ferner die Lorentzinvarianz.

Die heute bekannten „phänomenologischen Potentiale“* setzen sich aus

- einem Zentralanteil (z. B. der Yukawa-Form) V_c ,
- einem spinabhängigen Zentralanteil $V_s(1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)$,
- einem isospinabhängigen Zentralanteil $V_\tau = V'_\tau(1 + \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)$,
- einem spin-bahn-abhängigen Zentralanteil $V_{LS} \vec{L} \cdot \vec{S}$ und
- einer zentralen Tensorkraft (ähnlich der Wechselwirkung zweier Dipole)
 $V_T S_{12} = V_T(3(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r}) - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)$

zusammen [MAY84]:

$$V = V_c + V_s(1 + \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) + V_T S_{12} + V_\tau(V'_c + V'_s(1 + \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) + V'_T S_{12}) + V_{LS} \vec{L} \vec{S}. \quad (1.1)$$

Es müssen daher mindestens acht Parameter V an die experimentellen Daten angepaßt werden. Hinzu kommen Coulombkorrekturen, Korrekturen relativistischer Art und solche wegen der bedingten Berücksichtigungsmöglichkeiten hoher Drehimpulse.

Nachfolgend werden einige Potentiale und ihre wichtigsten Eigenschaften aufgeführt.

Hamada-Johnston-Potential

Dieses für unter 315 MeV Einschußenergie und somit knapp oberhalb der Pionenproduktionsschwelle gültige Potential zeichnet sich insbesondere durch seinen „harten Kern“ aus ($V_c(r) = \infty$ für $r < 0,485 \text{ fm}$), der der Forderung nach der Undurchdringbarkeit von Nukleonen entsprang [HAM62]. Bis zu 32 Parameter [MAY84] müssen angepaßt werden.

*Potentialansätze, die die Erscheinung nicht aus einem übergeordneten Prinzip, sondern durch heuristische Ausdrücke, die an experimentelle Daten angepaßt werden, zu beschreiben suchen

Reid Potential

Der zu beschreibende Energiebereich ist bis 350 MeV ausgedehnt worden, indem die Forderung des harten Kerns zugunsten eines repulsiven Yukawa-Terms für kleine r unter Hinzunahme weiterer anzupassender Faktoren fallengelassen wurde [REI68].

Nijmegen Potential

Nachdem neben den Pionen $\pi(138)$ weitere Mesonen (Pseudoskalare $\eta(549)$, Vektormesonen $\rho(769)$ und $\omega(783)$) entdeckt wurden, wurde deren Austauschcharakter, wie schon im Falle des Pions zuvor (OBEP[†]), mit unterschiedlichen, ortsabhängigen Beiträgen zum Potential identifiziert. Damit wurde die kurzreichweitige Kraft, der beim Einpionenaustausch nur durch Abbruchkriterien Rechnung getragen werden konnte, durch Betrachtung massiverer Mesonen erklärt. Es müssen mindestens 13 freie Parameter angepaßt werden [NAG78].

Paris Potential

Das Parispotential ist das am meisten detaillierte phänomenologische Modell der Proton-Proton Wechselwirkung, für den Energiebereich bis 330 MeV [COT73, LAC80]. Jeder der insgesamt sieben Potentialanteile mit je zwei Isospineinstellungen ist mit Hilfe von 12 Funktionen der Yukawa-Form parametrisiert worden, so daß es $14 \times 12 = 168$ Parameter gibt. Der Großteil wird durch bekannte πNN -Kopplungskonstanten und das Anpassen des 2π -Austausches an die Meßdaten festgelegt. Lediglich etwa 60 Parameter bleiben frei [MAC94].

Zwei der dargestellten Potentiale, die zugleich die moderneren sind, seien – trotz der stark polemisierten Debatte, die durch datumsabhängige χ^2 -Betrachtungen begleitet wird [MAC94] – hervorgehoben: Das Bonn- und das RuhrPot-Potential:

Bonn-Potential

Die verschiedenen Versionen des Potentials gehören zu den am meisten etablierten. Erstmals wurden konsequent die Methoden der kovarianten Feldtheorie angewendet, wobei das Modell auf Lagrangefunktionen der beitragenden Mesonen basiert [MAC87]. Dazu werden die Beiträge der einzelnen Feynman-Graphen ermittelt und die Prozesse höherer Ordnungen auf diese Weise berücksichtigt. 12 Kopplungskonstanten der zugehörigen Mesonenlängengangs müssen angepaßt werden.

[†]OBEP: One Boson Exchange Potential

RuhrPot-Potential

Ein wesentlicher Vorteil gegenüber dem Bonn-Potential ergibt sich hier aus der Verwendung orthonormierter Wellenfunktionen nach dem Okubo-Formalismus (s. Anhang A). Diese erfüllen die Hermitizitätsforderung, weswegen die Masse des fiktiven Teilchens σ , das beim Bonn-Potential als doppelter π -Austausch interpretiert werden muß, den Wert des experimentell beobachteten $f_0(980)$ -Teilchens annimmt. Im Rahmen der experimentell vorgegebenen Grenzen müssen zwölf Kopplungskonstanten angepaßt werden [EDE96a].

Ein qualitativer Vergleich der neueren Mesonenaustauschpotentiale läßt sich grob an Hand der Anzahl anzupassender Parameter und der erreichten Qualität bei der Beschreibung experimenteller Daten anstellen, die in der Tab. 1.1 aufgelistet sind.

| | Nijmegen | Paris | Bonn | RuhrPot | Referenz |
|----------------------------|----------|-------|------|---------|----------|
| freie Parameter | >13 | >60 | 12 | - | [MAC94] |
| | | | 22 | 12 | [EDE96a] |
| χ^2 (pn)-Streuung | 6,53 | 4,35 | 1,88 | - | [MAC94] |
| | 4,41 | 4,16 | 1,82 | 1,68 | [PLÜ94] |
| χ^2 (pp)-Streuung | 2,06 | 2,31 | 1,94 | - | [MAC94] |

Tabelle 1.1: Grober Vergleich verschiedener Mesonenaustauschpotentiale

1.2 Motivation aus der Theorie

Der Beschreibung der starken Wechselwirkung liegt das Modell der Kraftvermittlung über Austauschquanten zugrunde, die im Rahmen der Heisenbergschen Unschärferelation [HEI27] kurzfristig Energie und Impuls zwischen den Stoßpartnern übertragen. Diese Idee legte sogar nahe, ein Potential zu konstruieren, welches nicht nur den Austauschquanten, sondern auch den Reaktionspartnern selbst virtuell den Energiesatz zu verletzen erlaubt. Gesucht war eine geeignete Untersuchungsmethode, welche in der Messung der Reaktion $pp \rightarrow pp\gamma$ gefunden zu sein schien: „... we wish to consider a third source of γ -rays which must inevitably accompany individual nucleon-nucleon collisions The process in question is the bremsstrahlung arising from the coupling of the nucleons to the electromagnetic field ... and the nuclear interaction between the nucleons.“ Mit diesen Worten wurde von Ashkin und Marshak 1949 [ASH49] die Suche nach γ -Quanten in Nukleonenstößen, insbesondere in Protonenstößen ($pp \rightarrow pp\gamma$), eingeleitet. Die Energie- und Impulsbilanz (s. Abb. 1.1) lauten unter Zuhilfenahme der auf Seite 103 angegebenen Nomenklatur:

$$\begin{aligned}
0 = P_{kp_1}^2 - P_1'^2 &= (E_1 + k)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{k})^2 - \underbrace{(E_1'^2 - \vec{p}_1'^2)}_{=m_1'^2} \\
&= m_1^2 - m_1'^2 + 2E_1 k - 2\vec{p}_1 \vec{k} \\
&= m_1^2 - m_1'^2 + 2E_1 k - 2p_1 k \cos \vartheta \\
&= m_1^2 - m_1'^2 + 2k \underbrace{(E_1 - \sqrt{E_1^2 - m_1^2} \cos \vartheta)}_{>0}.
\end{aligned}$$

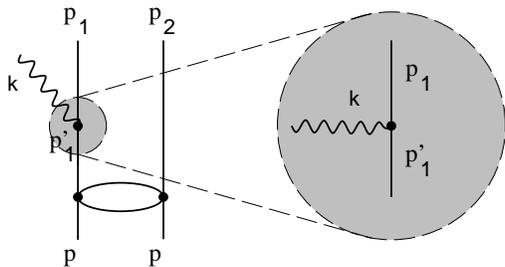


Abbildung 1.1: Emission eines γ im pp -Stoß

Die Energieerhaltung muß daher (falls $m_1' = m_1$) für das intermediäre Proton p_1' verletzt sein, es ist „off-shell“[‡]. Da der Vertex, der die Aussendung eines γ beschreibt, elektromagnetischer und somit im Rahmen der Quantenelektrodynamik bekannter Natur ist, besteht die Hoffnung, in der $pp\gamma$ -Reaktion ein Werkzeug gefunden zu haben, um auf die gesuchten off-shell-Effekte zurückschließen zu können.

Einige für die Reaktion in Frage kommenden Prozesse sind in Abb. 1.2 dargestellt.

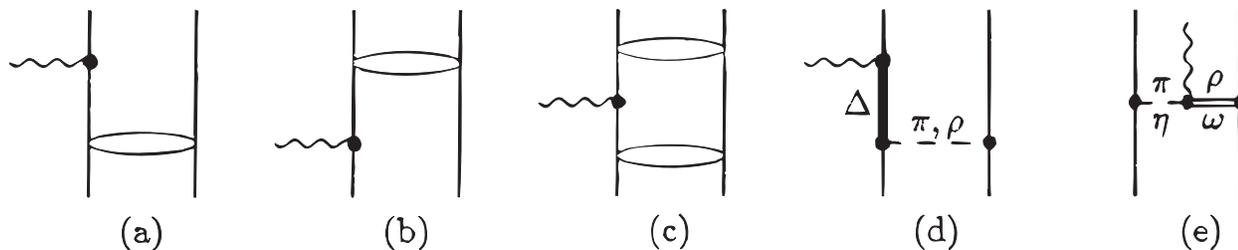


Abbildung 1.2: Die zur $pp\gamma$ -Reaktion beitragenden Prozesse: (a) und (b) zum off-shell Verhalten beitragender Mesonenaustausch vor und nach der Aussendung eines Photons, (c) Rückstreuungsprozesse (rescattering), (d) Deltaresonanzbeiträge ($N\Delta\gamma(\rho, \pi)$), die mit wachsender Einschußenergie zunehmen, (e) interner Mesonenaustausch; (a), (b) und (c) werden im Folgenden mit „Impulse Approximation: IA“ und (d) und (e) als „Meson EXchange Current: MEXC“ bezeichnet.

[‡]Trägt man die Masse m gegen den Impuls \vec{p} auf, so ergibt sich wegen $E^2 = p^2 + m^2$ eine Kugel (shell) mit dem Radius E . Man bezeichnet daher Teilchen, für die die obige Energiebeziehung gilt, als on-shell, anderenfalls als off-shell.

Bei der Untersuchung der Beiträge der off-shell Effekte der Typen (a), (b) und (c) in der Abb. 1.2 stellt sich heraus, daß die vier konkurrierenden Potentiale experimentell nicht auflösbare Abweichungen voneinander zeigen, aber allesamt in ähnlicher Weise die Meßpunkte[§] verfehlen. Abb. 1.3 zeigt dazu die Vorhersage unterschiedlicher Nukleon-potentiale der Reaktionen des Typs IA im Vergleich mit den TRIUMF-Daten bei zwei Detektorkonstellationen. Während für die erste Detektorkonfiguration (Protonenpolarwinkel $\vartheta_1 = 12^\circ$ und $\vartheta_2 = 12,4^\circ$) eine zufriedenstellende Beschreibung erzielt wird, ist das bei der zweiten Konfiguration ($\vartheta_1 = 16^\circ$ und $\vartheta_2 = 27,8^\circ$) nicht der Fall.

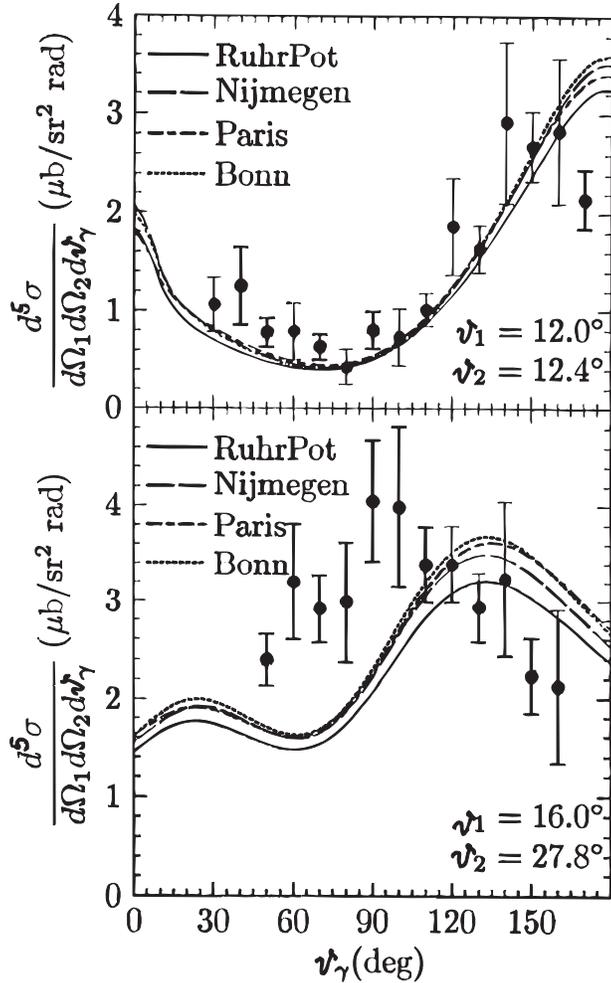


Abbildung 1.3: Vergleich der Vorhersagen der $pp\gamma$ -Reaktion für verschiedene NN-Potentiale bei komplanarer (s. Abb. 4.2) Reaktionsgeometrie [EDE94] untereinander und mit den TRIUMF-Daten. Das Proton 1 wurde in dieselbe Hemisphäre wie das Photon gestreut; alle Größen beziehen sich auf das Laborsystem.

[§]Die bisher ausführlichste Messung von $pp \rightarrow pp\gamma$, deren Ergebnisse veröffentlicht wurden, ist bei 280 MeV Einschußenergie (knapp unter der Pionenproduktionsschwelle) durchgeführt worden, wobei alle drei Ejektile nachgewiesen wurden [MIC90]. Die TRIUMF-Daten (TRIUMF: **TRI**-University **Meson** **F**acility, TRI Abkürzung für drei, Kanada) werden in der Literatur oft mit einem sich aus dem Vergleich mit Vorhersagen des Bonn- und des Paris-Potentials ergebenden Korrekturfaktor 0,667 versehen. Bei vorliegender Betrachtung handelt es sich um unkorrigierte Daten.

Erst die zusätzliche Betrachtung interner Mesonenaustauschströme und der Beiträge aus der Δ -Resonanz (MEXC) bringt eine Verbesserung. Abb. 1.4 zeigt die Ergebnisse theoretischer Rechnungen für die Fälle IA+MEXC und IA.

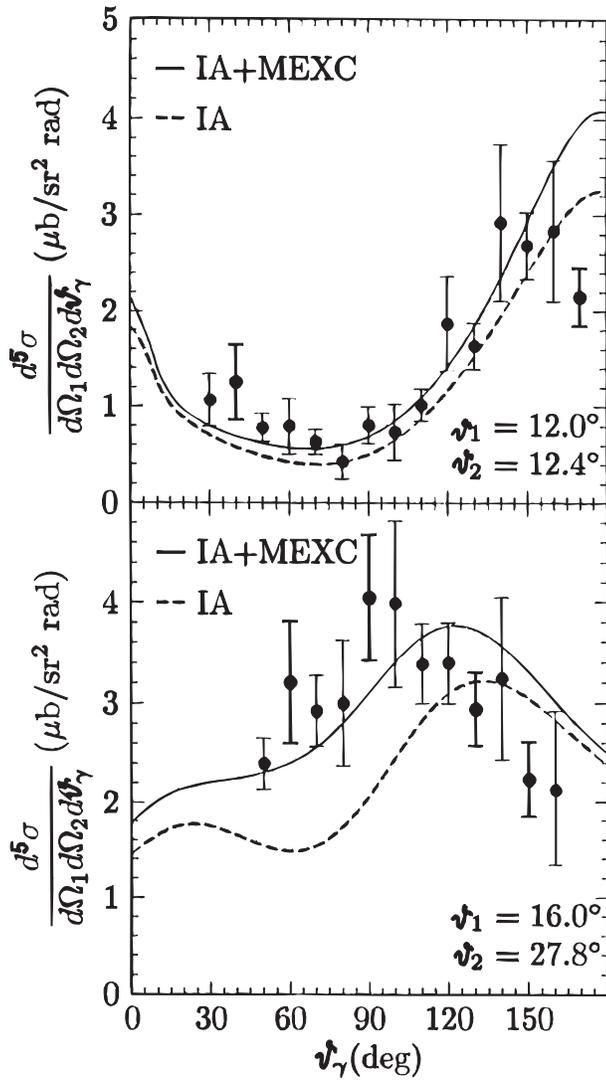


Abbildung 1.4: Einfluß der Deltaresonanzbeiträge und des internen Mesonenaustausches (MEXC) auf den fünf-fach differentiellen Wirkungsquerschnitt im Vergleich zu reinen IA Rechnungen für den komplanaren Fall der $pp\gamma$ -Reaktion im RuhrPot-Modell [EDE94]

Der Wirkungsquerschnitt ist dem Produkt aus dem Quadrat des Matrixelements $|\tilde{\mathcal{M}}_{fi}|^2$, welches die Streudynamik beinhaltet, und des die Kinematik beschreibenden Phasenraumfaktors J (s. Anhang A (A.83)) proportional:

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma} \sim |\tilde{\mathcal{M}}_{fi}|^2 \cdot J . \quad (\text{A.83})$$

Die Beiträge einzelner Streuprozesse zu $|\tilde{\mathcal{M}}_{fi}|^2$ sind in Abb. 1.5 graphisch dargestellt.

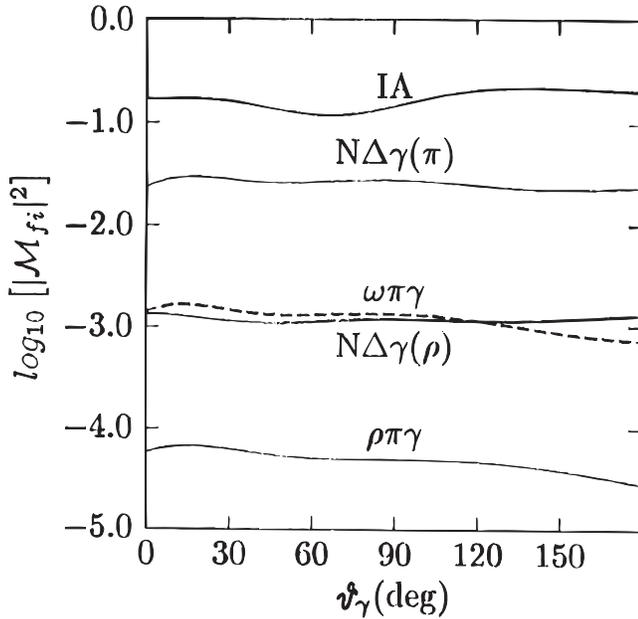


Abbildung 1.5: Quantifizierung der Beiträge zum Matrixelement $|\tilde{\mathcal{M}}_{fi}|^2$ bei 280 MeV Einschußenergie und der komplanaren Winkeleinstellung $\vartheta_1 = 16^\circ$ und $\vartheta_2 = 27,8^\circ$ [EDE94]

1.3 Experimentelle Gesichtspunkte

Neben dem primären Wunsch, neue experimentelle Daten zu finden, fällt bei modernen Beschleunigern ein zusätzlicher Aspekt ins Gewicht: Seit Anfang des 20. Jahrhunderts waren Experimente an Beschleunigern –angesichts damaliger Experimentierverhältnisse– mit dem Nachteil behaftet, unter größeren Polarwinkeln messen zu müssen. Deshalb finden sich in der früheren Literatur Angaben zur $pp\gamma$ -Reaktion nur mit Polarwinkeln in der Region um 30° . Die ersten Daten um 12° [MIC90] haben großes Interesse ausgelöst. Die Möglichkeit, beide Protonen bei kleinen Winkeln nachzuweisen, läßt eine Untersuchung hochenergetischer γ 's und somit eines möglicherweise verstärkten off-shell Verhaltens zu. Ferner lassen sich –wegen ihres knapp oberhalb der Produktionsschwelle kleinen Öffnungskegels– Reaktionen messen, die mit der $pp\gamma$ -Reaktion verglichen werden können, ohne daß deren Untergrundcharakter übermäßig in Erscheinung tritt. Aus der Viererimpulserhaltung ergibt sich die jeweilige kinetische Reaktionsschwellenenergie T_L im Laborsystem und der zugehörige Schwellenimpuls p_L zu

$$T_L = \frac{(\sum_i m_i)^2 - 4m_p^2}{2m_p}, \quad p_L = \sqrt{(T_L + m_p)^2 - m_p^2}, \quad (1.2)$$

wobei m_i die Ruhemasse der Teilchen (m_p : Protonenruhemasse) bedeutet, und die Summe sich über alle Reaktionsprodukte i erstreckt. Tabelle 1.2 führt Reaktionen auf, deren Untersuchung derzeit Ziel weltweiter Experimente [ERI93] und auch am COSY-Beschleuniger (Cooler Synchrotron) ist.

| Reaktion | T_L (MeV) | p_L (MeV/c) |
|------------------|----------------|------------------|
| $pp \rightarrow$ | | |
| $pp_{elastisch}$ | 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: Auflistung wichtiger pp -Reaktionen im COSY-Energiebereich

Abb. 1.6 zeigt den Verlauf der totalen Wirkungsquerschnitte einiger Reaktionen im COSY-Energiebereich. Der in [KUH93] abgeschätzte Wert für die Reaktion $pp\gamma$ liegt bei Energien zwischen 280 MeV und 294 MeV bei $(9 \pm 3)\ \mu\text{b}$. Er ist damit um mehr als drei Größenordnungen kleiner als der Wirkungsquerschnitt der elastischen Protonenstreuung, was seine Messung sehr erschwert.

Der endgültige Aufbau des Flugzeitspektrometers COSY-TOF (**T**ime **O**f **F**light), der dann nahezu den vorderen Raumwinkelbereich abdecken wird, in Verbindung mit einem guten COSY-Strahl, soll eine Aufnahme großer Ereignisanzahl unter kleinen Polarwinkeln ermöglichen.

Abbildung 1.6: Verlauf der totalen Wirkungsquerschnitte einiger Reaktionen im COSY-Energiebereich [NAU96]

1.4 Übersicht

Es haben zwei Strahlzeiten zur Messung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $pp\gamma$ stattgefunden. Die Einschußenergie lag bei der ersten Strahlzeit knapp oberhalb der Pionenproduktionsschwelle (kinetische Energie im Laborsystem $T = 348,1 \text{ MeV}$), während der zweiten Messung an der Produktionsschwelle der $pp \rightarrow pn\pi^+$ -Reaktion ($T = 292,8 \text{ MeV}$).

Da die Optimierung des COSY-Strahles sowie der Aufbau des COSY-TOF, die nachfolgend dargestellt werden, noch nicht endgültig zu Ende geführt sind, handelte es sich insbesondere bei der ersten Strahlzeit primär um eine Überprüfung der Funktionsweise aller Komponenten und der zugehörigen Software. Ferner sollte hierdurch die Erstellung der Auswertesoftware forciert werden.

Die vorliegende Arbeit ist folgendermassen gegliedert:

Nach dem vorangegangenen historischen Überblick und den daraus folgenden theoretischen und experimentellen Gesichtspunkten, die die Untersuchung der $pp\gamma$ -Reaktion motivieren, folgt im nächsten Kapitel 2 eine Beschreibung des Beschleunigers COSY und der eingesetzten Komponenten des Flugzeitspektrometers COSY-TOF, die sich auch in den den Messungen vorausgegangenen Diplomarbeiten und Dissertationen finden lassen [WER92, BRA92, RIN92, FRI93, HER93a, CHA93, NAK93, STR94, LOK94, BÖH94, FIS95, ZIE94, LAN94, BRA95a, RIN95, BRA95b, DAM95, HÜB95, SCH95, SIN96, ROH96].

Die Kalibrationsmöglichkeiten der COSY-TOF-Komponenten werden im Kapitel 3 besprochen, und anschließend findet im Kapitel 4 eine Diskussion der gewonnenen Meßdaten samt der diesbezüglichen Untersuchungsmethoden statt.

Kapitel 5 beinhaltet die Meßergebnisse und ihre Erörterung.

Im Anhang A findet sich eine Skizze des feldtheoretischen Ansatzes des RuhrPotentials, um dessen Bedeutung für die vorliegende Problematik hervorzuheben.

Im Anhang B werden die Ergebnisse in tabellarischer Form aufgelistet.

Kapitel 2

Experimentaufbau

2.1 COSY-Beschleuniger, Protonenstrahl

Das **Cooler Synchrotron (COSY)** wurde am 1. April 1993 in Betrieb genommen. Darin können Protonen, die vom als Injektor verwendeten Jülicher JULIC-Zyklotron ($T = 40 \text{ MeV}$) stammen, bis auf Energien von max. $T = 2,7 \text{ GeV}$ beschleunigt werden. Neben einer Reihe interner* Experimente wurden drei externe Experimentierplätze errichtet, wo sich u. a. das Flugzeitspektrometer **COSY-TOF (Time Of Flight)** befindet (Abb. 2.1).

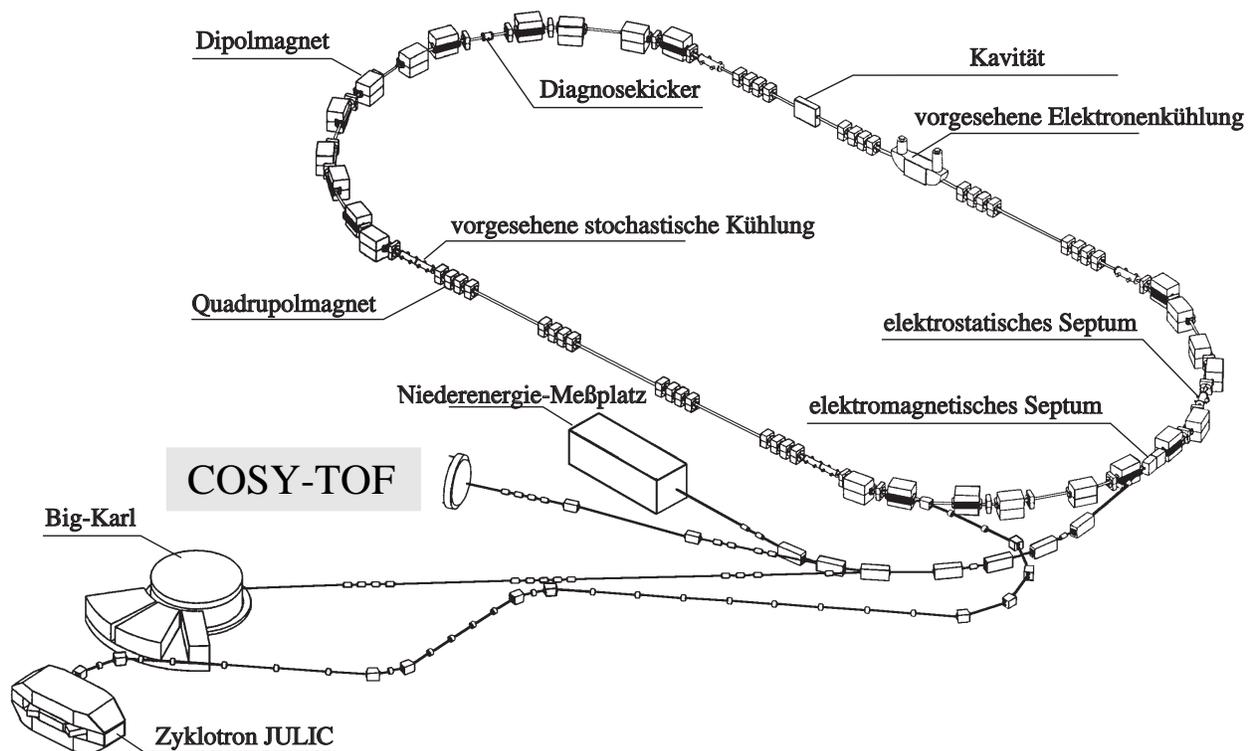


Abbildung 2.1: COSY-Beschleunigeranlage

*intern: innerhalb des Beschleunigerrings befindlich

In Tab. 2.1 sind die bei den beiden durchgeführten Messungen typischen Strahlparameter aufgelistet.

| | |
|----------------|--|
| Emittanz | $\epsilon_y = (1,13 \text{ bzw. } 3,94)\pi \text{ mm mrad}$ $\epsilon_x = (9,27 \text{ bzw. } 8,23)\pi \text{ mm mrad}$ |
| Impulsschärfe | $\Delta p/p < 1 \cdot 10^{-3}$ |
| Teilchenstrom | (extern) max. 10^7 s^{-1} |
| Tastverhältnis | 1:1 (Dutycycle=0,5) |

Tabelle 2.1: Strahlparameter am COSY-TOF während der 1. bzw. 2. Strahlzeit

Da der Protonenstrahl zur Zeit die Designwerte noch nicht erreicht hat und insbesondere die Intensität des Halo einige Prozent der Gesamtintensität beträgt (Abb. 2.2), wurden am TOF-Meßplatz aktive Blenden (Vetodetektoren) eingebaut, die in Strahlrichtung mit jeweils kleiner werdendem Loch angebracht sind.

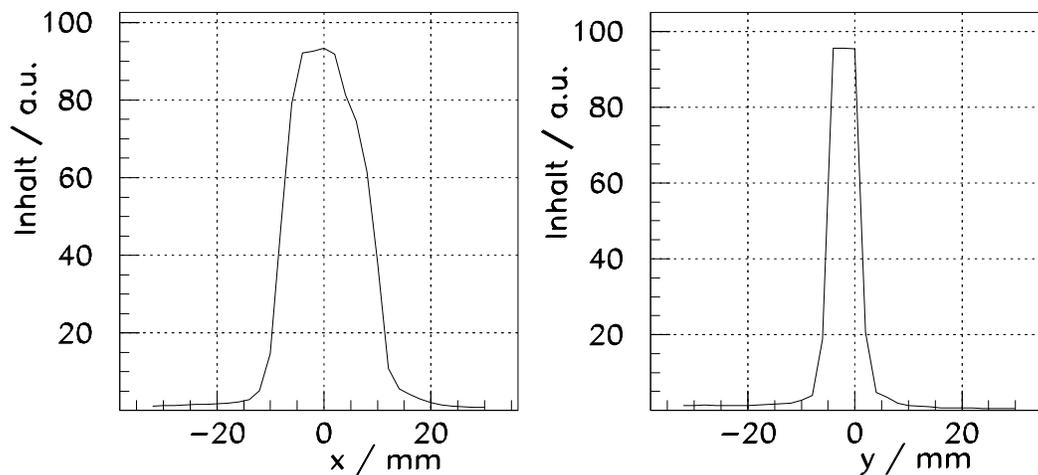


Abbildung 2.2: In einer Entfernung von ca. 3 m hinter dem Fokus während der 1. Strahlzeit aufgenommenen Strahlquerschnitte (links: horizontal, rechts: vertikal)

Die Strahlage und -intensität blieben bis auf wenige Ausnahmen stabil. Abb. 2.3 zeigt eine Momentanaufnahme der Strahlverhältnisse während der 2. Strahlzeit, wobei diese Beispiele die größten aufgetretenen Schwankungen zeigen (dabei ist ein Run einem Meßabschnitt gleichzusetzen (in der Regel ca. 2 h), währenddessen sich die strahlfreien Perioden mit den ca. $2 \cdot 10^5$ Spills (10^7 Protonen in ca. 7 s) abwechseln).

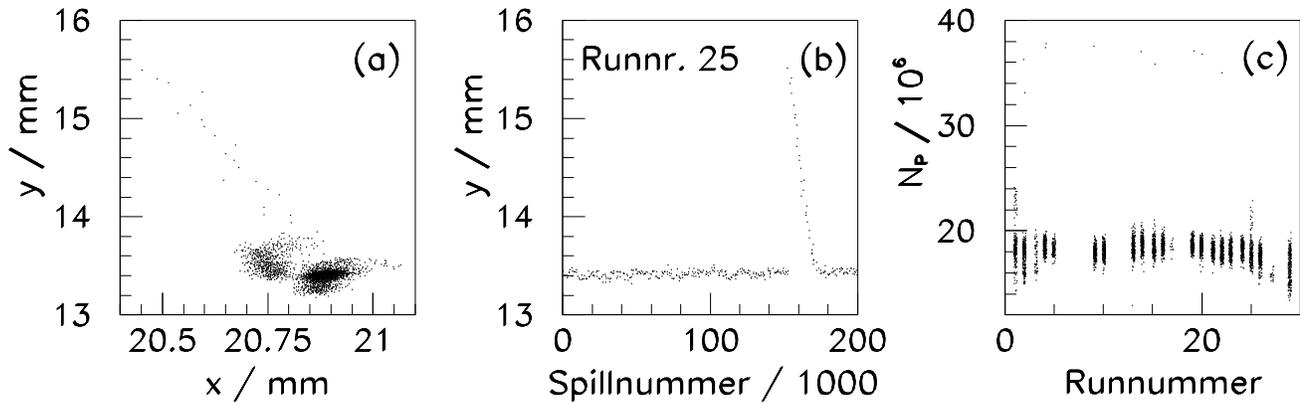


Abbildung 2.3: Strahlverhältnisse während der 2. Strahlzeit ca. 3 m hinter dem Fokus: (a) relative Strahllage, (b) relative vertikale Strahllage und deren durch einen Magnetschaden verursachte maximale Schwankung (Run Nr. 25), (c) Protonenanzahl N_p pro Spill als Funktion der Runnummer. In (a) und (b) stellt jeder der Punkte den Mittelwert aus einem Spill dar.

2.2 COSY-TOF

Ein Flugzeitspektrometer besteht im wesentlichen aus einer Start-Stopp-Detektoranordnung. Als Detektormaterial wurden organische Szintillatoren eingesetzt (BC418, BC404 der Fa. BICRON). Das darin von geladenen Ejektilen erzeugte Szintillationslicht gelangt über Plexiglaslichtleiter zu einem Photomultiplier, der es in elektrische Signale umwandelt. Der Zeitpunkt eines Szintillationsereignisses wird mittels Leading-Edge-Diskriminatoren bestimmt. Aus der Differenzbildung der Start- zu den Stoppsignalen erhält man die Flugzeit der geladenen Ejektile. Ferner liefert die Pulshöhe der aufgenommenen Signale ein Maß für den Energieverlust dE/dx .

Das COSY-TOF wurde konzipiert, um geladene Teilchen mit zugleich möglichst guter Orts- und Zeitaufösung nachzuweisen. Darüberhinaus sollte das Flugzeitspektrometer folgende Eigenschaften besitzen:

- große Raumwinkelabdeckung der vorderen Hemisphäre (nahezu 2π im Laborsystem),
- minimale Massenbelegung und somit möglichst vernachlässigbare Störung der Ejektile,
- Verarbeitung größerer Teilchenmultiplizität (< 5),
- Azimutal (φ) Symmetrie.

In der Abbildung 2.4 sind die Hauptkomponenten des COSY-TOF, die in nachfolgenden Unterkapiteln genauer beschrieben werden, dargestellt. Um die Anzahl an Streuereignis-

sen zwischen dem Primärstrahl und der Luft auszuschließen, wird die gesamte Detektoranordnung im Vakuum betrieben. Zu diesem Zweck werden die Detektoren von einem 15 mm starken Eisenschild (in der Abbildung nur zur Hälfte eingezeichnet) umhüllt. Die Strahlprotonen, die am Wechselwirkungsort gestreut werden, können die beiden Komponenten des Startdetektors (Ringe A und B) durchschlagen und erzeugen Signale entweder im Stoppdetektor, der die Polarwinkel von 3° bis zu 33° abdeckt, oder auch in den „Elastischen“ Zählern, die einen koinzidenten Nachweis der Partner der aus der elastischen Protonenstreuung stammenden und im Stoppdetektor nachgewiesenen Protonen ermöglichen.

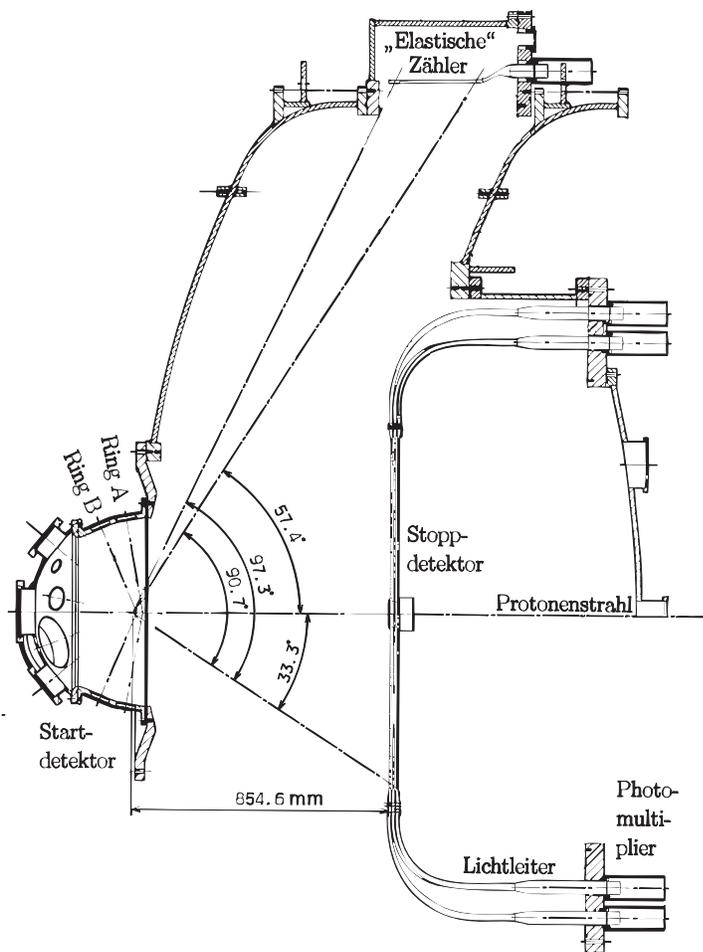


Abbildung 2.4:

Schnitt des COSY-TOF-Spektrometers entlang der Strahlachse. Von dem die Detektoren umhüllenden Eisenbehälter ist nur die obere Hälfte eingezeichnet (siehe die Beschreibung im Text).

Wie erwähnt, befinden sich das COSY-TOF und der Beschleuniger noch im Aufbau. Im Folgenden werden die existierenden und bereits bei den $pp\gamma$ -Messungen eingesetzten Komponenten einzeln beschrieben.

2.2.1 Target

Bei der Untersuchung der pp - oder der pd -Wechselwirkungen benötigt man geeignete Targetmaterialien. Hierzu wurde ein universelles Target konzipiert [NAK93, JAE92, HAS97], dessen kleine Abmessungen – nur in Verbindung mit einem gut fokussierten Protonenstrahl – den Wechselwirkungsort geometrisch definieren (Abb. 2.5).

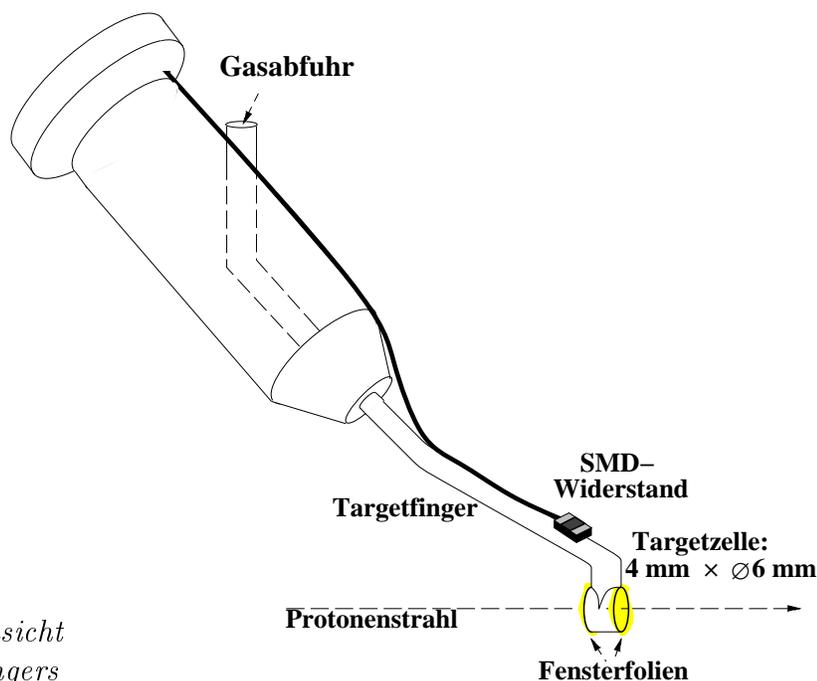


Abbildung 2.5: Ansicht des LH_2 -Targetfingers

Die Targetzelle kann flüssigen Wasserstoff (LH_2 , d. h. Protonen) oder flüssiges Deuterium (LD_2 , d. h. Deuteronen) aufnehmen. Das Herzstück des Targets stellt ein Kupferhohlzylinder dar (4 mm lang, $\varnothing = 6$ mm, Wandstärke ca. $65 \mu m$), dessen Stirnflächen mit Mylar-Folie ($C_5H_4O_2$) abgedichtet werden. Die Dicke der Folien stellt einen Kompromiß zwischen der mechanischen Haltbarkeit und der Massenbelegung, die zu unerwünschten Reaktionen mit dem Primärstrahl führt, dar. Wegen des kleinen Targetzellendurchmessers konnte während der 1. Strahlzeit eine ca. $2 \mu m$ und während der 2. Strahlzeit sogar eine ca. $0,9 \mu m$ dünne Folie verwendet werden. Während der Messung schlagen sich Restgaspartikel (O_2 , N_2) auf den Fensterfolien nieder, was zu ungewünschten „Untergrundreaktionen“ führt. Die so aufwachsende Eisschicht muß verdampft werden. Um dies zu bewerkstelligen, wird die Targetzelle in Abständen von einigen Stunden lokal mit Hilfe eines SMD-Widerstandes erhitzt [HAS97], was eine vernachlässigbare Unterbrechung des Meßvorganges bedeutet. Die Dampfdruckdaten der eingesetzten Materialien sind in Tab. 2.2 und die thermodynamischen Eigenschaften von LH_2 in Abb. 2.6 dargestellt.

| Material | Temperaturarbeitspunkt bei $p=200 \text{ mbar}$ | Dichte [g/cm^3] |
|-----------------|--|-----------------------------------|
| LH ₂ | 15,83 K | 0,07528 |
| LD ₂ | 19,10 K | 0,17324 |

Tabelle 2.2: Dampfdruckdaten der Targetmaterialien

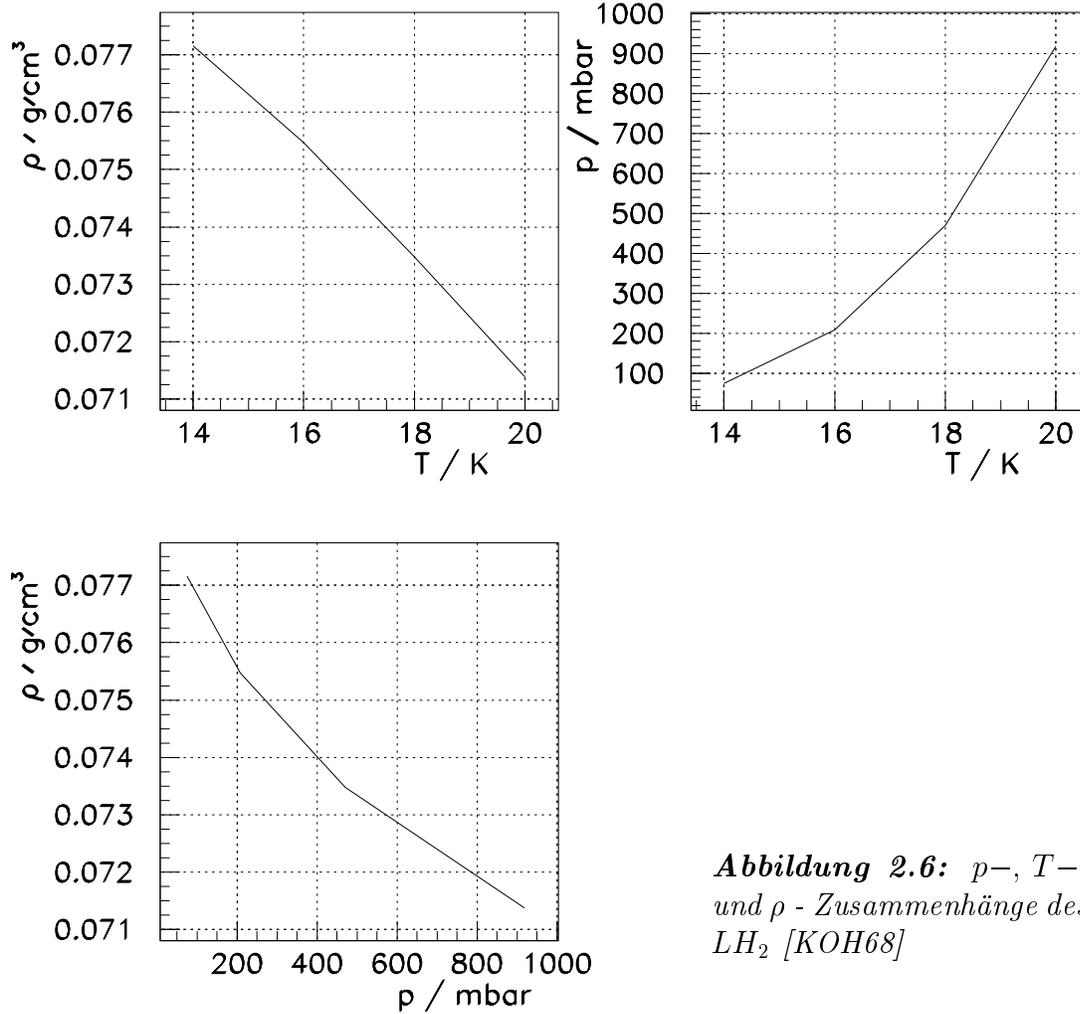


Abbildung 2.6: p -, T -,
und ρ - Zusammenhänge des
LH₂ [KOH68]

2.2.2 Bleitarget

Um das COSY-TOF in kurzer Zeit mit hoher Protonenanzahl großflächig zu bestrahlen und auf diese Weise zu kalibrieren, wurde während der 1. Strahlzeit ein Bleitarget eingesetzt (Abb. 2.7). Die darin auf Grund der Coulomb-Vielfachwechselwirkung unter dem mittleren Winkel [RPP94]

$$\bar{\vartheta} = \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta c p_S} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0,038 \ln\left(\frac{x}{X_0}\right) \right) \quad (2.1)$$

mit den Größen

- $\bar{\vartheta}$: mittlerer Streupolarwinkel,
- p_S : Strahlimpuls,
- β, c : Teilchen-, bzw. Lichtgeschwindigkeit,
- z : Ladungszahl des Projektils ($z_p = 1$),
- x : Targetdicke,
- X_0 : Strahlungslänge, Blei: $X_0 = 5,6 \text{ mm}$,

gestreuten Protonen haben annähernd gleiche Geschwindigkeiten (s. S. 51 ff.) und eignen sich somit hervorragend zur Bestimmung des Energieverlustes der Protonen in den Detektorkomponenten.

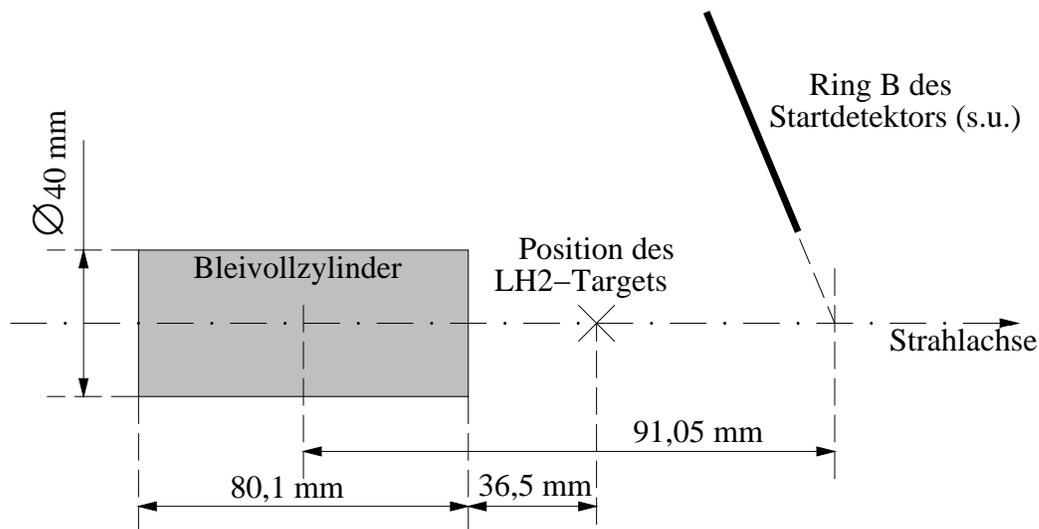


Abbildung 2.7: Maße und Position des Bleitargets

Auf Grund eingehender Untersuchungen mit Hilfe des Monte Carlo-Softwarepakets *Las Vegas* (s. S. 57) und des darin implementierten INC-Codes[†] [ZIE] wurde die Dicke von 80 mm gewählt.

[†]INC: Internucleare Cascade

2.2.3 Startdetektor

Die Information über den Startzeitpunkt einer physikalischen Reaktion liefert ein sich direkt (19 mm) hinter dem Target befindlicher Startdetektor. Das COSY-TOF bietet die Möglichkeit, experimentspezifische Startdetektoren einbauen zu können. Da bei der $pp \rightarrow pp\gamma$ -Reaktion das ungeladene γ nicht direkt, sondern über die Rekonstruktion seines Viererimpulses nachgewiesen wird, kommt es in besonderer Weise darauf an, die Impulse der beiden Protonen mit hoher Präzision zu messen. Die zu erreichende Zeitauflösung muß besser als 300 ps sein, die Massenbelegung durch die Szintillatoren darf aber kaum Kleinwinkelstreuung zulassen. Daher stellt das Konzept des Startdetektors einen Kompromiß zwischen der erreichbaren Zeitauflösung und der Materialdicke dar. Ferner sollte möglichst früh eine erste Selektion der Ereignisse vorgenommen werden können. Der am Forschungszentrum Rossendorf gebaute Startdetektor [SCH94b, SCH95] ist 16-fach in der azimuthalen (φ) und zweifach in der polaren (ϑ , Ring A-Ring B) Richtung segmentiert (Abb. 2.8). Die $0,5\text{ mm}$ dicken Szintillatorelemente (Material: BC418, Fa. BICRON) des äußeren Rings B sind überlappend angeordnet, um eine lückenlose Raumabdeckung zu erreichen.

Um Reaktionen des Primärstrahls mit den Detektorelementen zu vermeiden, betrug das innere Loch des Rings A bei der 1. Strahlzeit 2 mm und während der 2. Strahlzeit $2,5\text{ mm}$. Die genauen Maße sind in Abb. 2.9 angegeben.

Das in den Szintillatoren erzeugte Licht wird über Hohllichtleiter (mit Aluminium innen bedampfte Niob-Hohlzylinder) von XP2020 Photomultipliern nachgewiesen.

2.2.4 Stoppdetektor

Die Information über die Flugzeit der Reaktionsprodukte erhält man aus der Differenz der Stopp- und Startzeitpunkte. Um möglichst hohe Ejektilmultiplizitäten verarbeiten zu können, besteht der Stoppdetektor aus drei je 6 mm voneinander entfernten segmentierten, ca. 5 mm dicken Szintillatorlagen (BC404, Fa. BICRON) (Abb. 2.10):

- 1. Lage: 48 gerade Streifen, Nr. 0-47 („Pizzas“ oder „Qg“),
- 2. Lage: 24 linksgewundene Streifen, Nr. 48-71 („Bananen“ oder „Ql“); der Form einer Archimedischen Spirale ($r = \text{const} \cdot \varphi$) folgend,
- 3. Lage: 24 rechtsgewundene Streifen, Nr. 72-95 („Bananen“ oder „Qr“).

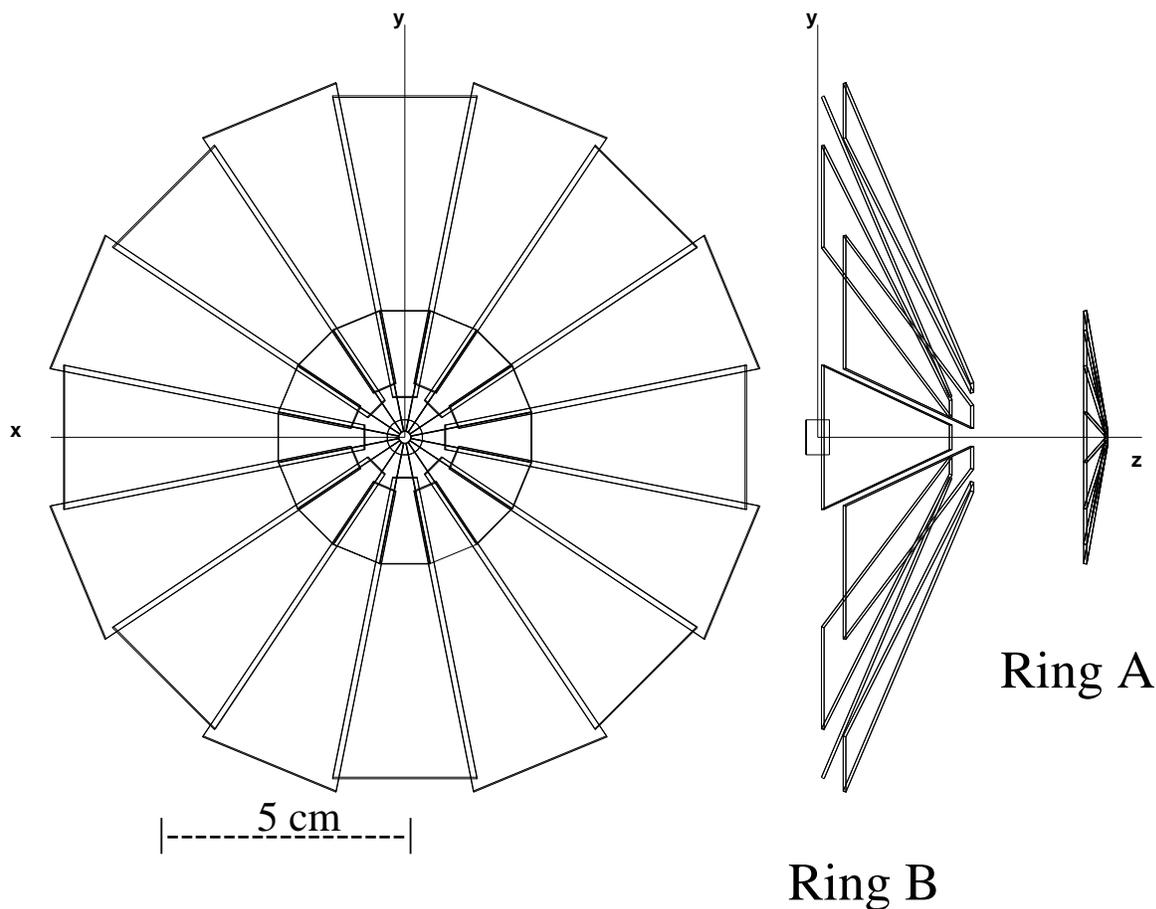


Abbildung 2.8: Vorder- und Seitenansicht der Szintillatoranordnung im Rossendorfer Startdetektor [NAU96]

Das „verquirlte“ Aussehen des Stoppdetektors gab ihm seinen Namen: Quirl ($r_{min} = 42\text{ mm}$, $r_{max} = 580\text{ mm}$). Er war während der beiden Meßperioden in einem Abstand von 875 mm vom Target aufgestellt, so daß er $16,53\%$ der vorderen Hemisphäre des Laborsystems abdeckte ($\vartheta_{min} = 3^\circ$, $\vartheta_{max} = 33^\circ$). Der Abstand Target-Quirl von 875 mm stellt ein Optimum hinsichtlich guter Zeitauflösung und genügender Akzeptanz dar.

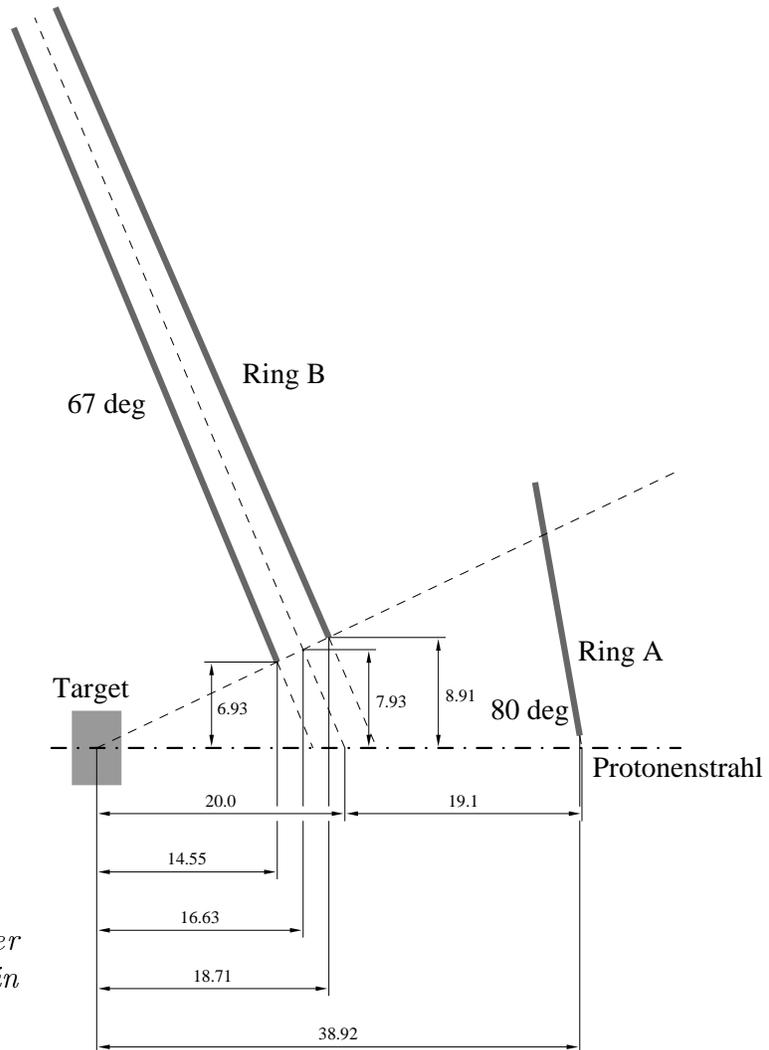


Abbildung 2.9: Maße der Startzintillatoren (Angaben in mm) [ZIE]

2.2.5 Zusatzdetektoren

Neben den Hauptkomponenten (Start- und Stoppdetektor) des COSY-TOFs wurde eine Reihe weiterer Detektoren eingesetzt, um die Strahllage und die Strahlintensität genau zu bestimmen und eine absolute Normierung der Meßdaten zu ermöglichen.

Vetodetektoren

Wie bereits erwähnt, wird versucht die von Haloteilchen induzierten Ereignisse mit Hilfe der Vetodetektoren zu unterdrücken. Es wurden drei nach der Größe bzw. den Konstrukturen benannte Vetodetektoren eingebaut, um den Strahlfokus zu definieren:

- „Big Veto“: eine aus fünf großflächigen Szintillatoren bestehende Anordnung, die ca. 2 m vor dem Target die beim Extraktionsvorgang aus dem Strahlrohr herausgetretenen Protonen nachweist,

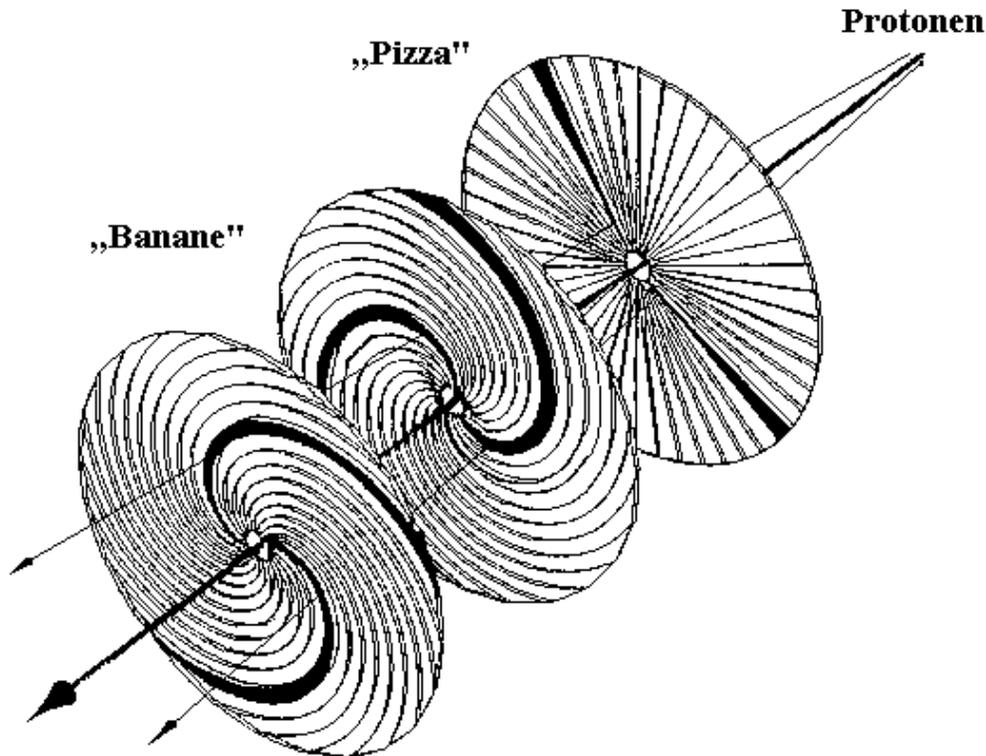


Abbildung 2.10: Aufbau des Quirldetektors; von Ejektilen getroffene Szintillatoren sind schwarz eingefärbt. Die Überlagerung der getroffenen Streifen ergibt die Auftrefforte (Pixel) der Teilchen.

- „Molnar Veto“: das Innere des Strahlrohrs ($\varnothing 100 \text{ mm}$) ausfüllender, 5 mm dicker Szintillator (ausgelesen von einem XP2020 Multiplier) mit einem Loch von 8 mm (5 mm) bei der 1. (2.) Strahlzeit,
- „Hassan Veto“: ein unmittelbar ca. 10 mm vor dem Target angebrachtes $0,5 \text{ mm}$ -dickes Szintillatorscheibchen (ebenfalls von einem XP2020 Multiplier ausgelesen) mit einem Außendurchmesser von 15 mm und zentralen Löchern von bis zu 2 mm .

Ein Szintillationsdetektor hat stets eine kleinere Nachweiswahrscheinlichkeit als 100%. Angesichts des Halo des Primärstrahles und der daraus sich ergebenden Wechselwirkungsrate mit den Vetodetektoren von bis zu 10^6 s^{-1} stellt der Aufbau eine mögliche Untergrundquelle dar. Daher ist der Einsatz insbesondere des „Hassan“-Vetos fraglich. Die Klärung kann nur ein Vergleich des Zustandes mit und ohne Vetodetektor bringen.

Rubinkristall

In der Anfangsphase jeder Meßperiode muß der Protonenstrahl auf das Target fokussiert werden. Es hat sich als sehr nützlich erwiesen, einen Rubinkristall in Verbindung mit einer

CCD-Kamera zu verwenden. Der Rubin, der bei der Bestrahlung mit hochenergetischen Protonen sichtbares Licht emittiert, befindet sich unmittelbar ca. 20 mm vor dem Target. Ab einer Strahlintensität von ca. $10^5\text{ s}^{-1}\text{mm}^{-2}$ Protonen läßt sich der Strahlfleck mit der Kamera beobachten [ROG96].

PAD-Detektor

Der geplante weitere Ausbau des COSY-TOF sieht weitere aktive Komponenten vor, deren Größe den Abstand des Quirls vom Target auf mehrere Meter erhöhen. Um bei dem kurzen Quirl-Target-Abstand Teilchen unter kleinen Winkeln nachweisen zu können, wurde zu den Meßzeiten das Quirlinnenloch von $r = 42\text{ mm}$ mit dem PAD-Detektor ausgefüllt, welcher aus in zwei Ringen angeordneten Szintillatorsegmenten (äußerer Ring: acht Segmente; innerer Ring: vier Segmente, ausgelesen von einem R5600 Photomultiplier) besteht. Das Aussehen des PAD-Detektors (Abb. 2.11) gab ihm seinen Namen[‡].

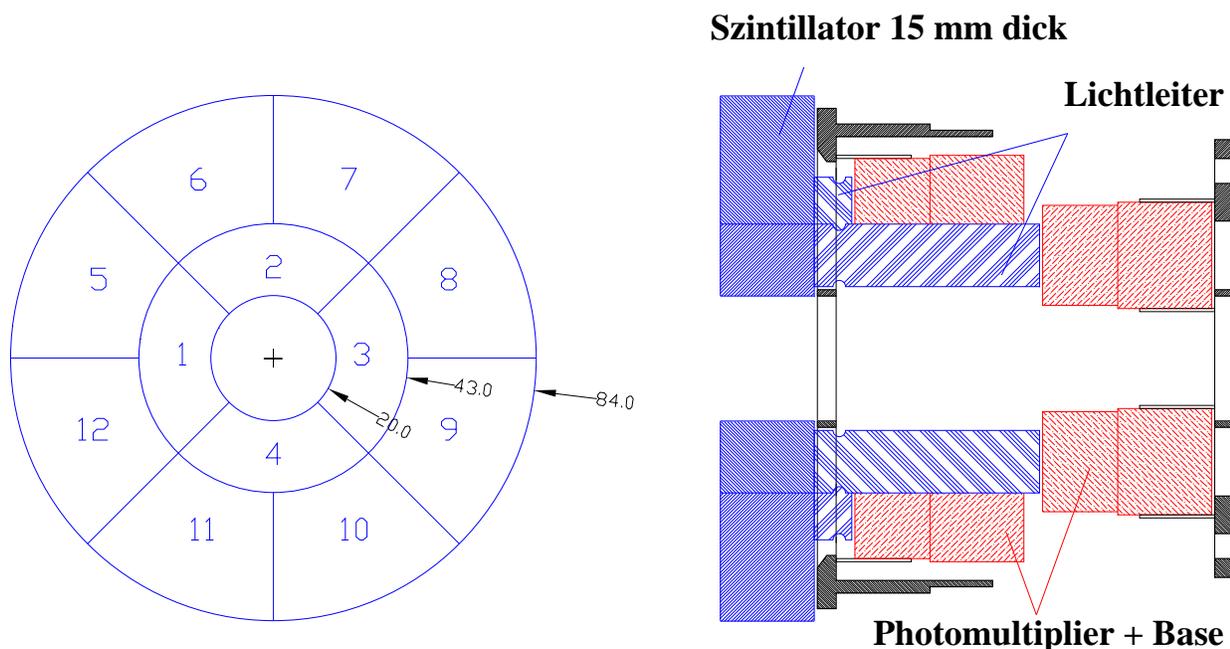


Abbildung 2.11: Schema des PAD-Detektors

Beamhodoskop

Um eine grobe Strahlintensitätsmessung vorzunehmen sowie die Strahlage und den Strahlquerschnitt zu bestimmen, befindet sich im Strahlengang ca. 3 m hinter dem Target ein $32 \times 32\text{ mm}^2$ oder wahlweise ein $64 \times 64\text{ mm}^2$ großer Detektor, bestehend jeweils

[‡]PAD: im engl. Polster, Block

aus zwei gekreuzten Lagen mit je 16 (bzw. 32) rechteckigen $2 \times 2 \text{ mm}^2$ dicken, szintillierenden Fasern (BCF12, Fa. BICRON), die von 16-fach Photomultipliern (R4760, Fa. Hamamatsu) ausgelesen werden [SCH94a, DEL96].

„Elastische“ Zähler

Die Qualität der Angabe eines Wirkungsquerschnittes hängt von der Genauigkeit der Kenntnis der Luminosität ab. Die Information über die Luminosität wurde aus der Messung des bereits bekannten Wirkungsquerschnitts der elastischen Protonenstreuung $pp \rightarrow pp_{el}$ gewonnen. Die Ejektile der elastischen Protonenstreuung weisen eine feste Polarwinkelkorrelation auf. Der notwendige Raumwinkel, um beide Ejektile der elastischen Protonenstreuung nachweisen zu können, wurde vom Stoppdetektor (Quirl) nicht abgedeckt (s. S. 22).

Die Aufnahme des $pp \rightarrow pp_{el}$ -Kanals erforderte daher besondere Maßnahmen. Im Rahmen vorliegender Arbeit wurden nebeneinander vier 6 mm dicke Szintillationszähler (Abb. 2.12, Abb. 2.13) in den bereits bestehenden Aufbau integriert, so daß die aus der elastischen Streuung stammenden Protonen in Koinzidenz nachgewiesen werden konnten.

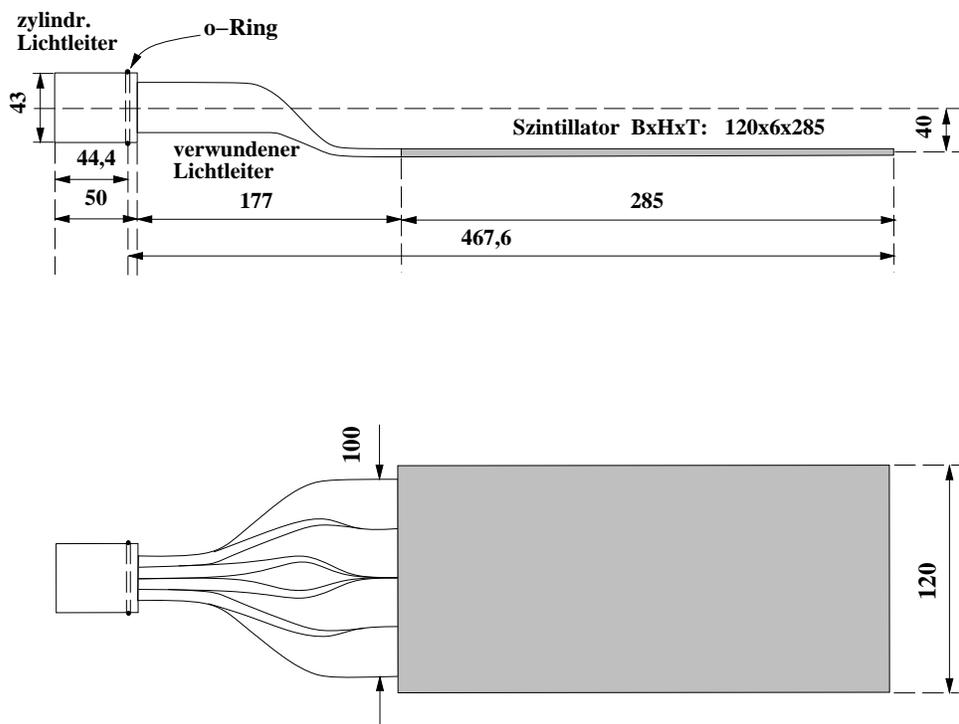


Abbildung 2.12: „Elastischer“ Zähler

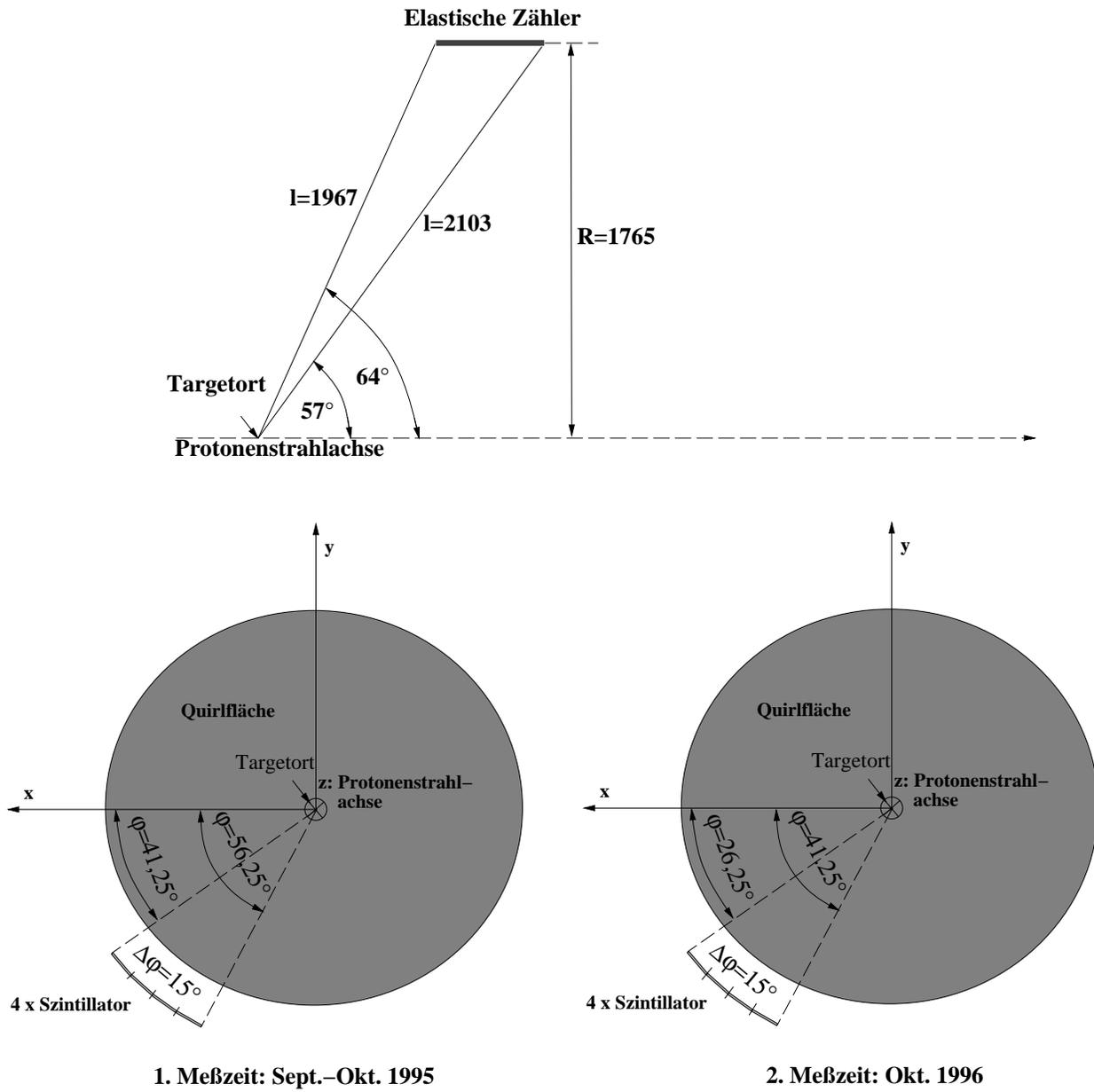


Abbildung 2.13: Lage der „Elastischen“ Zähler bzgl. des Quirls (Angaben in mm)

2.3 Datenaufnahme

Die Erstellung und die Betreuung der Programme zur Datenaufnahme für das COSY-TOF Experiment war Gegenstand mehrerer Arbeiten [BRA92, RIN92, RIN93, RIN95, BRA94, STE94]. Das Kernstück der Hardware (Abb. 2.14) stellt ein Mikrocomputer Eltec Eurocom 6* (kurz „E6“) mit einem 68030-Motorola Prozessor und einer 32-bit breiten VME[†]- VSB/VDB[‡]-Verbindung zu den Fastbus und CAMAC Modulen dar. Das OS/9-Betriebssystem garantiert eine feste Reaktionszeit auf ein Interrupt. Das Subevent-building wird auf der Fastbus-Seite von AEB-Mastern[§] und auf der CAMAC-Seite von Controllern[¶] übernommen.

Ein im Szintillator des COSY-TOF erzeugtes Signal durchläuft folgende Stufen:

- Lichtleitung über Plexiglaslichtleiter bis zum Photomultiplier,
- Umwandlung der Lichtpulse in elektrische Signale im Photomultiplier,
- Signalleitung zur Front End Elektronik (Abb. 2.14) über RG213/U (5 ns/m) bzw. im Fall der Startdetektormodule über Aircom-Kabel, die sich durch ihre relativ kurze Signallaufzeiten auszeichnen (4 ns/m),
- aktives Splitting im ZEL^{||}-Diskriminator; das analoge und eines der digitalen Signale gelangen über ein Delay direkt zum QDC^{**} bzw. zum TDC^{††},
- Kombination restlicher Diskriminatorausgänge, u. a. werden anschließend das Common-Stop-Signal^{‡‡}, logische Verknüpfungen der Mehrfachtreffer im TOF, der Trigger (s. u.) uvm. aufgebaut.

Das Auslesen der Front End Hardware sowie die Archivierung der Daten auf den Magnetbändern (Exabyte) bewerkstelligt die in Bochum weitgehend modifizierte, in der Programmiersprache C verfaßte TDAS*-Software [LIN91, RIN92, RIN95, BRA94]. U. a. ermöglicht TDAS eine Verwaltung von experimentspezifischen Parametern (Hochspannung, Schwellen) sowie eine bequeme Programmierung des Triggers. Der maximal erreichbare Datendurchsatz bei der Benutzung eines Exabyte-Laufwerks liegt typischerweise bei

*Taktfrequenz: 25 MHz, Hauptspeicher: 8 MB

†VME: **V**ersabus **M**odule **E**uropa

‡VSB: **V**ME **S**ubsystem **B**us, VDB: **V**ME **D**ifferential **B**us

§AEB: **A**leph **E**vent **B**uilder, STR501, Fa. Struck

¶STR610/CBV oder STR611/DMS, Fa. Struck

||Eigenbau des ZEL: **Z**entrales **E**lektronik **L**abor der KFA Jülich; der 16-Kanal-Diskriminator Leading Edge (LED) verfügt über einen analogen und zwei digitale ECL (**E**mitter **C**oupled **L**ogik)-Ausgänge, ferner besitzt er einen Multiplizitäts- und einen Fast-Or Ausgang aber keinen Testeingang

**Philips 10C2, 10 Bit Fastbus-QDC mit 32 Kanälen

††Philips 10C6, 10 Bit Fastbus-TDC (100 ps/bin) mit 32 Kanälen

‡‡Die 10C6-TDCs werden im Common-Stop-Mode (d. h. der Zeitmessungen in allen 32 Kanälen eines TDCs liegt ein gemeinsames Stoppsignal zugrunde) betrieben

*TDAS: **T**emporary **D**ata **A**cquisition **S**ystem

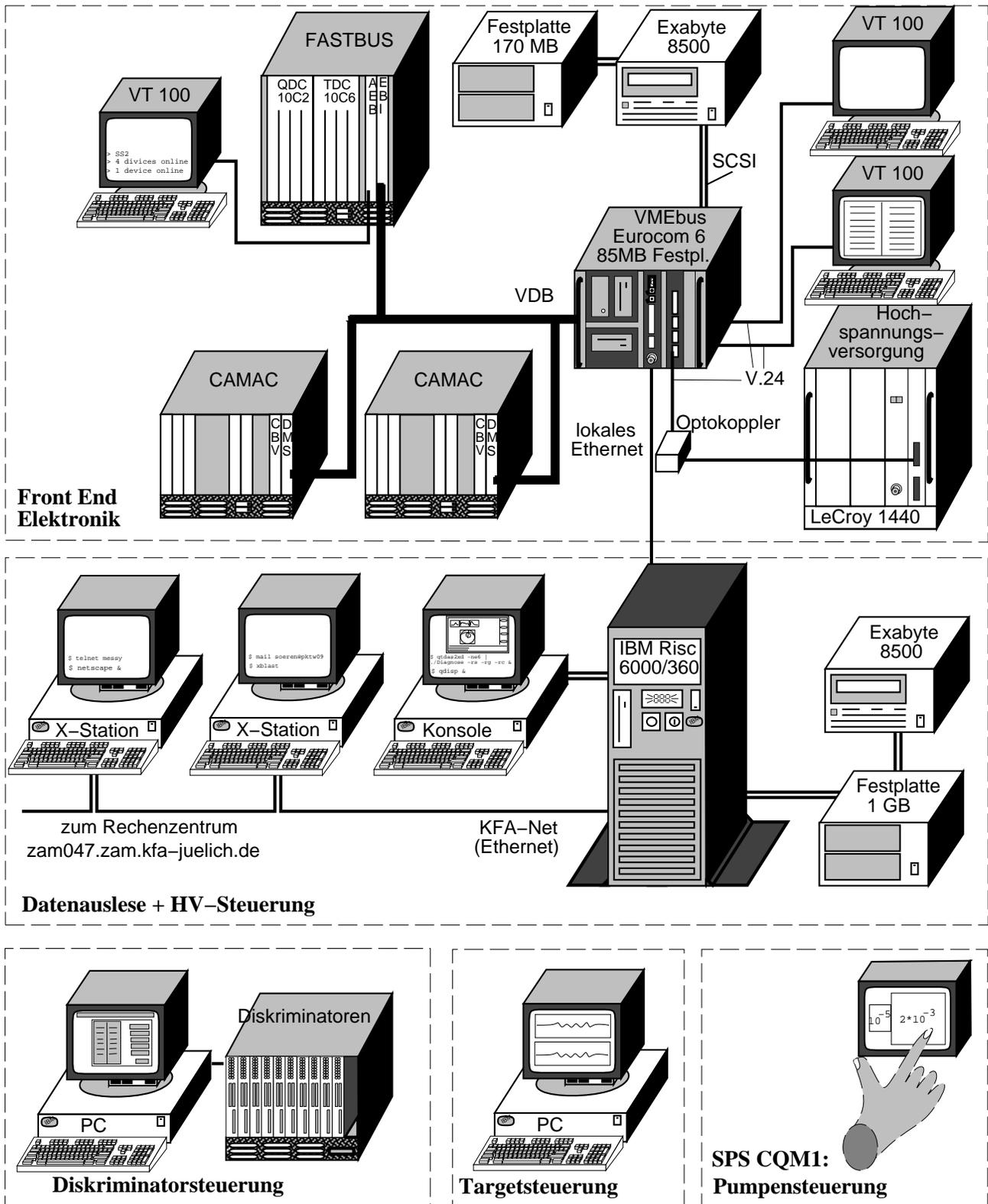


Abbildung 2.14: Steuerungs- und Datenausleseschema des Flugzeitspektrometers

450 kB/s . Damit lassen sich ca. 1000 Ereignisse/ s aufnehmen.

Ein Ethernet-Interface zu IBM-RISC Rechnern ermöglicht die ständige Kontrolle des Experiments.

Triggeraufbau

Während der Strahlzeit ist es nicht sinnvoll, beliebig viele Ereignisse zu speichern, da die meisten weder eine interessante physikalische Aussage beinhalten, noch könnte die angesammelte Datenmenge in angemessener Zeit bewältigt werden. Es muß daher bereits während der Experimentlaufzeit (on-line) eine Auswahl getroffen werden. Hinter dem Begriff des Triggers verbirgt sich die Art und Weise, wie die Detektorsignale verarbeitet werden. Diese meist komplizierte elektronische Verschaltung ist auf die Suche gewünschter Signalmuster ausgelegt, die einzelnen physikalischen Reaktionen zugeordnet werden.

Zur Mustererkennung werden unterschiedliche Informationen herangezogen. Im Falle einer Dreiteilchen-Reaktion bietet die Teilchenmultiplizität im Ausgangskanal das einfachste Kriterium. Wie in Abb. 2.15 dargestellt, ermöglichen Stromsummenausgänge $\Sigma(I)$ des ZEL-Diskriminators, die Teilchenmultiplizität zu ermitteln, indem im dahinter geschalteten Diskriminator unterschiedliche Schwellen gesetzt werden.

Auf diese Weise läßt sich die Teilchenzahl sowohl im Startdetektor als auch in allen drei Lagen des Quirls (Qg, Ql, Qr) bestimmen.

Im Falle eines $pp\gamma$ -Triggers bewirken im Idealfall die beiden geladenen Teilchen je zwei Einträge im Start- und Stoppdetektor. Um die Datenmenge nicht zu restriktiv zu beschneiden, lagen beiden Strahlzeiten bei der Verschaltung des $pp\gamma$ -Triggers die Forderungen

- mindestens ein Treffer im Startdetektor und
- mindestens zwei Treffer in mindestens zwei der drei Quirlagen (Qg, Ql, Qr)

zugrunde.

Andere Triggerzweige erforderten weitere Bedingungen: Z. B. wurde zur Auslösung eines auf die elastische Protonenstreuung sensitiven Triggersignals neben je einem Eintrag im Start- und Stoppdetektor zusätzlich mindestens ein Eintrag in einem der vier Elastischen Zähler gefordert.

Außerdem wird aus den FOR-Ausgängen[†] der ZEL-Diskriminatoren des Startdetektors ein schnelles Timing-Signal gewonnen, das in allen folgenden Koinzidenzstufen zeitbestimmend ist (Abb. 2.15) und letztlich als Common Stop genutzt wird.

Mit Hilfe von ECL-Logik-Stufen werden die Multiplizitäten zu unterschiedlichen Triggern und deren Kennzeichnung (Pattern) sowie zugehörigen Aufnahme Fenstern (Gates und Inhibit-Signalen) verschaltet [STE97, BRA95b, BÖH94].

[†]FOR: Fast OR

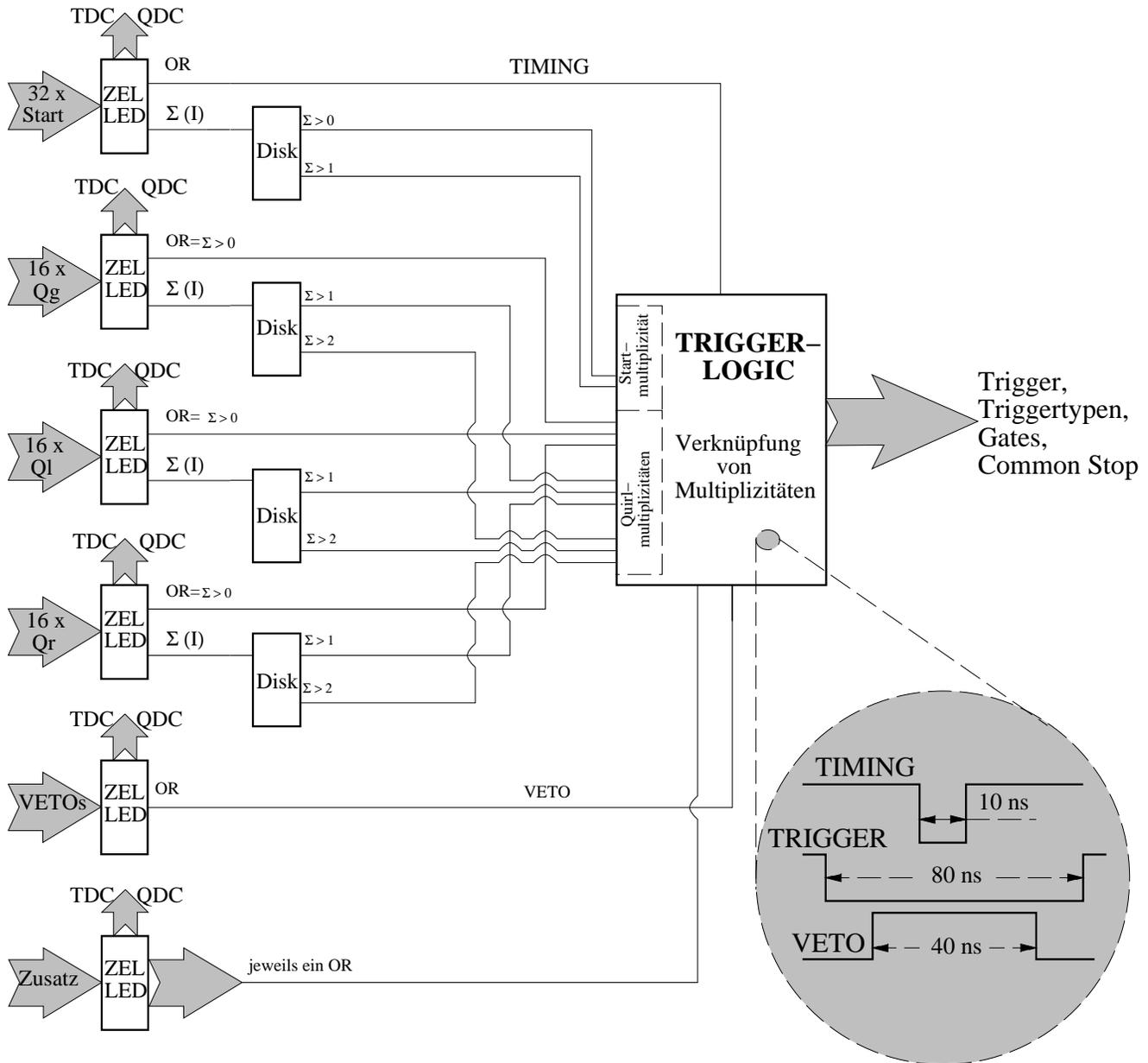


Abbildung 2.15: Triggeraufbauschema

Der Einsatz eines auf MLU-Stufen[‡] basierenden Triggers befindet sich in Vorbereitung [BRA95b].

On- und Offline Analysesoftware

Um den Programmieraufwand zu minimieren, ist es vorteilhaft, wenn sowohl die Online-, Offlineauswertungen[§] der Meßdaten als auch die Betrachtung von Monte Carlo Daten mit *derselben* Software abgedeckt werden.

Am COSY-TOF wird dies durch die Anwendung des in C++-geschriebenen XD[¶]-Softwarepakets [STE94, GAS92] bewerkstelligt. Die von der E6 stammenden Daten im TDAS-Format werden durch das `tdas2xd`-Programm ins XD-Format verwandelt und in gewünschte Spektren durch das `Sorter`-Programm *insortiert* und visualisiert. Der Benutzer hat einen uneingeschränkten Zugriff auf die Daten und kann dem Datenstrom sogar eigene, kalibrierte Daten hinzufügen. Ferner steht dem Nutzer ein Hitdisplay zur Verfügung, das eine visuelle Ereignisbegutachtung ermöglicht.

Die Abb. 2.16 zeigt ein spezifisches Display der Meßdaten.

2.4 Laserkalibrierungssystem

Einen umfangreichen Teil der Arbeit nahmen der Bau und die Instandhaltung des Laserkalibrierungssystems ein.

Das Kernstück des in mehreren Jahren erarbeiteten Konzepts [HER93a, HER93b, LOK94, HER94] bildet ein Laser (LN 120C, Fa. Laser Photonics, in Deutschland vertrieben über Fa. ATOS). Dessen UV-Licht ($\lambda = 137,2 \text{ nm}$, Pulsdauer 300 ps FWHM) wird zum TOF über Lichtwellenleiter ($\varnothing = 1 \text{ mm}$, Fa. Ceram Optec, Bonn) geleitet, wo es verteilt und über $\varnothing 200 \mu\text{m}$ -Lichtwellenleiter den einzelnen TOF Segmenten zugeführt wird (Abb. 2.17).

Das UV-Licht setzt in den Szintillatoren den Wellenlängenschiebe-Mechanismus in Gang, wodurch die von den Reaktionsteilchen stammenden Lichtblitze nachgeahmt werden. Das vergleichbare zeitliche Verhalten ermöglicht die Funktion der Ausleseelemente (Szintillatoren, Klebungen, Lichtleiter, el. Signalübertragung, Ausleseelektronik, Software) zu überprüfen und eine grobe Voreinstellung der Triggerlogik bereits ohne Strahlteilchen zu bewerkstelligen.

Darüberhinaus läßt sich ein relativer Zeitabgleich der einzelnen Szintillatorsegmente auf besser als 1 ns vornehmen.

Die Funktion des Lasers selbst wird mit einem Referenzsystem überwacht. Eine ^{241}Am α -Quelle bestrahlt dabei einen kleinen Szintillator eines vergleichbaren Typs wie die Szintillatoren des TOFs (BICRON 408, NE 210), dessen Licht von einem XP2020 Multiplier

[‡]MLU: Memory Lookup Unit; diese Module ermöglichen die Kenntnis über eine physikalische Reaktion (z. B. Kinematik) in Muster, die auf die Detektorkanäle abgebildet werden, schnell (unter 40 ns) umzusetzen.

[§]Online: während einer Meßperiode, meist grob vorgenommene Auswertung, Offline: eine dedizierte und detaillierte Untersuchung der auf Magnetband gespeicherten Daten

[¶]XD: X-Display (UNIX-spezifischer Jargon)

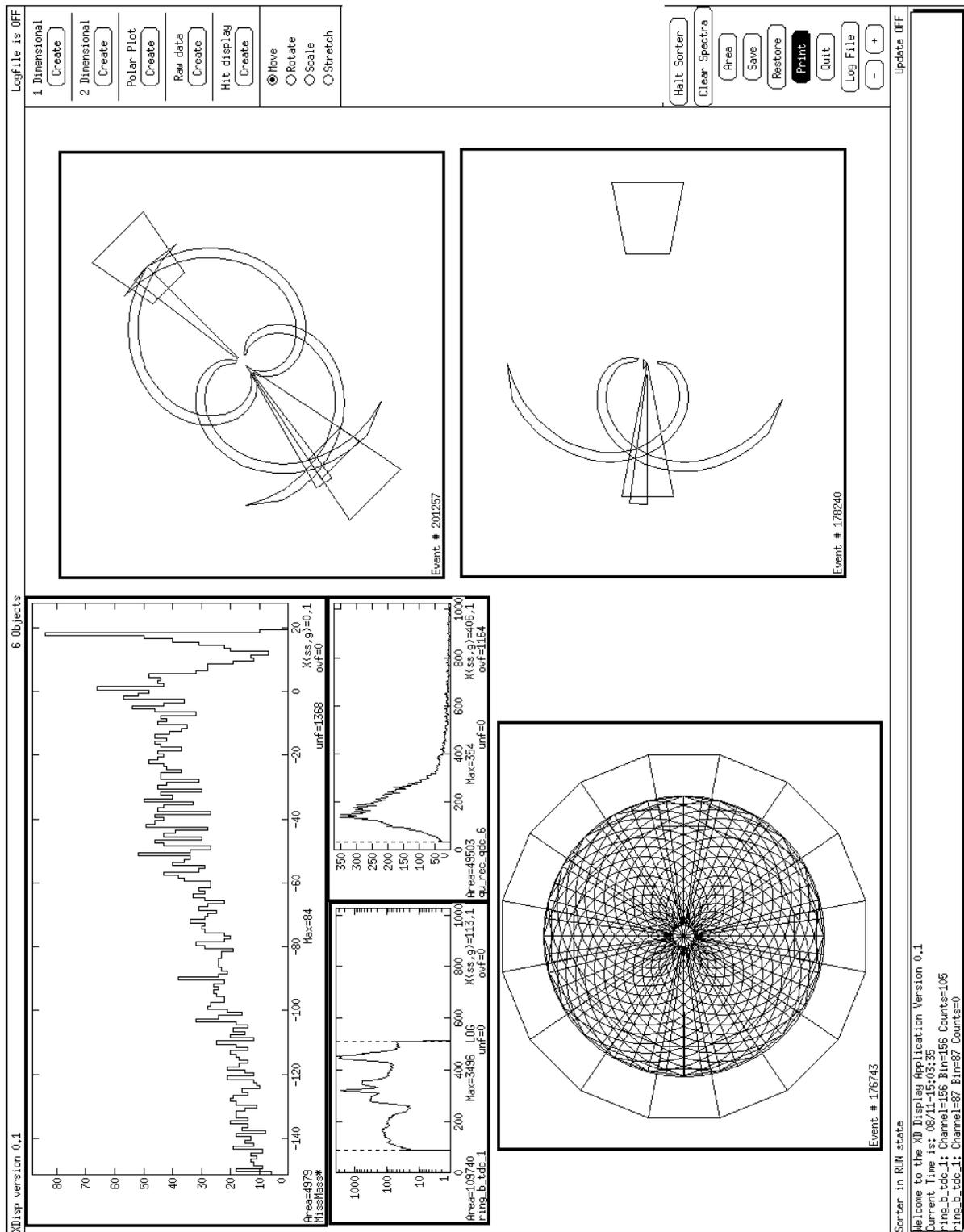


Abbildung 2.16: Darstellung der benutzten Off- und Online Daten-Visualisierung: oben links Missing Mass-Spektrum (s. S. 59), mitte links ein TDC- und ein QDC-Spektrum, oben rechts potentielles $pp\gamma$ -Ereignis, unten rechts potentielles pp_{e1} -Ereignis, unten links Hitdisplay eines Kalibrierungsereignisses (alle Detektorkomponenten wurden angesprochen)

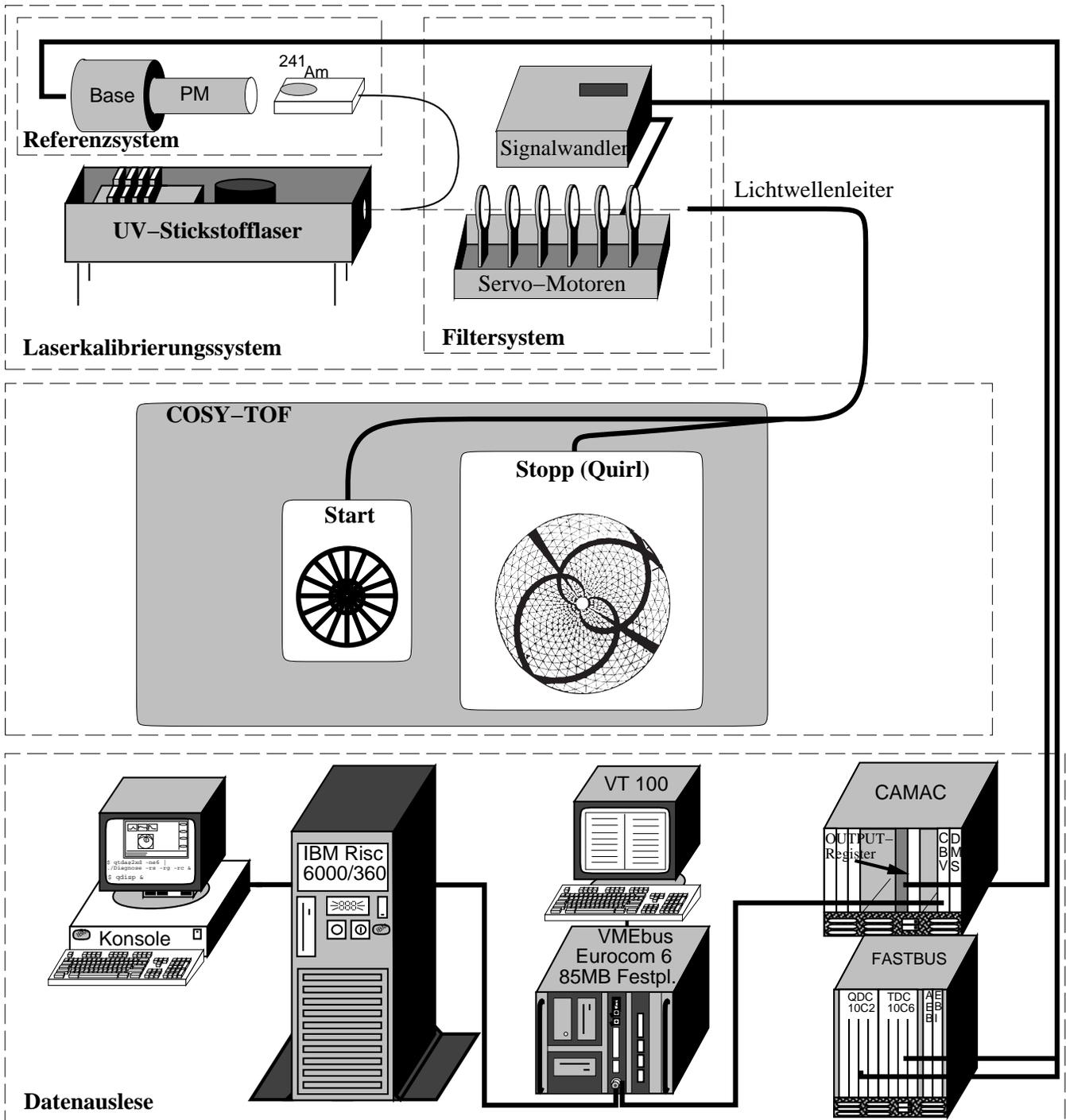


Abbildung 2.17: Das Laserkalibrierungssystem

nachgewiesen wird. Die Intensität des so erzeugten Szintillationslichts wird mit derjenigen verglichen, die von den Laserpulsen stammt. Etwaige Langzeitschwankungen der Laserintensität lassen sich durch die Betrachtung des Quotienten der beiden Informationen feststellen. Eine diesbezügliche Korrektur der zum TOF geleiteten Lichtintensität wird mit Hilfe einer Filteranordnung vorgenommen. Sechs Filter aus 2 mm dickem Flintglas mit Transmissionskoeffizienten von ca. 85% (Abb. 2.18) werden dazu durch Servo-Motoren bewegt.

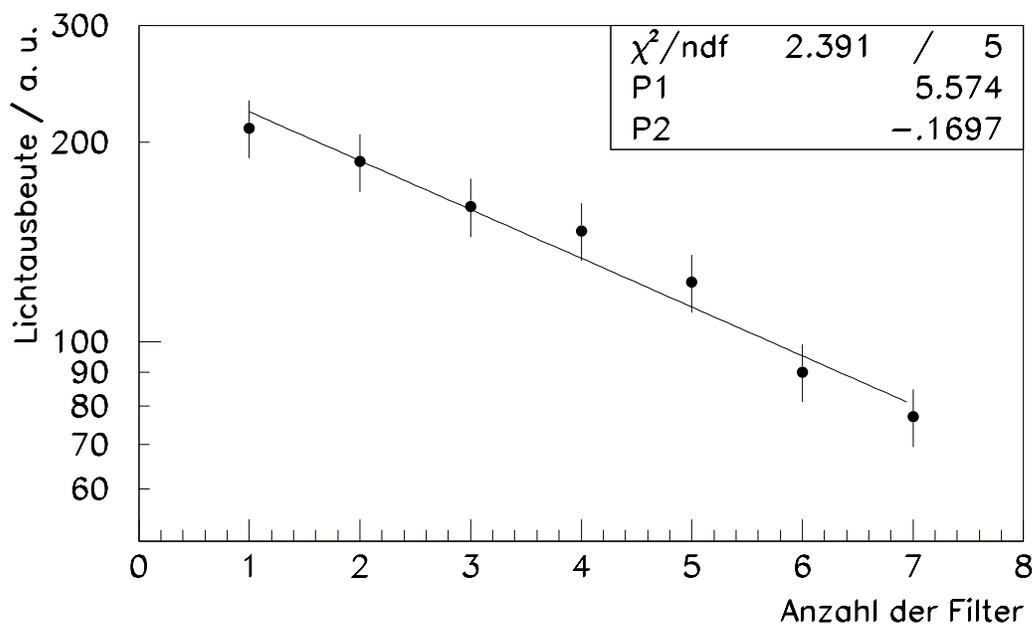


Abbildung 2.18: Transmission der UV-Filter. An die Meßdaten wurde die Funktion $f(x) = \exp(P_1 + P_2x)$ gefittet. Als Fehlerbalken wurde das 2. Moment aufgetragen.

Die Filtersteuerung erfolgt über ein CAMAC-Outputregister und nach anschließender Umwandlung der NIM- in pulslängenmodulierte Signale in einem separaten Eigenbau-Interface. Dadurch ist ein steter Zugriff auf die Filter während des Experimentes möglich. Ferner durchlaufen die Referenzsignale nicht einen Leading Edge (LE) Diskriminator, wie es im Falle der TOF-Hauptkomponenten geschieht, sondern werden in einem Constant Fraction (CF) Diskriminator verarbeitet. Die so gewonnene Zeitinformation ist von der Pulshöhe weitgehend unabhängig und kann für Kalibrierungen als Common-Stop Signal genutzt werden. Wird unter Benutzung des Filtersystems Laserlicht unterschiedlicher Intensität in das TOF eingekoppelt, weisen alle Startsignale eine dem LE-Diskriminator eigene Schwankung auf (Walk, s. Abb. 3.2), während das Common-Stop Signal stabil bleibt. Auf diese Weise kann der Walk aller relevanter TOF Zweige gemessen und als Korrekturinformation der Bestimmung von Flugzeiten zugrunde gelegt werden.

Kapitel 3

Kalibrierung des Detektors

Die Messung mit dem COSY-TOF-Spektrometer beinhaltet die Aufzeichnung des Energie-deposits der im Szintillatormaterial nachgewiesenen Teilchen (Pulshöhen) und insbesondere deren Flugzeit.

Das COSY-TOF-Spektrometer ist konzipiert worden, um die Reaktionsteilchen, trotz deren Nachweises, möglichst wenig zu stören. Daher beträgt die Dicke der aktiven Start-detektorsegmente lediglich $0,5\text{ mm}$, während die Quirlszintillatordicke um 20% um den Wert 5 mm schwankt. Mit dieser geringen Massenbelegung wird eine Flugzeitauflösung von bis zu 200 ps erreicht (s. Abb. 3.1, 3.5). Die einzelnen Kalibrierungsschritte werden im Folgenden dargestellt.

3.1 Pedestalkorrektur

Indem das Triggersignal von einem Pulsgenerator erzeugt wird, werden Pulshöhen aufgenommen, die lediglich das Rauschen der verwendeten Elektronik (Photomultiplier, Base, aktiver Split des Diskriminators, QDCs) widerspiegeln. Dieser so bestimmte Offset (*Pedestal*) muß bei der Betrachtung der Pulshöhen abgezogen werden.

3.2 Walkkorrektur

Die Benutzung der ZEL-Diskriminatoren nach dem Leading Edge-Verfahren gemäß Abb. 3.2 macht es unabdingbar, die Zeitinformation in allen Start- und Stoppzweigen bezüglich ihrer Pulshöhe am Diskriminatoreingang zu korrigieren. Diese Abhängigkeit (engl: Walk) verfälscht die Zeitmessung um bis zu 3 ns .

Um diesen Effekt zu korrigieren (Walkkorrektur), wurden mit Hilfe des auf S. 34 dargestellten Laserkalibrierungssystems Pulse unterschiedlicher Intensität in alle Kanäle des Quirls, des Startdetektors und der Elastischen Zähler eingespeist. Lediglich das Referenzsignal des Lasers wurde von einem Constant Fraction-Diskriminator verarbeitet. Dieses Signal diente allen Kanälen als Common-Stop. Um den gesamten in Frage kommenden Pulshöhenbereich zu untersuchen, wurde die Laserintensität mit dem Filtersystem (s. Abb. 2.17, 2.18) verändert. An die gewonnene Information über die Abhängigkeit der

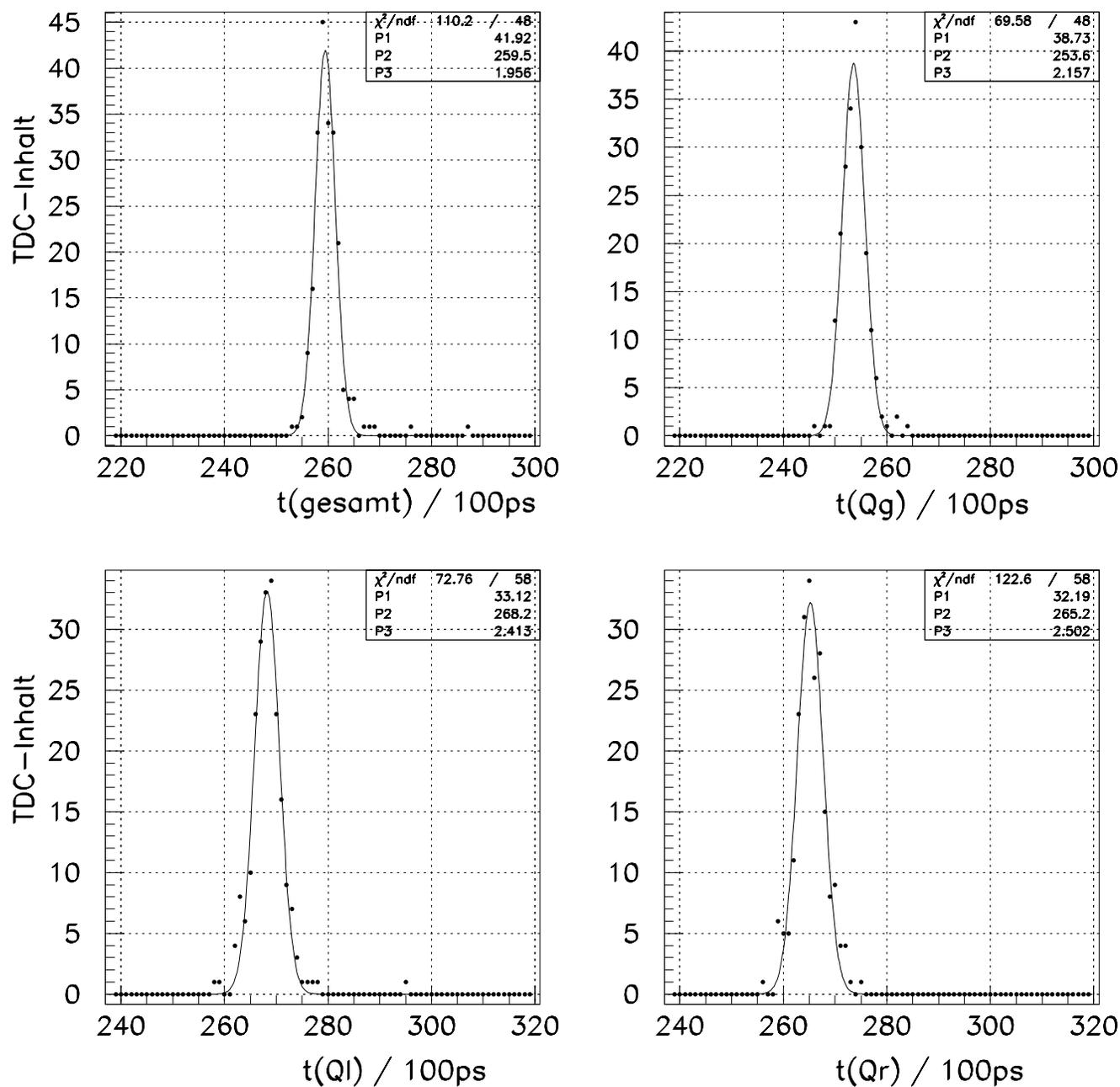


Abbildung 3.1: Aus der Zeitdifferenzbildung zwischen einem Quirkpixel und dem Startdetektor gewonnene TDC-Spektren. Oben links befindet sich das aus allen übrigen (Qg, Ql, Qr) gemittelte TDC-Spektrum. Die erreichte Zeitauflösung beträgt $\sigma = 196$ ps.

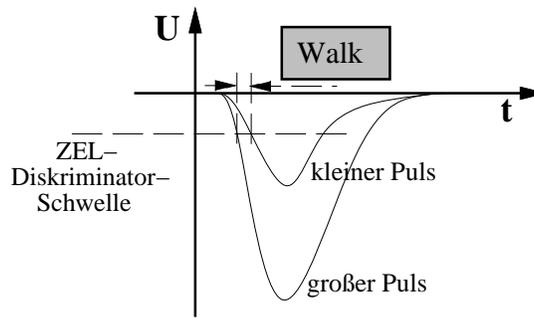


Abbildung 3.2:
 Diskriminierung der Signale
 nach dem Leading Edge-
 Verfahren und Verdeutli-
 chung des Begriffs Walk

Zeitmessung von der Pulshöhe wurden pro Kanal ein Polynom 4. Grades (1. Strahlzeit) bzw. die Funktion $TDC = c + a/(b + QDC)$ (2. Strahlzeit) angepaßt, wobei TDC die Signallaufzeit und QDC die Pulshöhe symbolisieren und die Konstanten a , b und c kanal-spezifisch sind. Das Ergebnis der Walkmessung sowie die angefitzten Funktionen sind exemplarisch in Abb. 3.3 dargestellt. Die Auswertung und anschließendes Anpassen von Kurven ist weitgehend automatisiert und erfolgt für jede einzelne Strahlzeit. Der Korrekturwert ergibt sich aus der Differenzbildung von TDC_{max} und des dem QDC -Eintrag entsprechenden TDC -Wertes zu ΔTDC .

Die Ergebnisse stehen jedem Kollaborationspartner im Internet* zur Verfügung.

3.3 TDC-Kanalbreiten

Die per Jumper eingestellte Sollkanalaufösung der benutzten TDCs beträgt 100 ps/Kanal . Auftretende Abweichungen der einzelnen Kanäle wurden mit Hilfe des Zeitkalibrators ORTEC (EG&G) 462 bestimmt. Das ORTEC-Modul liefert Stoppsignale, die willkürlich, aber in fester Korrelation zum Startsignal, im Vielfachen von 10 ns zueinander verzögert liegen. Dies bewirkt, daß im Spektrum bis zu zehn Linien sichtbar sind, die zur Bestimmung der Kanalbreite herangezogen werden. Auf diese Weise konnten Abweichungen bis zu 10 % von der Sollkanalbreite bestimmt werden. Die Korrekturwerte $bin(i)$ eines jeden Kanals i können ebenfalls über das Internet bezogen werden.

3.4 Lichtlaufzeit

Die zwischen dem Start- und Stoppdetektor gemessene Zeitdifferenz setzt sich aus der Projektflugzeit und den einzelnen Detektorlichtlaufzeiten zusammen. Die Lichtlaufzeit in einem jeden Detektor muß daher genau bekannt sein.

*Internetadresse: <http://cosy@pkitw09.phy.tu-dresden.de>

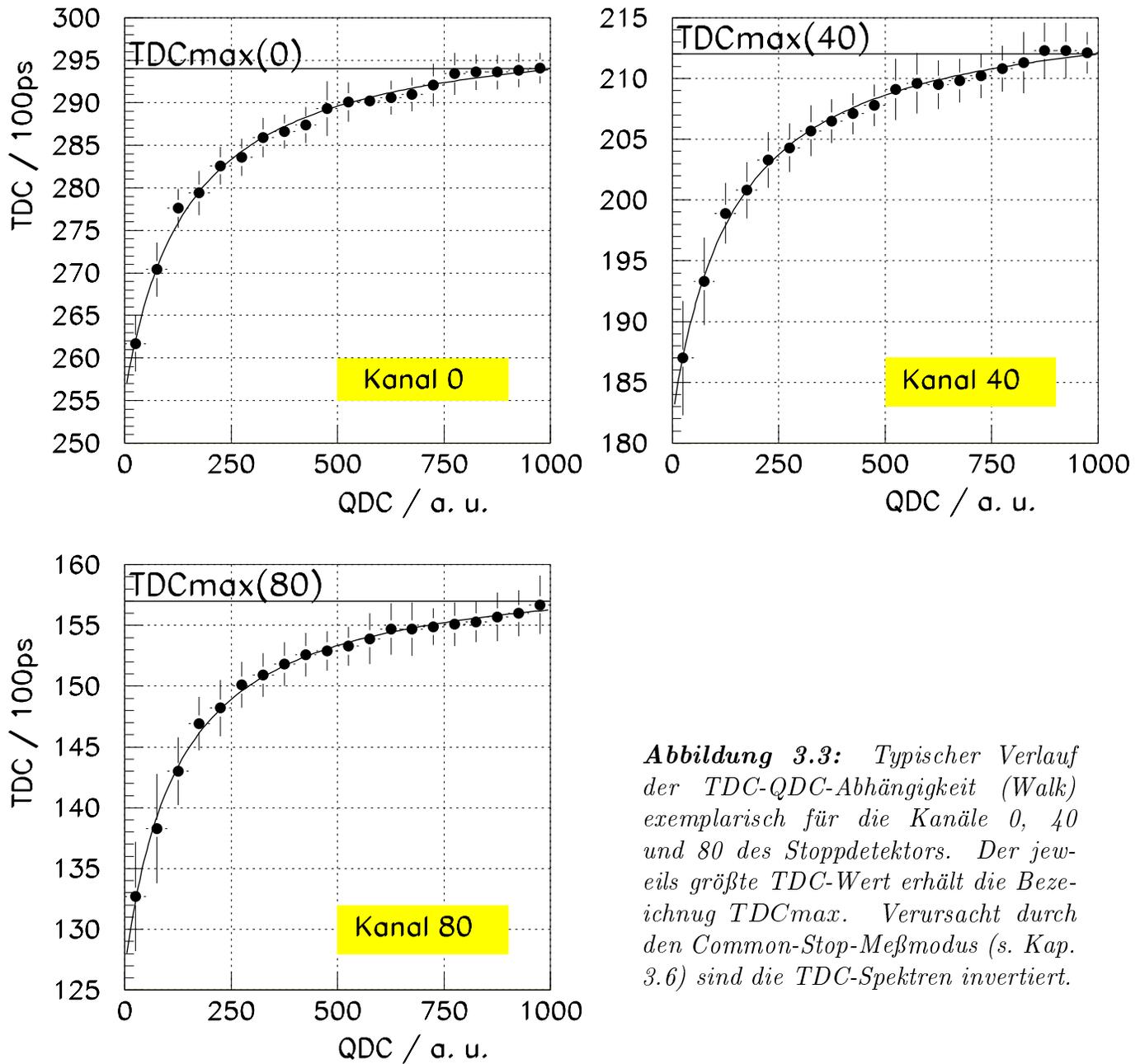


Abbildung 3.3: Typischer Verlauf der TDC-QDC-Abhängigkeit (Walk) exemplarisch für die Kanäle 0, 40 und 80 des Stopdetektors. Der jeweils größte TDC-Wert erhält die Bezeichnung TDCmax. Verursacht durch den Common-Stop-Meßmodus (s. Kap. 3.6) sind die TDC-Spektren invertiert.

3.4.1 Quirl

Die Lichtlaufzeit in den Quirlszintillatoren war Objekt eingehender Untersuchungen in [ROH95, ROH96]. Insbesondere ergab sich für die geraden Quirlelemente der konstante Wert von 176 mm/ns , so daß mit dem Quirlradius $r_{max} = 580 \text{ mm}$ folgender Ausdruck für die Lichtlaufzeit t_{ll} folgte:

$$t_{ll} = \frac{580 \text{ mm} - r}{176 \text{ mm/ns}} + \text{const.}$$

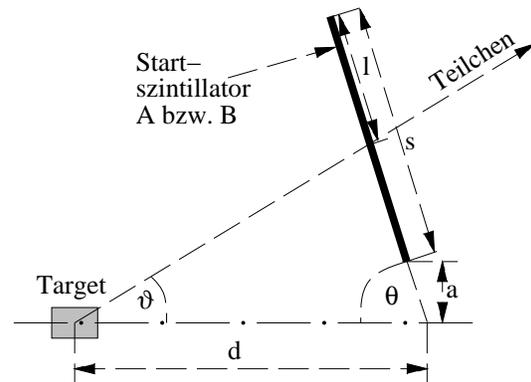
3.4.2 Startdetektor

Die Messung der Lichtlaufzeit in den Startszintillatoren ist wegen deren kleinen Ausdehnung schwierig. Daher wurde diese Lichtlaufzeit auf Grund der gleichen Bauweise („Tortenstücke“) der geraden Quirl- und Startszintillatoren auf 176 mm/ns gesetzt. Ferner sind die Ringe A und B des Startdetektors unterschiedlich stark geneigt ($\theta_{A,B}$: A: 80° , B: $\sim 67^\circ$, s. Abb. 2.9), was bei der Bestimmung der Lichtlaufzeit in Betracht gezogen werden muß. Mit dem bekannten (aus dem mit dem Quirl ermittelten) Polarwinkel ϑ , der den Einschlagort des Ejektils auch im Startdetektor bestimmt, ergibt sich analog zum Stoppdetektor der Ausdruck für die Lichtlaufzeit im Startdetektor (s. darunterstehende Abbildung)

$$t_{ll} = \frac{s_{A,B} + \frac{a_{A,B}}{\sin \theta_{A,B}} - \frac{d_{A,B}}{\cot \vartheta + \cos \theta_{A,B}}}{176 \text{ mm/ns}} + \text{const.},$$

mit

$$\begin{aligned} \theta_A &= 80^\circ, \\ \theta_{B(\text{ungerade})} &= 66,55^\circ, \\ \theta_{B(\text{gerade})} &= 67,45^\circ, \\ d_A &= 39,1 \text{ mm}, \\ d_{B(\text{ungerade})} &= 21 \text{ mm}, \\ d_{B(\text{gerade})} &= 19 \text{ mm}, \\ a_{B(\text{ungerade})} &= 6,93 \text{ mm}, \\ a_{B(\text{gerade})} &= 8,91 \text{ mm}, \\ a_A &= 1,02 \text{ mm} \text{ (1,25 mm) für 1. (2.) Strahlzeit,} \\ s_A &= 20,73 \text{ mm, Höhe der A Ringsegmente,} \\ s_B &= 55,36 \text{ mm, Höhe der B Ringsegmente.} \end{aligned}$$



3.5 Zeitlicher Abgleich der Detektorkomponenten

Auf Grund unterschiedlicher Bedingungen für jeden Kanal des TOFs (Durchlaufzeiten im Photomultiplier, unterschiedliche Diskriminator Kanäle, delay[†]-Schwankungen, TDC-Offsets) müssen die Nullpunkte aller Zeitspektren einzeln bestimmt werden; die Differenzen betragen bis zu 5 ns .

Deswegen werden im ersten Schritt die Startdetektorelemente untereinander zeitlich abgeglichen, und im zweiten Schritt werden die Quirlelemente (Stopp) bzgl. einer bekannten physikalischen Reaktion zeitlich passend darauf abgestimmt. Dabei muß grundsätzlich zwischen Ein- und Zweispurereignissen unterschieden werden.

3.5.1 Zweispurereignisse

Nur Zweispurereignisse (zwei der Reaktionspartner haben im Quirl eine Signatur hinterlassen) bieten die Möglichkeit, die Startdetektorelemente untereinander abzugleichen[‡]. Wie in Abb 3.4 unten dargestellt, wird als Common-Stop-Signal (CS) das schnellste Startdetektorsignal der Fast-Oder-Stufe des ZEL-Diskriminators verwendet (CS=CS2). Dies führt dazu, daß in die jeweiligen TDC-Spektren Konversionen zwischen den beiden Startsignalen (Ts1, Ts2) und dem Common-Stop Signal aufgenommen werden. Aus deren Differenzbildung läßt sich demnach ΔT ermitteln. Zu diesem Zweck wurden im ersten Kalibrierungsschritt Zweispurereignisse der $pp \rightarrow d\pi^+$ (1. Strahlzeit) bzw. $pp \rightarrow pp\pi^0$ und $pp \rightarrow pp\gamma$ (2. Strahlzeit) Reaktionen betrachtet. Mit dieser Methode läßt sich ein Zeitabgleich der Startkomponenten untereinander bis auf $\sigma = 234\text{ ps}$ erreichen (Abb. 3.5).

3.5.2 Einspurereignisse

Die Situation bei Betrachtung der Einspurereignisse (stammend aus der $pp \rightarrow pp_{el}$ -Reaktion, von der auf Grund der Detektorakzeptanz nur eine Spur im Quirl nachgewiesen werden konnte) ist eine gänzlich andere: Während eine große Anzahl dieser Ereignisse einen geringen statistischen Fehler verspricht, erlauben die aufgenommenen TDC-Spektren eines jeden Segmentes keine Aussage über die relative Lage ΔT der Zeitsignale der Startdetektorelemente untereinander (Abb. 3.4 oben). Die große Ereignisanzahl und somit der kleine statistische Fehler bieten aber in einem zweiten Schritt –angesichts der relativ großen Anzahl von Quirlszintillatoren– die Möglichkeit, die Quirlsegmente aufeinander zeitlich abzugleichen, indem die Zeitdifferenzen zum im ersten Schritt optimierten Startdetektor betrachtet werden. Die Korrekturwerte $korr(i)$ sind über das Internet verfügbar.

[†]Mit „delay“ (deutsch: Verzögerung) wird eine Verzögerung der Signallaufzeiten, meist durch Verwendung langer Kabel, bezeichnet

[‡]Eine zweite Möglichkeit erwächst aus der Tatsache, daß die einzelnen Startdetektorelemente überlappen. Dieser Überlappbereich ist jedoch gering, so daß meist nicht genügend Ereignisse zur Verfügung stehen und der statistische Fehler bei Verwendung dieser Methode groß ist.

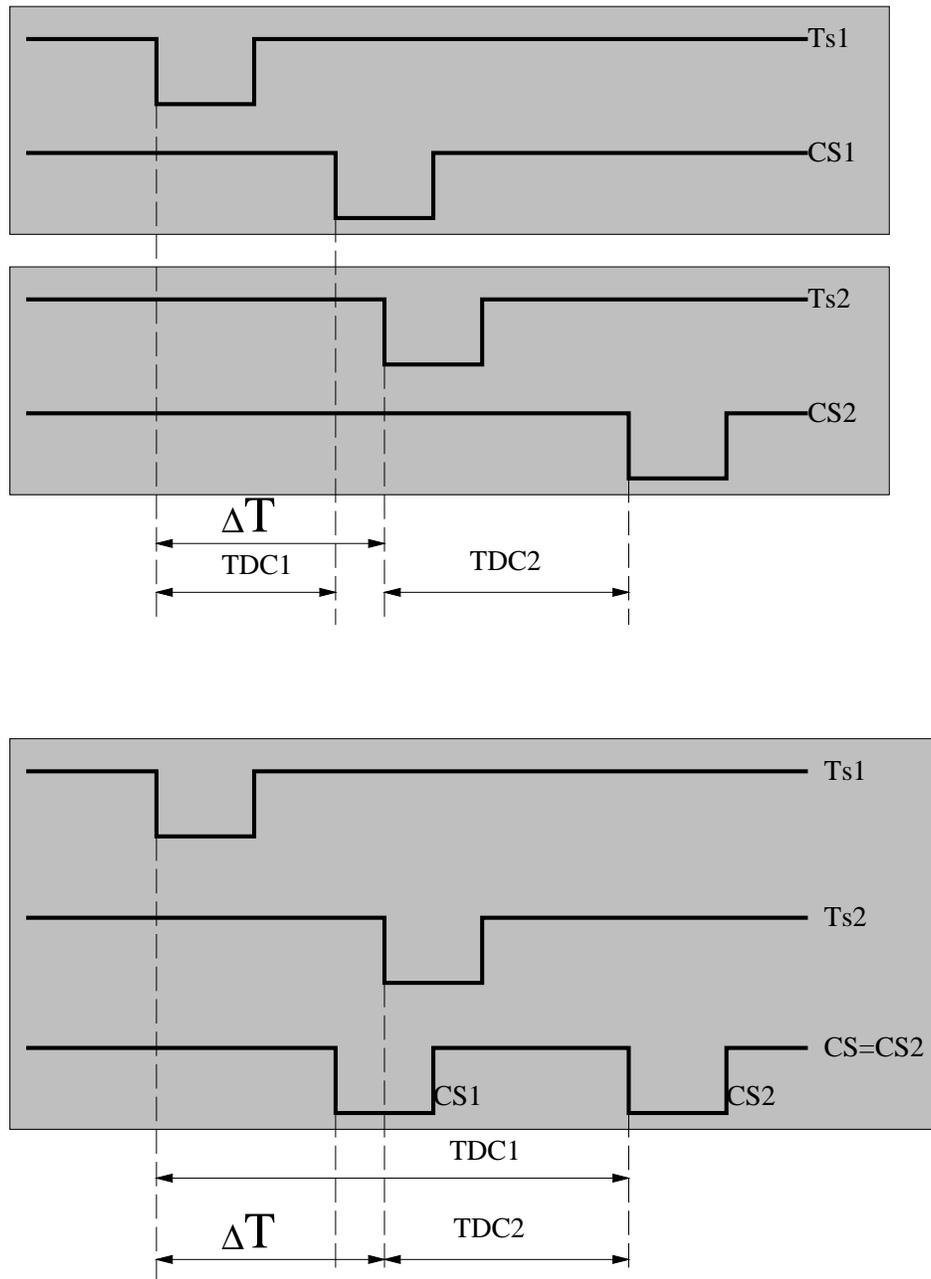


Abbildung 3.4: Zeitmessung im Falle von: zwei Einspurereignissen (oben) und einem Zweispurereignis (unten)

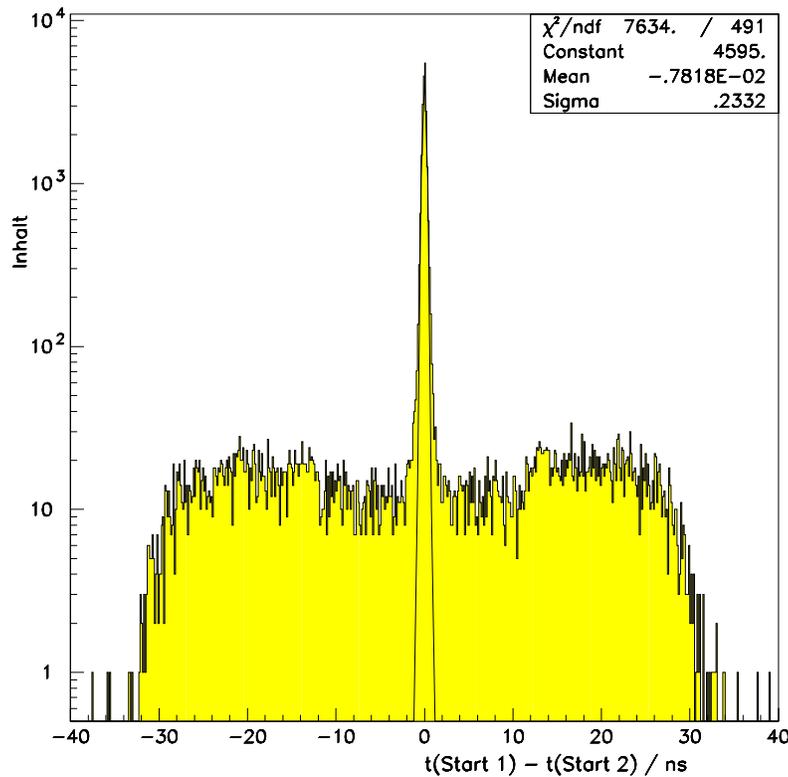


Abbildung 3.5: Zeitlicher Abgleich der Startdetektorkomponenten am Beispiel der 2. Strahlzeit (der darin sichtbare, durch zufällige Koinzidenzen entstandene Untergrund ist bei nachfolgenden Betrachtungen verworfen worden)

3.5.3 Zeitabgleich

Für jeden der zeitbestimmenden Detektorelemente des TOFs (Quirl, Ring A, Ring B) ist bisher der Begriff der Gleichzeitigkeit bis auf eine Konstante definiert worden. Die durch Benutzung der Start- und Stoppdetektoren gewonnene Zeitinformation unterscheidet sich noch von der Lichtlauf- und Flugzeitinformation durch einen delay-bedingten, willkürlichen Offset (*OFFSET*). Mit Hilfe der Elastischen Zähler lassen sich die Zeitmessungen mit dem Startdetektor und mit dem Quirl zueinander in Korrelation setzen. Die Lage der Elastischen Zähler definiert im Fall der elastischen Protonenstreuung einen bestimmten kinematischen Zustand mit bekanntem β . Durch Änderung des zeitlichen *OFFSETs* zwischen dem Quirl und den Ringen A und B wird das β verifiziert.

3.6 Bestimmung der Flugzeit

Nachfolgend wird schrittweise die Art und Weise erläutert, wie die bisher dargelegten Korrekturen der Bestimmung der Flugzeitinformation zugrunde liegen. Es werden exemplarisch ein Kanal i des Start- und ein Kanal j des Stoppdetektors betrachtet.

Die angewandte Methode wird durch die Abb. 3.6 verdeutlicht, indem man sich die mit dem Laserkalibrierungssystem ermittelten $TDCmax$ -Linien des Start- und Stoppzweiges aufeinander geschoben denkt. Da die Zeitmessung im Common-Stop-Modus durchgeführt wurde, kommt das aus den Startdetektorpulsen gebildete Common-Stop-Signal später als die Signale aus einzelnen Szintillatoren der Start- und Stoppdetektorelementen an den TDC-Modulen an. Hierdurch werden die TDC-Spektren invertiert: Die von langsamen Teilchen stammenden Signale erscheinen links im TDC-Spektrum und vice versa.

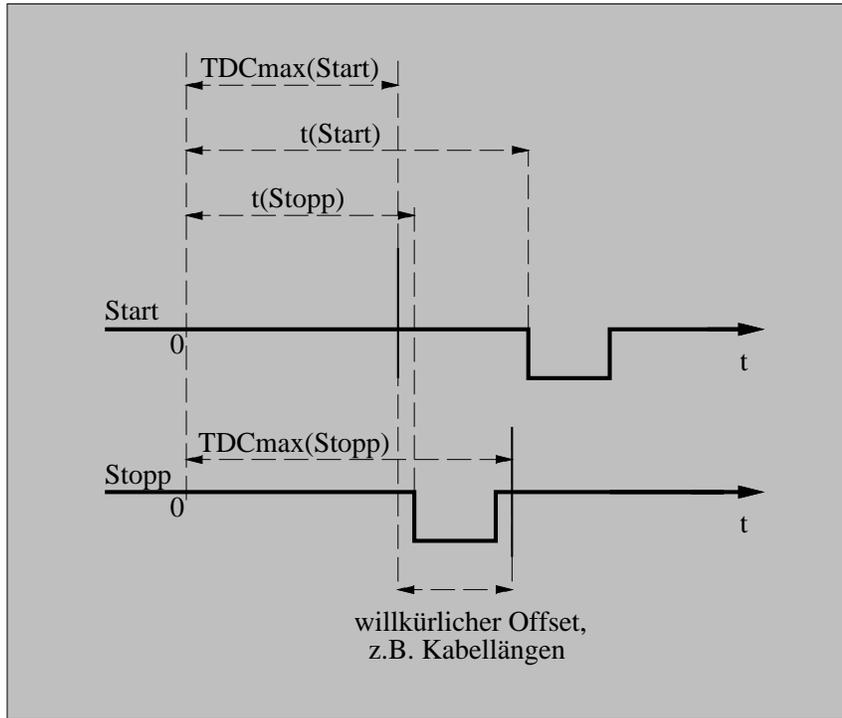


Abbildung 3.6: Schema der Zeitmessung

Die Beziehung zwischen der unkorrigierten Flugzeit t_{fl} und den Lichtlaufzeiten t_{ll} im Start- und Stoppzweig ergibt sich zu:

$$(t_{fl} + t_{ll})_{unkorrigiert} = [TDCmax(j) - TDC(j)] - [TDCmax(i) - TDC(i)].$$

Berücksichtigt man die Walkbeiträge ΔTDC der beiden Terme auf der rechten Seite, so erhält man (z. B. im Fall der 2. Strahlzeit)

$$\Delta TDC(i, j) = TDCmax(i, j) - \left(\frac{a(i, j)}{b(i, j) + QDC(i, j)} + c(i, j) \right),$$

$$t(i, j) \equiv TDC(i, j) + \Delta TDC(i, j).$$

Die von 100 ps/bin abweichende TDC-Kanalbreite $bin(i, j)$ sowie Korrekturen 2. Ordnung $korr(i, j)$ ergeben

$$T(i, j) \equiv \frac{TDCmax(i, j) - t(i, j)}{bin(i, j)} + korr(i, j),$$

und schließlich gelangt man durch die Hinzunahme der Lichtlaufzeiten t_u zum endgültigen Ausdruck für die Flugzeit

$$\begin{aligned} t_{fl} &= [T(j) - t_u(j)] - [T(i) - t_u(i)] + OFFSET \\ &= \left(\frac{\frac{a(j)}{b(j)+QDC(j)} + c(j) - TDC(j)}{bin(j)} + korr(j) - t_u(j) \right) - \\ &\quad \left(\frac{\frac{a(i)}{b(i)+QDC(i)} + c(i) - TDC(i)}{bin(i)} + korr(i) - t_u(i) \right) + OFFSET, \end{aligned}$$

wobei die Konstante $OFFSET$, die die Zeitdifferenz zwischen dem Start- und Stoppte-
ktor bestimmt, hinzugefügt wurde.

3.6.1 Testreaktionen

Nachdem die bisher beschriebenen Korrekturen durchgeführt wurden, konnte deren Qualität an Hand bekannter Reaktionen überprüft werden. In einem ersten Schritt wurden für die Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ die Rekonstruktionsergebnisse mit den Literaturwerten verglichen.

Abb. 3.7 zeigt das Ergebnis der Massenbestimmung von Zweikörperereignissen, aufgenommen während der 1. Strahlzeit. Deutlich heben sich zwei Signale bei der π^+ - und der d -Masse vom restlichen Untergrund ab.

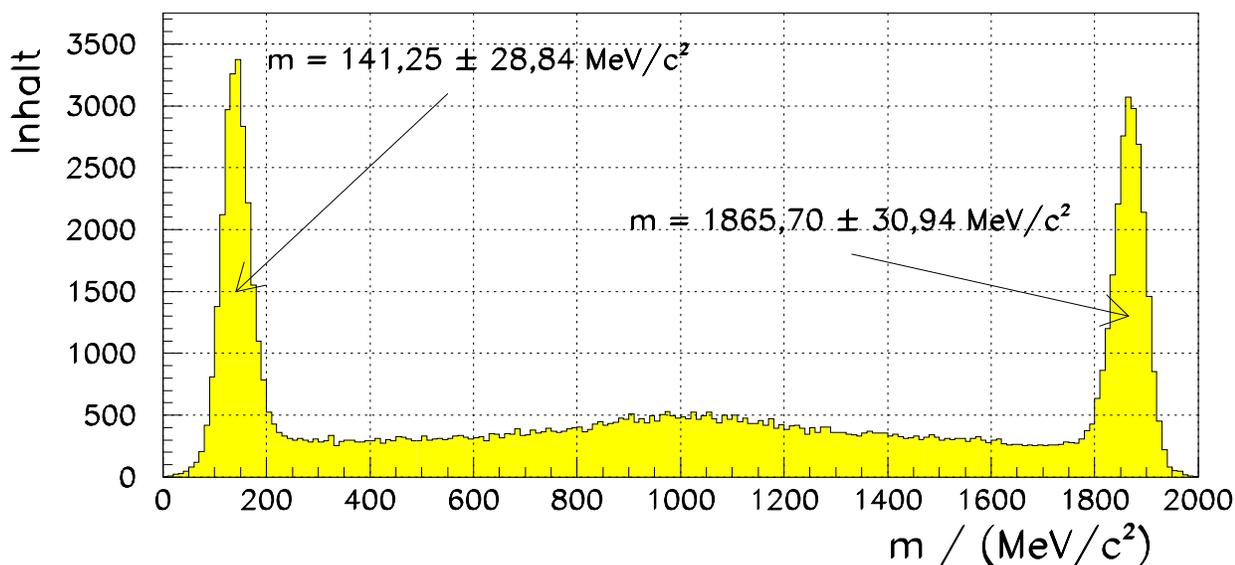


Abbildung 3.7: 1. Strahlzeit: Massenbestimmung bei Zweikörperereignissen

Eine zweite Möglichkeit, Zweikörperreaktionen als Test für die Funktionsweise des COSY-TOF heranzuziehen, bietet die elastische pp -Streuung. Auf Grund der geometrischen Akzeptanz konnte (ausgenommen im Fall der Elastischen Zähler) im Stoppzweig nur eins der beiden Protonen nachgewiesen werden, während das andere lediglich eine Signatur im Startdetektor hinterließ. Abb. 3.8 zeigt das Ergebnis des Vergleiches der o.g. Reaktionen mit der Vorhersage aus der Kinematik: Oben an Hand der $d\pi^+$ -Reaktion bei der Einschubenergie von $348,1 \text{ MeV}$ und unten für die 2. Strahlzeit an Hand der $d\pi^+$ -Reaktion und der elastischen Protonenstreuung.

Die Ergebnisse der 2. Strahlzeit wurden mit drei theoretischen Kurven, die unterschiedlichen Einschubenergien entsprechen, verglichen. Im Fall der elastischen Protonenstreuung fallen alle drei Kurven zusammen; handelt es sich aber um die aus der $d\pi^+$ -Reaktion stammenden Pionen, beschreibt bei hohen Polarwinkeln, wo die $d\pi^+$ -Reaktion untergrundfrei rekonstruiert werden kann, die unter Berücksichtigung der Einschubenergie von $T = 292,8 \text{ MeV}$ ($p = 797 \text{ MeV}/c$) gewonnene Kurve am ehesten die Meßdaten. Dies liegt durchaus innerhalb des seitens der COSY-Beschleunigungsmannschaft spezifizierten

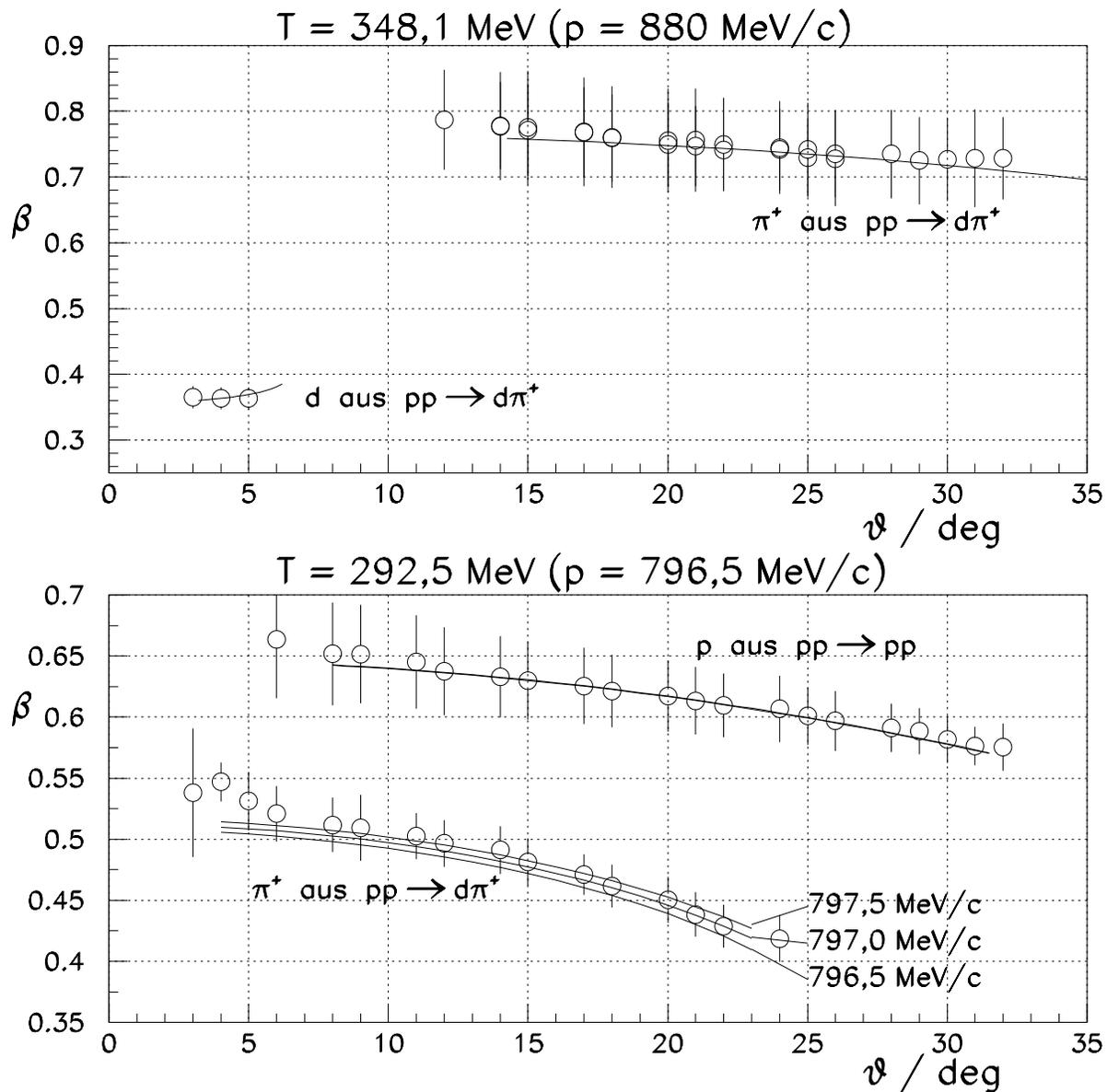


Abbildung 3.8: 2. Strahlzeit: Vergleich der rekonstruierten β - ϑ -Abhängigkeit (Punkte) mit den aus der Kinematik berechneten Werten (durchgezogene Linien) für die Ejektile der Zweikörperreaktion. Die Fehlerbalken stellen das 2. Moment dar.

Toleranzbereiches von $\Delta p/p \approx 10^{-4}$. Im Folgenden wird daher bei der 2. Strahlzeit von der Einschußenergie $T = 292,8 \text{ MeV}$ und nicht von der zu Anfang gewünschten $T = 292,5 \text{ MeV}$ ausgegangen.

Die vorliegende Betrachtung zeigt, daß die COSY-TOF Apparatur empfindlich auf Änderungen im Promillebereich des Einschußimpulses reagiert.

3.6.2 Missing Mass

Die Protonenstreuung erfordert eine Ladungszahl $Z = 2$ im Ausgangskanal, so daß bei Dreiteilchen-Reaktionen wie $pp \rightarrow pp\gamma$, $pp \rightarrow pp\pi^0$, $pp \rightarrow pn\pi^+$ stets ein neutrales Ejektill erscheint, das vom COSY-TOF nicht registriert werden kann. Insgesamt mißt man von den 12 unbekanntenen Größen ($m_i, \beta_i, \vartheta_i, \varphi_i; i=1,2,3$) folgende sechs: $\beta_{1,2}, \vartheta_{1,2}, \varphi_{1,2}$.

Der Energieerhaltungssatz sowie die drei Impulserhaltungssätze reduzieren die Freiheitsgrade auf zwei, nämlich $m_{1,2}$. Das System ist unterbestimmt und bedarf zur vollständigen Beschreibung zweier Massenhypothesen für die nachgewiesenen geladenen Ejektile.

Das Quadrat der Masse des dritten Teilchens läßt sich dann ermitteln zu:

$$\begin{aligned} E_{\text{ges}} &= E_1 + E_2 + E_3, \\ \vec{p}_{\text{ges}} &= \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3, \\ m_3^2 &= E_3^2 - p_3^2 = (E_{\text{ges}} - E_1 - E_2)^2 - p_3^2, \\ &= (E_{\text{ges}} - m_1\gamma_1 - m_2\gamma_2)^2 - p_3^2, \end{aligned} \tag{3.1}$$

wobei $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$.

Auf Grund der endlichen Detektorauflösung bzw. falscher Massenhypothese treten negative Werte von m_3^2 auf; im Folgenden wird die Verteilung des Massenquadrats m_3^2 betrachtet (*Missing Mass*).

Die Abbildungen 4.13 rechts oben und unten geben die Missing Mass-Verteilungen nach Untergrundsubtraktion für beide Strahlzeiten wieder. Darin sind Signale bei dem Quadrat der Pionenmasse ($m_{\pi^0}^2 = 18217 (\text{MeV}/c^2)^2$) und um $m_3^2 = 0 (\text{MeV}/c^2)^2$, wo die $pp\gamma$ -Reaktion als mögliche Quelle vermutet wird, sichtbar.

3.7 Energieverlustbetrachtung

Eine weitere Information neben der der gemessenen kinematischen Verhältnisse steht dem Experimentator in Form des Energieverlustes (QDC-Wert) der nachgewiesenen geladenen Teilchen im Szintillatormaterial zur Verfügung. Die Startdetektorszintillatoren sind $0,5\text{ mm}$ dick und werden daher wegen der zu geringen Energieauflösung nicht weiter beachtet. Die Dicke der Stoppdetektorelemente schwankt um 20 % um den Wert 5 mm , wodurch die maximale Energieauflösung limitiert wird.

Um die einzelnen Quirlelemente bezüglich der Energieverlustinformation zu kalibrieren, wurde das 80 mm dicke Bleitarget ($\varnothing 40\text{ mm}$, s. S. 20) eingesetzt. Ziel war es, mit den darin aufgestreuten Protonen (Abb. 3.9)

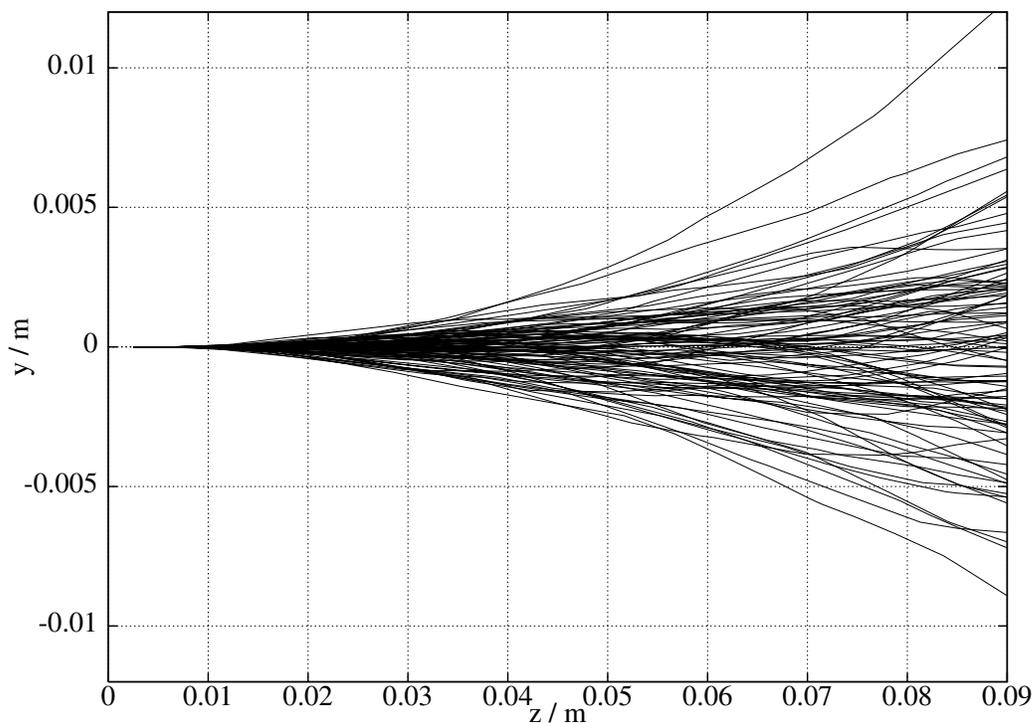


Abbildung 3.9: Simulierte Aufstreuung der Strahlprotonen in Blei

in kurzer Zeit den gesamten Stoppdetektor auszuleuchten, so daß jedem Quirlpixel eine genügend große Ereignisanzahl zukam. Die Ergebnisse der Monte Carlo-Simulation (*Las Vegas*, [ZIE], s. S. 57) lagen den Maßen des Bleitargets zugrunde. Die simulierte Vorhersage stimmte im anschließenden Vergleich mit den Meßdaten sehr gut überein (Abb. 3.10, 3.11).

Die Geschwindigkeitsverteilung der gestreuten Protonen im vom Quirl abgedeckten Winkelbereich war in erster Näherung konstant (Abb. 3.12). Daher ist die im Szintillator deponierte Energie lediglich vom Streuwinkel ϑ und dem damit verknüpften Radius r abhängig.

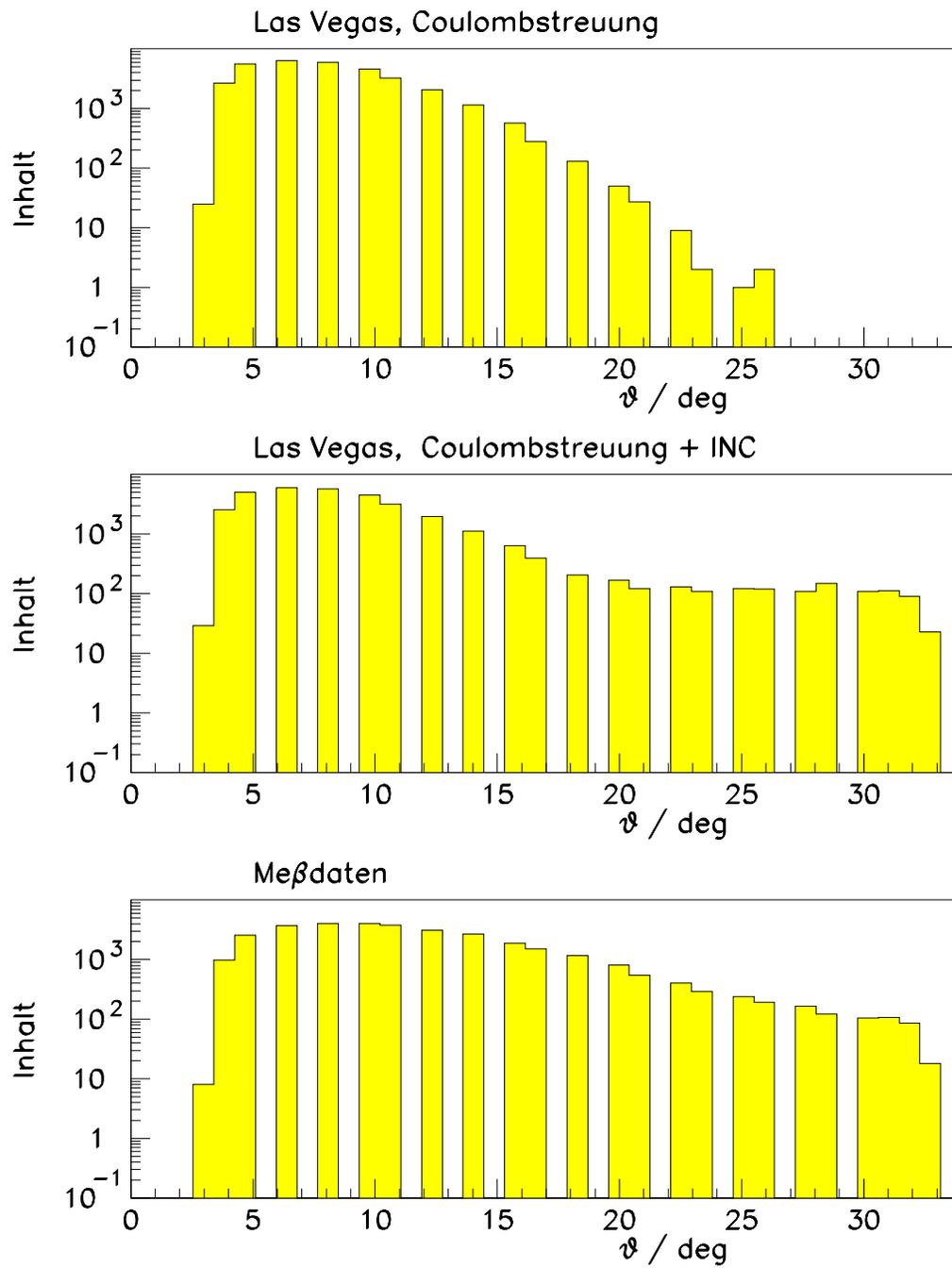


Abbildung 3.10: Vergleich der gemessenen und simulierten Winkelverteilungen der im Bleitarget gestreuten Protonen (INC: Internucleare Cascade)

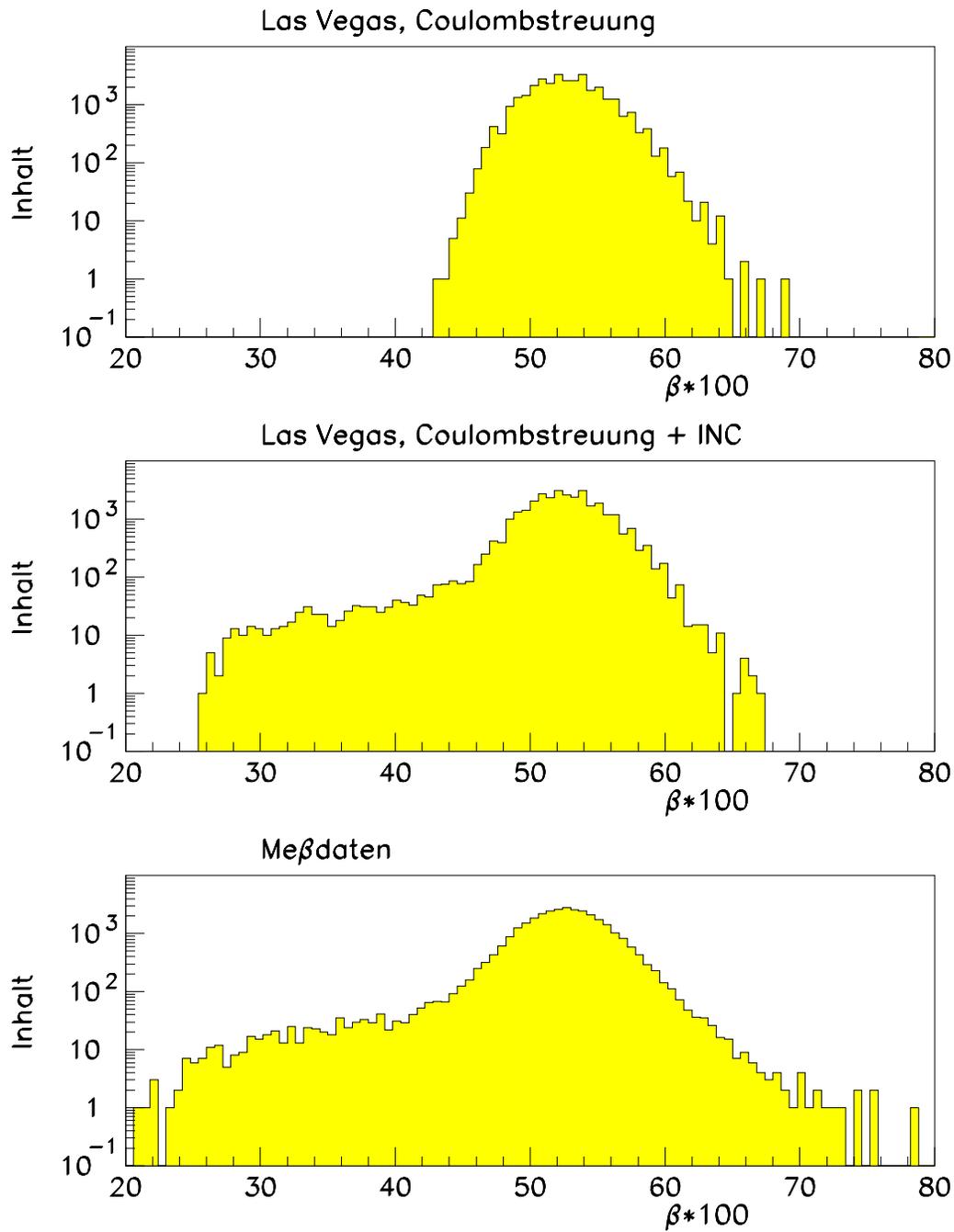


Abbildung 3.11: Vergleich der gemessenen und simulierten Geschwindigkeiten der im Bleitarget gestreuten Protonen

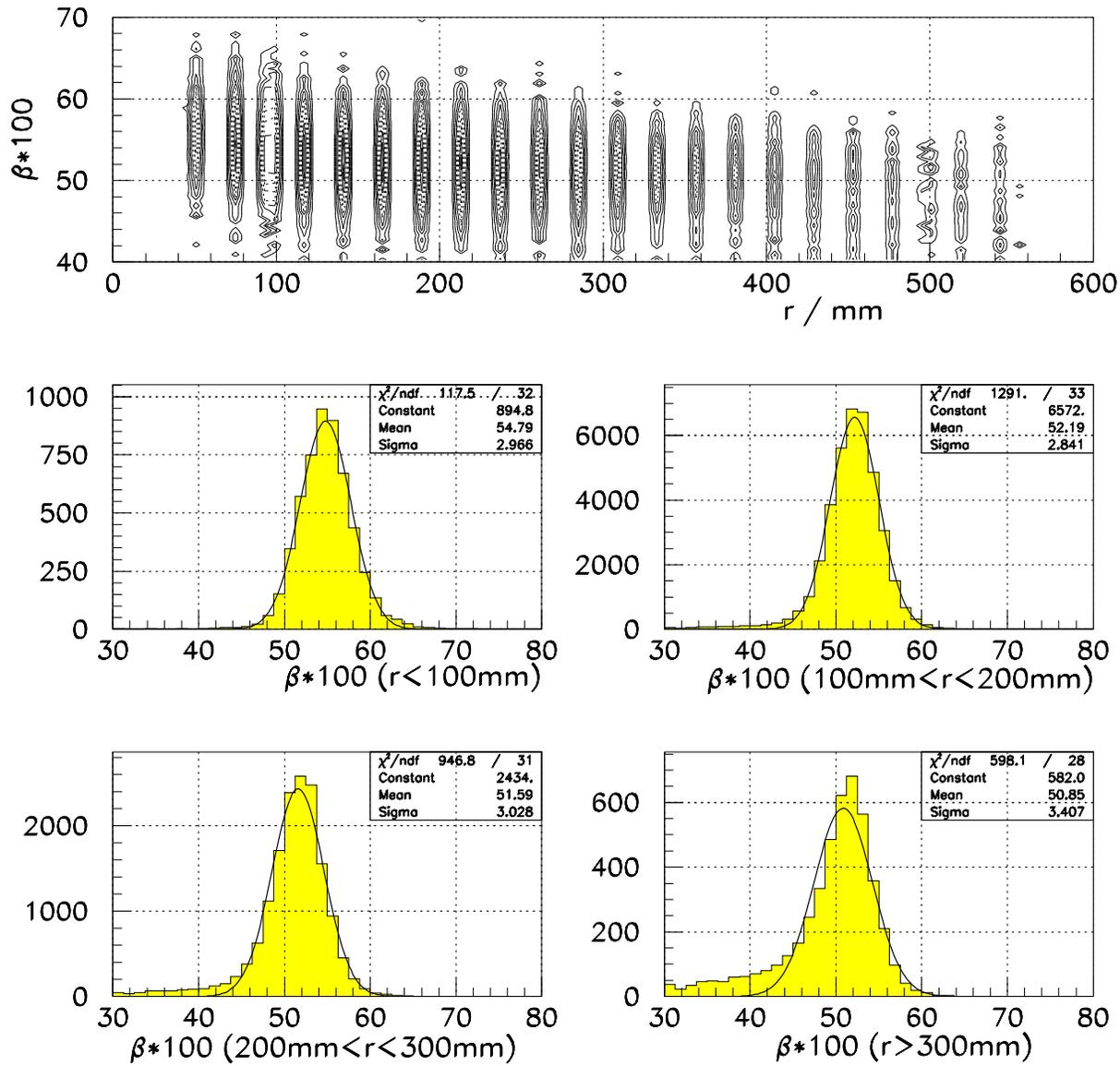


Abbildung 3.12: Variation der Geschwindigkeit über den Quirlradius

Somit konnte die Abhängigkeit der Lichtausbeute der Quirlkomponenten vom Radius, bzw. –im Falle gewundener Streifen– der Bogenlänge, bestimmt werden. Dabei wurde jedem Kanal ein Polynom 5. Grades zugeordnet. Es hat sich herausgestellt, daß, wie vermutet, die Lichtausbeutekurven innerhalb einer Quirlage stark schwanken (Abb. 3.13, 3.14). Das individuelle Verhalten eines jeden Quirlszintillators konnte berücksichtigt werden (Abb. 3.15). Somit lag die optimierte Energieverlustinformation für weitere Untersuchungen (S. 63) vor.

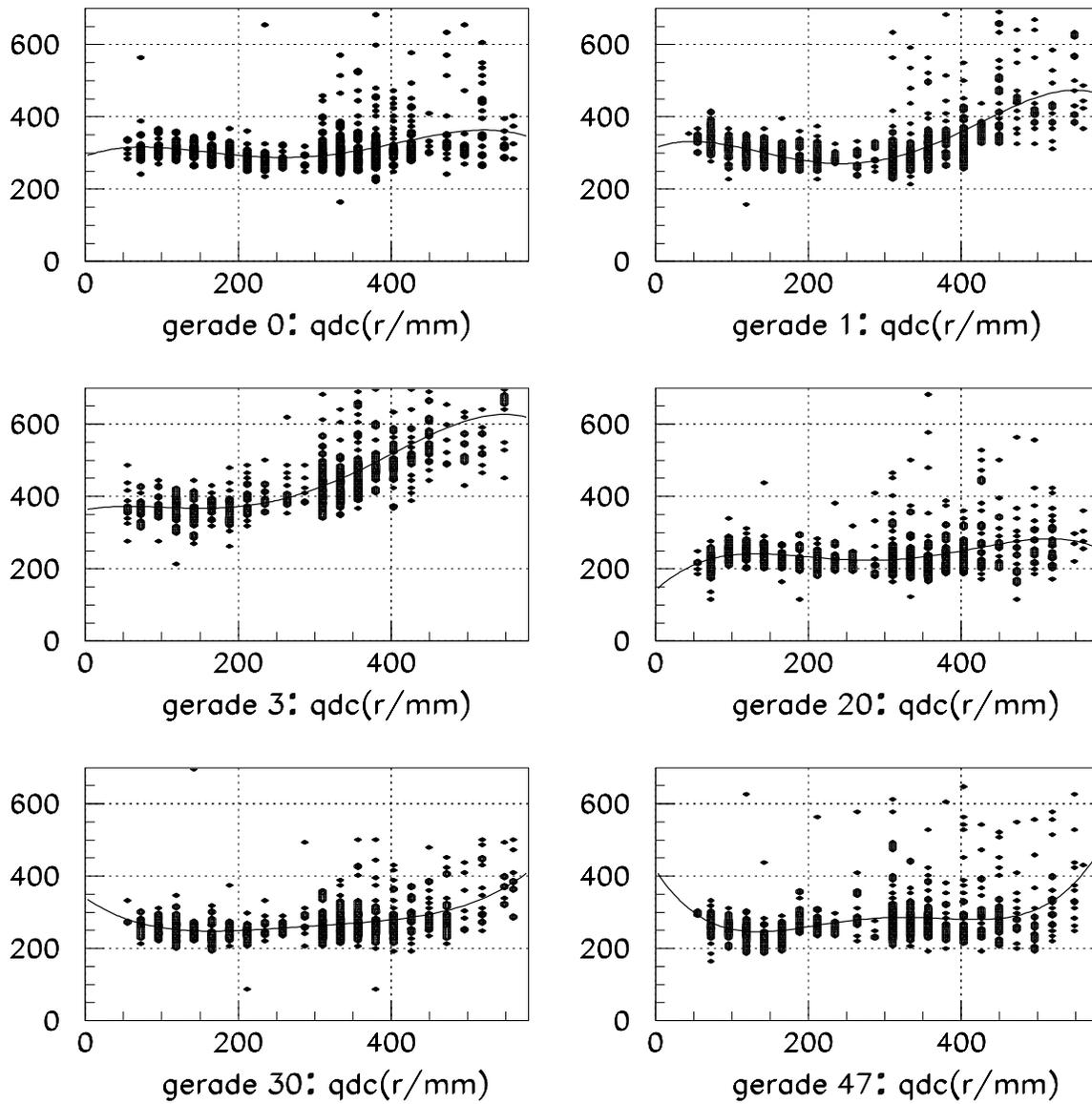


Abbildung 3.13: Unterschiede in den Lichtausbeuten gerader Quirlstreifen

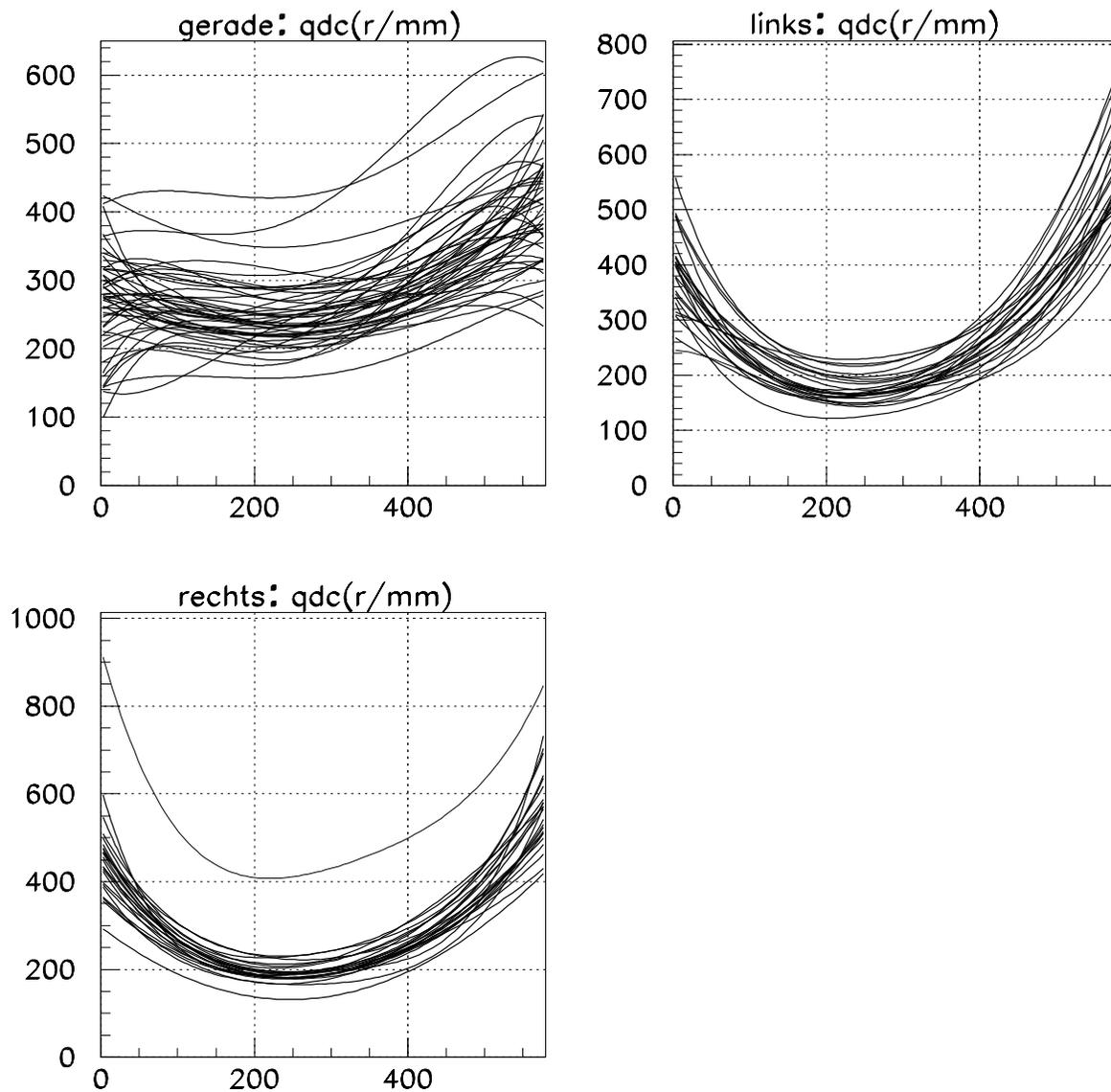


Abbildung 3.14: Lichtausbeutekurven der geraden, linksgewundenen und rechtsgewundenen Quirlstreifen bei der während der 1. Strahlzeit eingestellten Verstärkung. Die in der unteren Abbildung sichtbare einzelne Linie ist auf eine andere Verstärkung eines der Photomultiplier zurückzuführen.

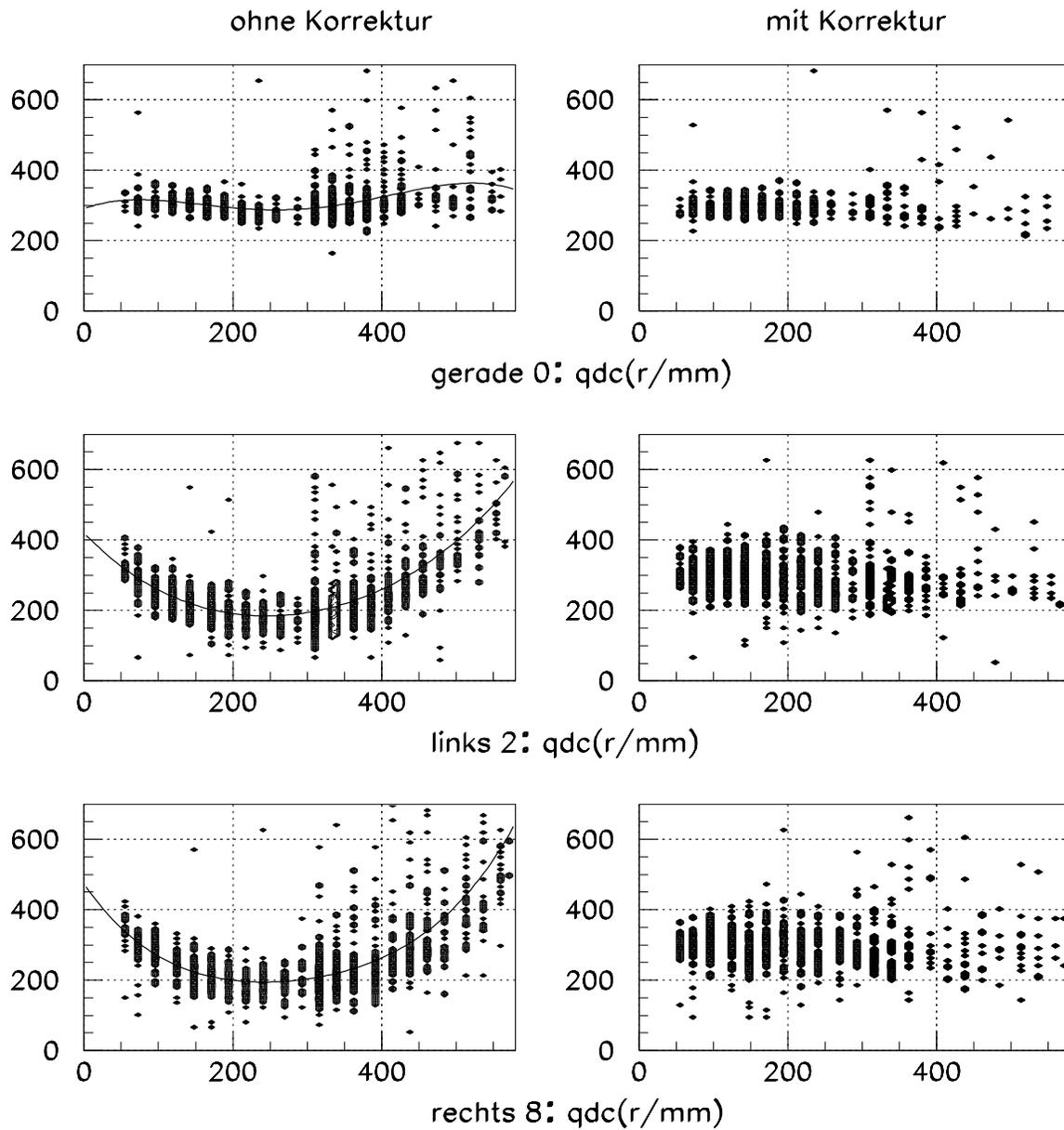


Abbildung 3.15: Verlauf der Lichtausbeutekurven vor und nach der Korrektur (exemplarisch)

3.8 LasVegas, Korrektur zur Detektorakzeptanz

Um einen Wirkungsquerschnitt angeben zu können, muß die geometrische Akzeptanz des COSY-TOF-Detektors bekannt sein. Darüberhinaus sind die Auswirkungen der Auswerteprogramme, die sich vieler Bedingungen bedienen, auf die Bestimmung der Detektorakzeptanz sehr komplex. Die einzige Möglichkeit, diese Kriterien zu untersuchen, bietet eine Monte Carlo-Methode.

Eigens für den COSY-TOF-Detektor wurde das Monte Carlo-Paket LasVegas [ZIE, BRA95a] geschrieben.

Die Untersuchung einer Reaktion wird durch die Ermittlung phasenraumverteilter Größen eingeleitet (Abb. 3.16).

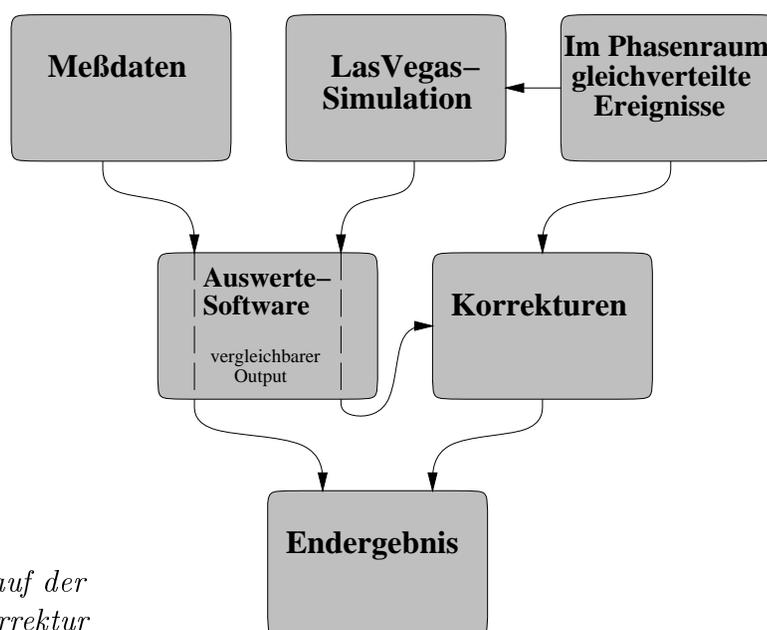


Abbildung 3.16: Ablauf der Akzeptanzkorrektur

Diese durchlaufen eine programmierte Nachbildung des Detektors und anschließend *dieselbe* Software, die für die Auswertung der Meßdaten angewendet wird.

Werden Ereignisse durch die simulierte Detektorfunktion oder die Auswertebedingungen verfälscht oder verworfen, unterscheidet sich die Verteilung der rekonstruierten Ereignisse von der als Eingabe verwendeten Phasenraumverteilung.

Hieraus ergibt sich die Möglichkeit, den Einfluß der Detektorakzeptanz und der Auswerteprogramme auf die Meßdaten zu ermitteln und schließlich zu berücksichtigen. Die Qualität der Simulationen wird u. a. aus den Abbildungen 3.11, 3.10, 5.2 und 5.3 ersichtlich.

Kapitel 4

Reaktionserkennung

4.1 Ereignisklassifikation

Zur vollständigen Bestimmung eines Dreiteilchensystems bedarf es für die Messungen am COSY-TOF-Spektrometer zweier Massenhypothesen für die nachgewiesenen geladenen Ejektile (s. S. 48). Im betrachteten Mittelenergiebereich kommen hauptsächlich drei Reaktionen, die durch untenstehende Massenhypothesen untersucht werden können, in Frage:

- $pp \rightarrow pp\gamma$: $m_{1,2} = m_p$,
- $pp \rightarrow pp\pi^0$: $m_{1,2} = m_p$,
- $pp \rightarrow p\pi^+n$: $m_1 = m_p, m_2 = m_{\pi^+}$, bzw. $m_1 = m_{\pi^+}, m_2 = m_p$.

Zusätzlich werden die aus der Wechselwirkung der Projektile mit den übrigen Targetkomponenten (z. B. Targetfolien) stammenden Reaktionen (*Untergrundreaktionen*) untersucht. Ausgehend von der *Missing Mass*-Methode werden Klassifikationsmöglichkeiten der unterschiedlichen Reaktionen besprochen.

Abb. 4.1 zeigt das Verhalten simulierter Daten obengenannter Reaktionen für die Massenhypothesen $m_{1,2} = m_p$ (1. Massenhypothese) und $m_1 = m_p, m_2 = m_{\pi^+}$ (2. Massenhypothese) bei der Einschußenergie von $T = 348,1 \text{ MeV}$.

Während sich die $pp\pi^0$ - von der $pp\gamma$ -Reaktion unter der 1. Massenhypothese gut trennen läßt, überdecken die $pn\pi^+$ -Daten auch den Bereich um $0 \text{ (MeV}/c^2)^2$. Dieser Überlapp bleibt auch bei der Anwendung der 2. Massenhypothese bestehen; eine Identifizierung der einzelnen Reaktionen ist im Missing Mass-Spektrum nicht möglich. Nichtsdestotrotz liefert das Missing Mass-Verfahren die aussagekräftigste Methode zur Identifikation gesuchter Reaktionen.

Im Folgenden werden Versuche, die einzelnen Reaktionsereignisse eindeutig den Reaktionskanälen zuzuordnen, beschrieben.

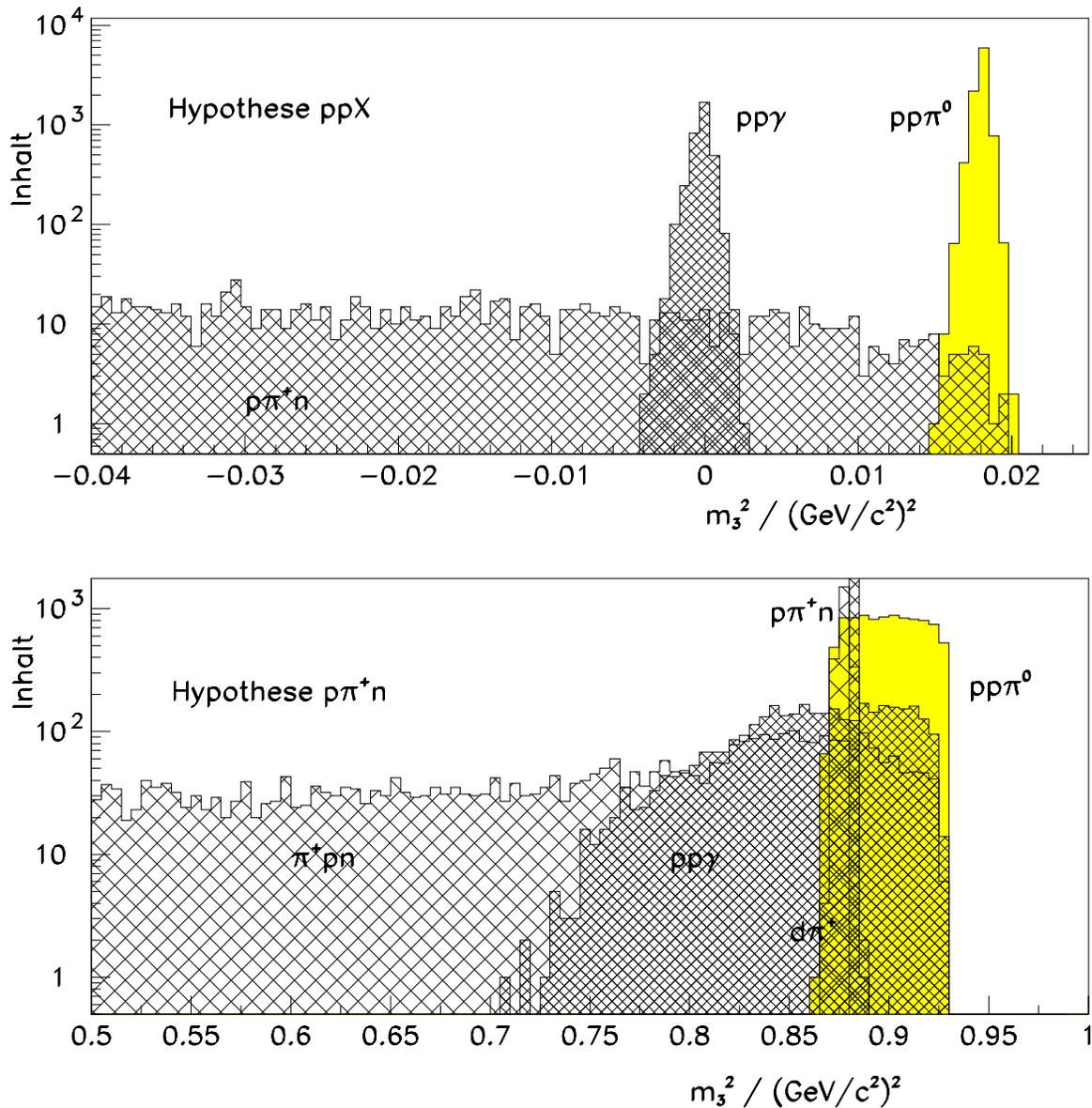


Abbildung 4.1: Verhalten der Dreiteilchenreaktionen unter den Massenhypothesen $m_{1,2} = m_p$ und $m_1 = m_p$, $m_2 = m_{\pi^+}$ für simulierte Daten der Einschubenergie von $T = 348,1 \text{ MeV}$

4.1.1 Reaktionskinematik

Eine weitere Untersuchungsmethode neben der Betrachtung der Missing Mass-Verteilung bietet die Betrachtung der Winkel- und Geschwindigkeitskorrelationen der geladenen Ejektile.

Seien $\vartheta_{1,2,3}$ die Polarwinkel und $\beta_{1,2,3}$ die Geschwindigkeiten der Ejektile der $pp \rightarrow 123$ -Reaktion im Laborsystem und Φ die Akomplanarität (Abb. 4.2) der beiden geladenen Ejektile 1 und 2.

Trägt man die Geschwindigkeiten der beiden geladenen Reaktionspartner gegeneinander auf (Abb. 4.3), erhält man –wie schon bei der Missing Mass– Bereiche, in denen keine Unterscheidung zwischen der $pp\gamma$ - und der $p\pi^+n$ -Reaktion möglich ist.

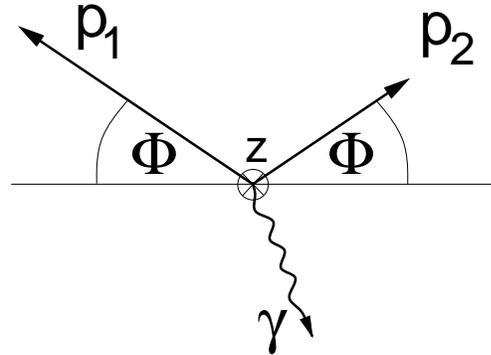


Abbildung 4.2: Definition der Akomplanarität Φ an Hand der $pp \rightarrow p_1 p_2 \gamma$ -Reaktion (Blickrichtung ist die Strahlrichtung z)

Auch weitere Untersuchungen (Abb. 4.4) führen nicht zum gewünschten Erfolg. Eine Unterscheidung der konkurrierenden Reaktionen ist bei Betrachtung kinematischer Größen nur in niederdimensionalen Räumen nicht möglich.

4.1.2 Energieverlust

Ein weiteres Unterscheidungskriterium der einzelnen Reaktionskanäle bietet die sukzessive Untersuchung des Energieverlustes in den Quirlagen. Insbesondere um die Reaktion $pp\gamma$ von der $p\pi^+n$ -Reaktion unterscheiden zu können, ist es notwendig, die Protonen von den Pionen zu trennen. Ein Pion π^+ weist eine andere Charakteristik des Energieverlustes in den drei Quirlagen auf als ein Proton p oder ein Deuteron d (s. Abb. 4.5, durchgezogene Linien). Mit den auf S. 49 ff. dargestellten Korrekturen war es möglich, die Abhängigkeit des Energieverlustes der Teilchen im Szintillatormaterial von der Anfangsgeschwindigkeit zu untersuchen. Die Meßdaten werden relativ gut durch die in der Höhe skalierten Kurven, die der Bethe-Bloch-Formel entstammen, beschrieben. In jedem der drei Bilder sind Datenanhäufungen bei $\beta = 0,37$ und $0,7$ auszumachen, die auf die Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ zurückzuführen sind. In der Abb. 4.5 unten sind die ersten im Szintillator gestoppten Protonen sowie Deuteronen zu erkennen, die gut mit der theoretischen Vorhersage übereinstimmen. Leider ist in dem interessanten Bereich ($\beta \in [0,4, 0,6]$) ein Differenzieren zwischen Pionen und Protonen nicht möglich, so daß zwischen der $pp \rightarrow pp\gamma$ - und der $pp \rightarrow p\pi^+n$ -Reaktion nicht unterschieden werden kann.

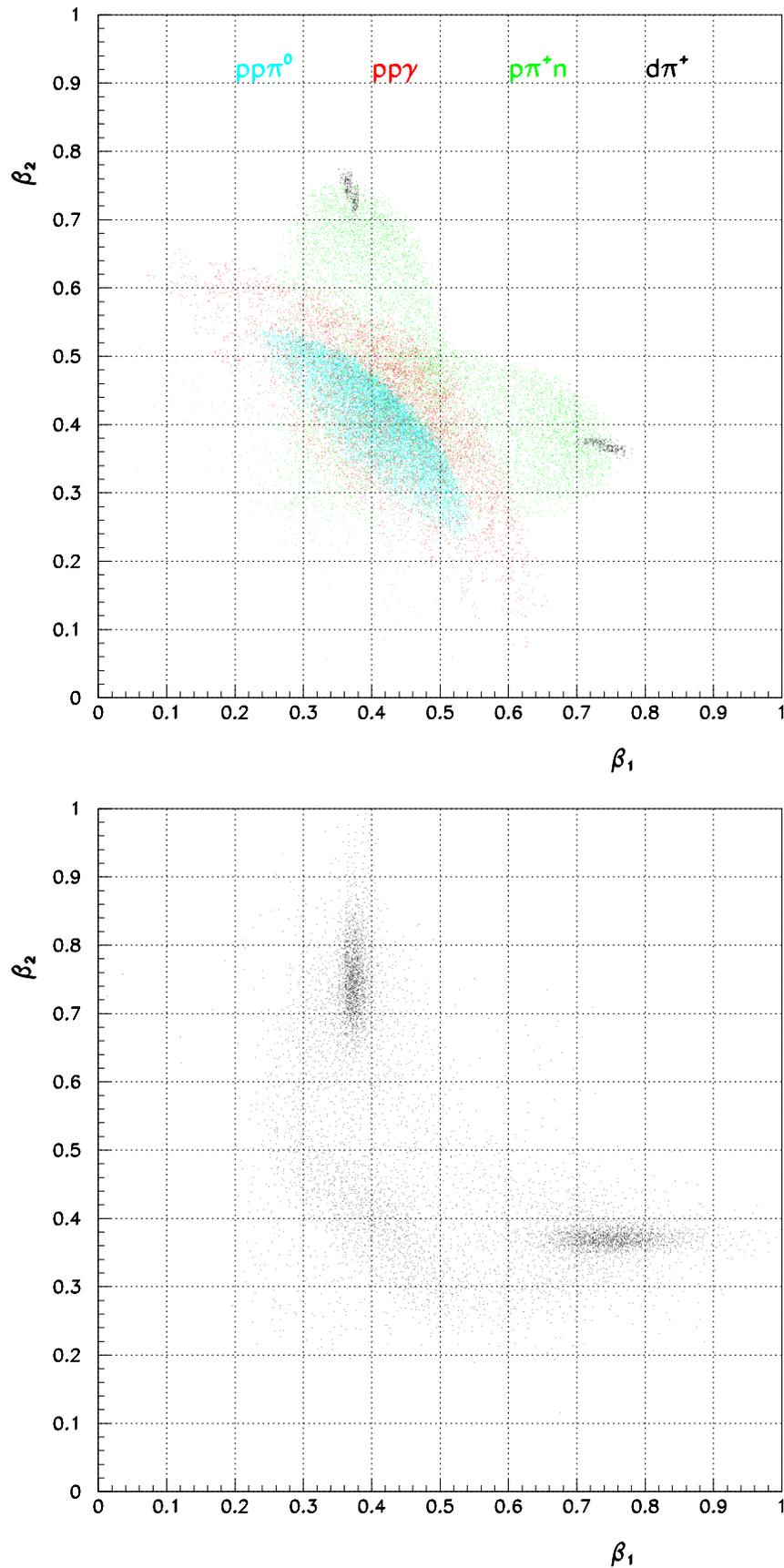


Abbildung 4.3: Geschwindigkeitsverteilung der beiden geladenen Ejektile: Phasenraumverteilung (oben); Meßdaten (unten)

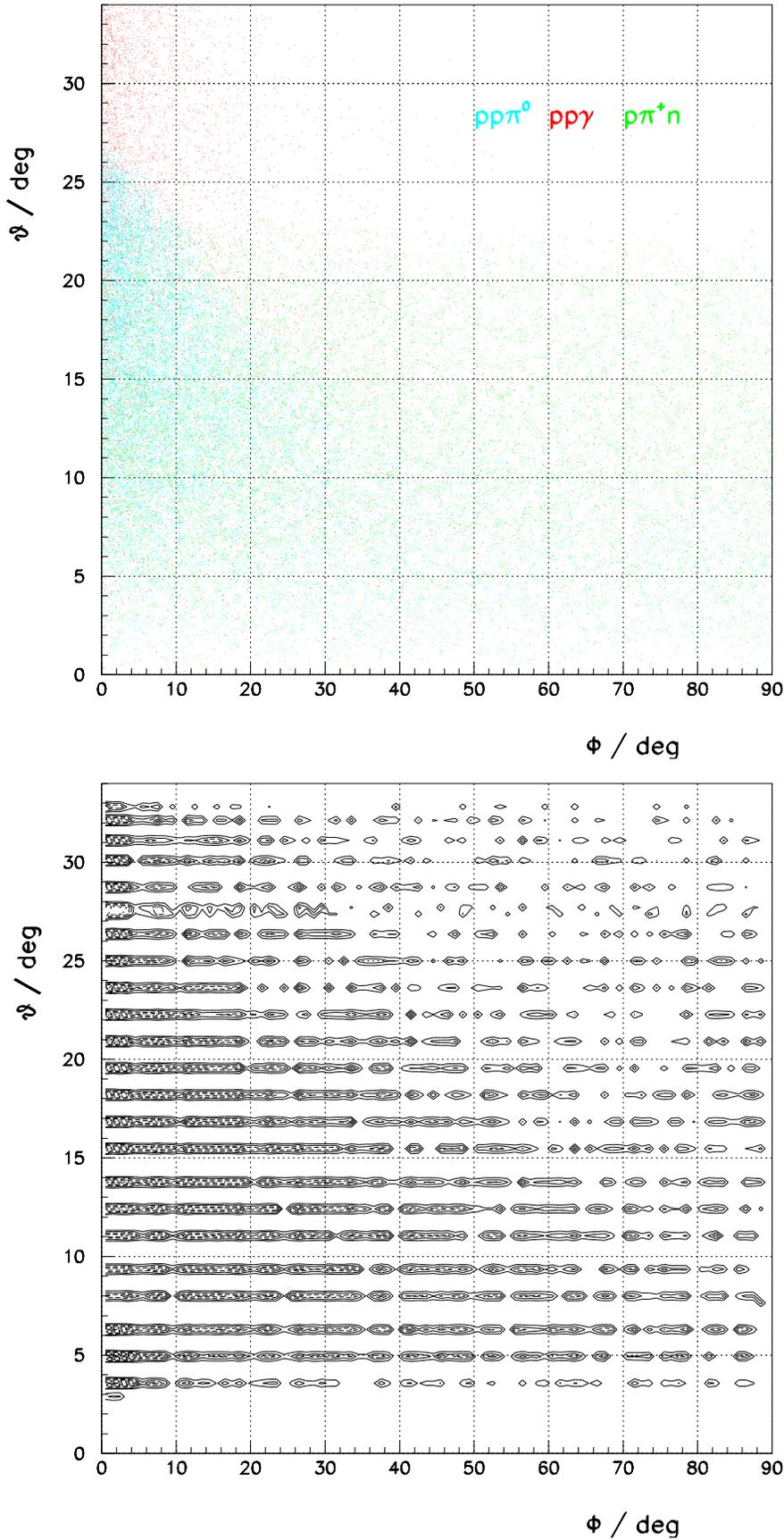


Abbildung 4.4: Winkelverteilung der beiden geladenen Ejektile: Phasenraumverteilung (oben); Meßdaten (unten)

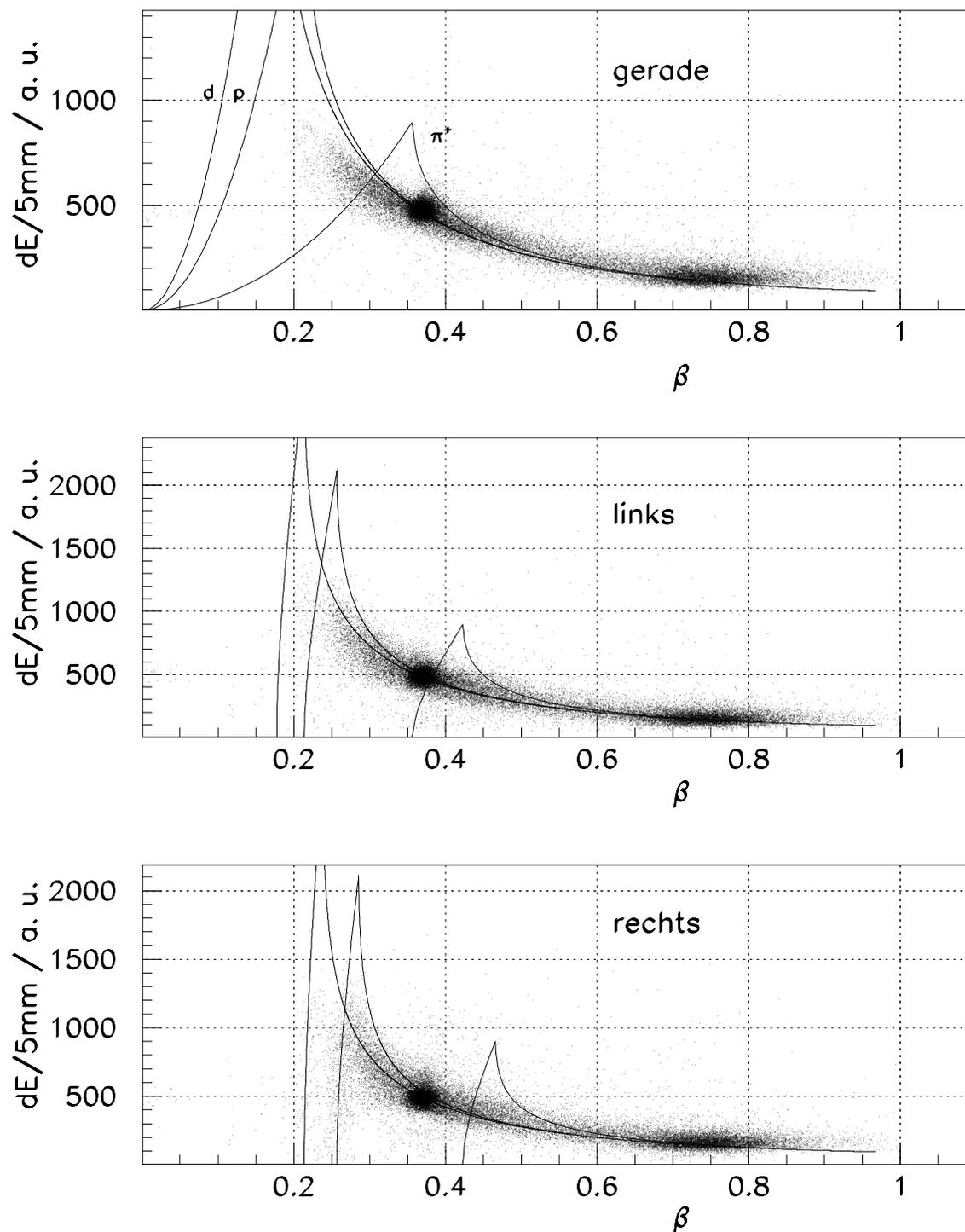


Abbildung 4.5: Energieverlust geladener Teilchen in den drei Quirllagen, bestehend aus geraden, linksgewundenen und rechtsgewundenen Streifen in Abhängigkeit von der Ejektilgeschwindigkeit vor der ersten Quirllage

4.1.3 Neuronales Netz

Die bisherigen Versuche, unterschiedliche Reaktionskanäle der pp -Wechselwirkung, insbesondere $pp\gamma$ und $pn\pi^+$, zu identifizieren, sind in niederdimensionalen Räumen, wofür die menschliche Vorstellungskraft gerade noch genügt, gescheitert. Es stellte sich die Frage, ob sich in höherdimensionalen Räumen, bei gleichzeitiger Berücksichtigung aller Meßgrößen, die erwähnten Reaktionen eindeutig separieren lassen. Ein auf solche Probleme ausgelegtes Verfahren stellen Neuronale Netze dar. Neben den Feed Forward-Netzen, welche erst trainiert werden müssen, um auf jeweilige Probleme optimiert zu sein, untersucht das selbstorganisierende Netz der Kohonenart, welches in [LAN94] erheblich umgestaltet wurde, die Bildung von Clustern in hochdimensionalen Räumen. Für den Erfolg ist die Wahl der durch das Netz verarbeiteten Informationen entscheidend.

Für den Fall einer Dreiteilchenreaktion mit zwei geladenen Ejektilen sind die aufgenommenen Rohinformationen:

- die Geschwindigkeiten β_1, β_2 ,
- die Polarwinkel ϑ_1, ϑ_2
- und die Azimutalwinkel φ_1, φ_2 .

Eine weitere Größe, die die Reaktionspezifikation wesentlich erleichtert, ist die Missing-Mass. Die Energieverlustangaben (s. S. 60) brachten keine Vorteile und wurden daher bei späteren Untersuchungen nicht betrachtet. Es hat sich als nützlich erwiesen, die Rohinformationen und die daraus berechnete Missing-Mass zu verwenden, d. h. einen 7-dimensionalen Raum nach Clustern abzusuchen.

Die Funktionsweise des Neuronalen Netzes nach [LAN94] sei im Folgenden für den Fall von sieben Dimensionen kurz erläutert: Es wird unterschieden zwischen dem 7-dimensionalen Vektorraum mit 100 Vektoren (Komponenten: $v(k, i)$, $k \in [0, 99]$, $i \in [0, 6]$) und dem Knotenraum (100 Knoten $r(k)$), der eine Abbildung des Vektorraumes auf *eine* Dimension darstellt (Abb. 4.6).

Die Vektoren $v(k)$ werden mit zufälligen, physikalisch sinnvollen Werten initialisiert. Anschließend werden alle gemessenen Ereignisse in analoger Weise als 7-dimensionale Vektoren $m(n, i)$ ($n \in [0, N]$, N : Anzahl der aufgenommenen Ereignisse) aufbereitet und nacheinander mit allen $v(k, i)$ verglichen. Es wird der Vektor gesucht, der zum „Meßwert“ den kleinsten Abstand hat. Wird der minimale euklidische Abstand $\sum_{i=0}^6 \sqrt{(v^2(i) - m^2(i))}$ eines Meßpunktes $m(n)$ zum einen der Vektoren $v(k')$ ermittelt, so werden die i -Komponenten des *Gewinnerknotens* $v(k')$ derart verändert, daß die Komponenten $v(k', i)$ in Richtung des Meßpunktes $m(n, i)$ verrückt werden. Das Maß der Verrückung nimmt in geeigneter Weise mit der Programmlaufzeit ab; der Prozeß friert aus. Nach der Betrachtung aller N Meßereignisse (Training) kann im Idealfall jedem Knotenbereich eine Reaktion zugeordnet werden.

In einem Diagramm werden daher die Knotennummer k gegen die Missing-Mass aufgetragen. Abb. 4.7 oben links zeigt das Ergebnis der Anwendung des Neuronalen Netzes auf die Meßdaten. Es ist deutlich ein Cluster bei dem Quadrat der π^0 -Masse zu sehen, ferner ein Bereich beim Massenquadrat von 0 (MeV/c^2)², wo sich potentielle $pp\gamma$ -Kandidaten

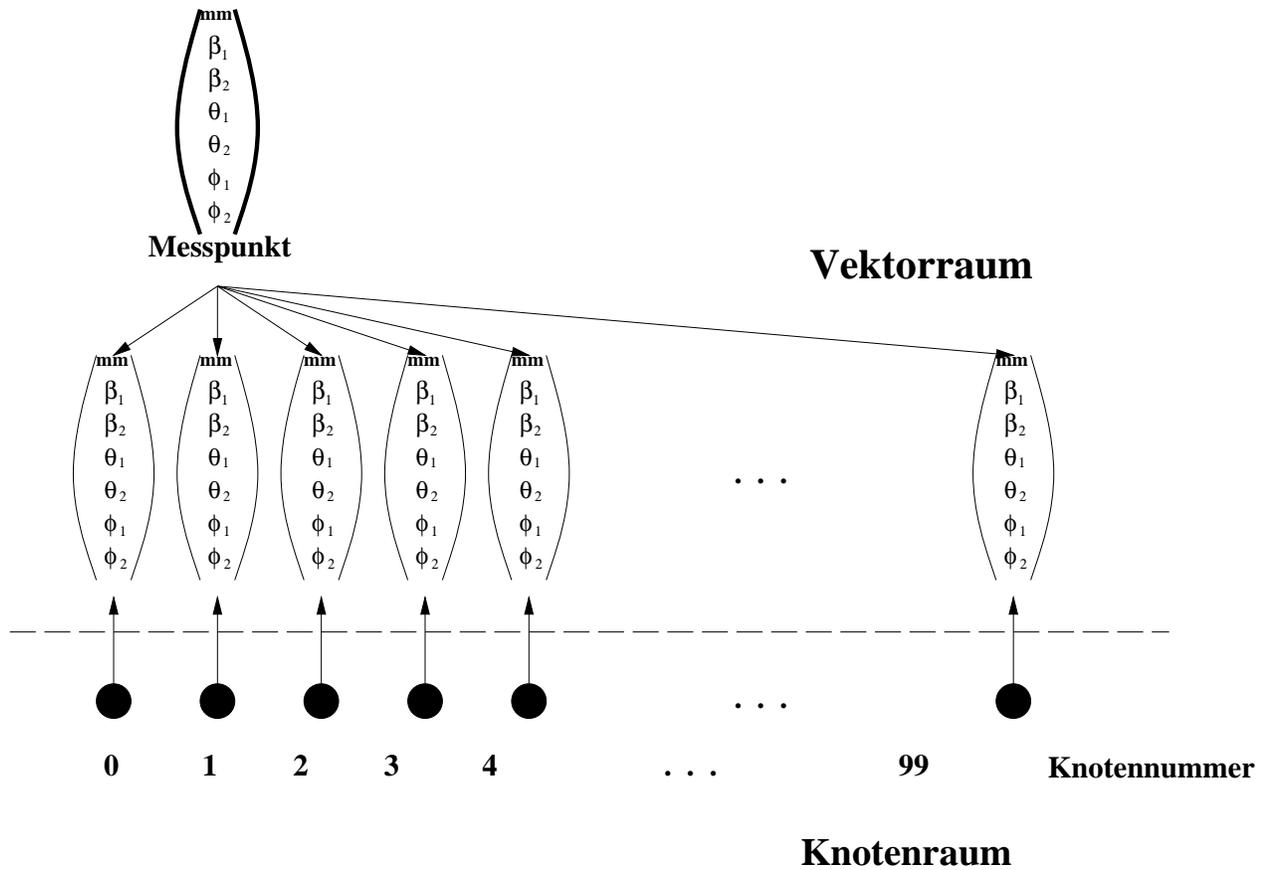


Abbildung 4.6: Funktionsschema des selbstorganisierenden Neuronalen Netzes

befinden und eine bei negativen Missing-Mass Werten auftretende Datenanhäufung. Um die Funktionsweise der Methode zu beurteilen, wurden simulierte Daten für die drei in Frage kommenden Reaktionen $pp\gamma$, $pn\pi^+$ und $pp\pi^0$ durch das nun trainierte Neuronale Netz sortiert. Wie in Abb. 4.7 oben rechts und unten zu sehen ist, liefert das Netz eindeutige Ergebnisse bei der Separation der $pp\pi^0$ Daten. Die $pp\gamma$ - und die $pn\pi^+$ -Reaktion lassen sich nicht in zufriedenstellender Weise voneinander trennen. Dies läßt sich letztlich auf die zu geringe Anzahl der aufgenommenen $pp\gamma$ -Ereignisse und den möglicherweise in sieben Dimensionen bestehenden Überlapp der Cluster zurückführen; das Neuronale Netz ist daher nicht imstande diese Reaktion zu separieren.

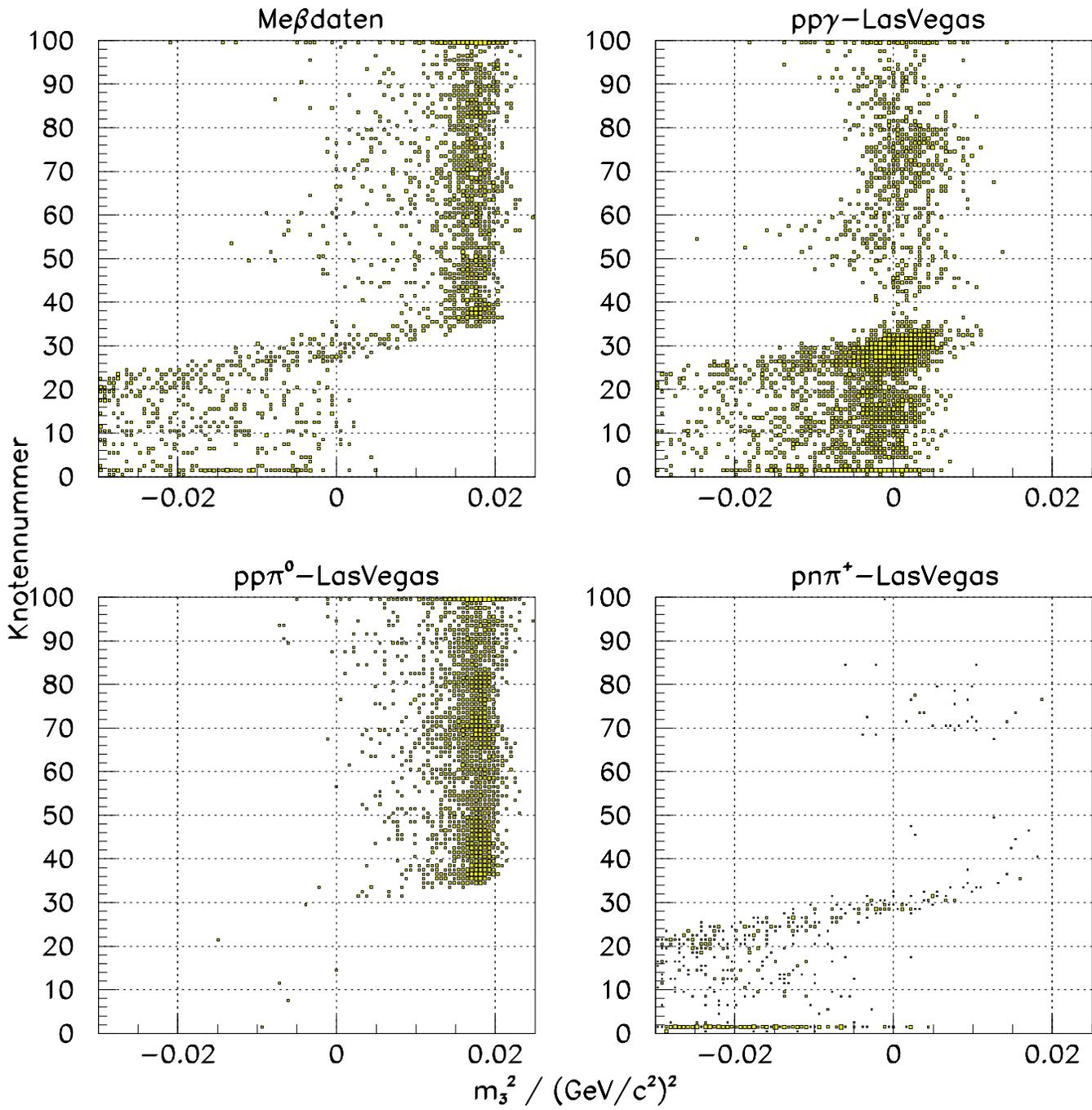


Abbildung 4.7: Ereigniseparation mit dem Neuronalen Netz, Erklärung s. Text

4.2 Konsequenz

Alle bisher dargestellten und angewandten Methoden haben die Ereignisse der $pp\gamma$ -, $p\pi^+n$ - und der Untergrundreaktionen nicht vollständig zu trennen vermocht. Die Ursache dafür liegt letztlich in der Tatsache, daß die Messung der Winkel und der Geschwindigkeiten der beiden geladenen Reaktionsprodukte nicht zur vollständigen Lösung der Gleichungen der Kinematik ausreicht. Der Überlapp der drei Reaktionen äußert sich darin, daß zuweilen gleiche Winkel- und Geschwindigkeitsinformationen auftreten, wodurch eine Klassifikation auch in höherdimensionalen Räumen unmöglich wird.

Die Dicke der Szintillatoren läßt es nicht zu, auf Grund der Energieverlustmessung eine zusätzliche Information und damit ein Unterscheidungskriterium zu erhalten.

Da das π^+ der $p\pi^+n$ -Reaktion bereits bei einem MeV über der Reaktionsschwelle genügend Energie besitzt, um alle drei Quirlagen zu durchdringen, und somit die Signatur eines Protons vortäuscht, ist es notwendig unterhalb der Pionenproduktionsschwelle der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$ zu messen.

Diese Erkenntnis war für die Wahl der Einschußenergie während der 2. Strahlzeit ausschlaggebend.

Neben der $p\pi^+n$ -Reaktion tragen die aus der Wechselwirkung des Primärstrahls mit den Targetbauteilen stammenden Ereignisse zur Untergrundbildung bei. Deren Behandlung wird nachfolgend dargestellt.

4.2.1 Untergrundsubtraktion

Die während der 1. und 2. Strahlzeit durchgeführten Messungen zerfallen in zwei Kategorien:

- Volltargetmessungen:
Meßperioden mit flüssigem Wasserstoff in der Targetzelle (voll) bei einer Wasserstofftemperatur von $13,6 K$ und einem Targetzelleninnendruck von $180 mbar$,
- Leertargetmessungen:
Meßperioden mit Wasserstoff in der gasförmigen Phase bei Temperaturen von $T = 20 K$ ($p = 200 mbar$) bis zu $T = 250 K$.

Während eines Volltargetruns weist man Ereignisse nach, die zum einen aus den pp -Reaktionskanälen und zum anderen aus der Wechselwirkung der Strahlprotonen mit den übrigen Targetkomponenten, insbesondere mit den Targetfolien und der gegebenenfalls darauf befindlichen Eisschicht, herrühren (s. Abb. 4.8).

Will man eine Aussage über die pp -Wechselwirkung treffen, müssen die aufgenommenen Daten von diesen *Untergründereignissen* bereinigt werden: (Abzug des Leertargetanteils). Aus diesem Grund wurden dedizierte Leertargetruns durchgeführt, um den Ratenanteil

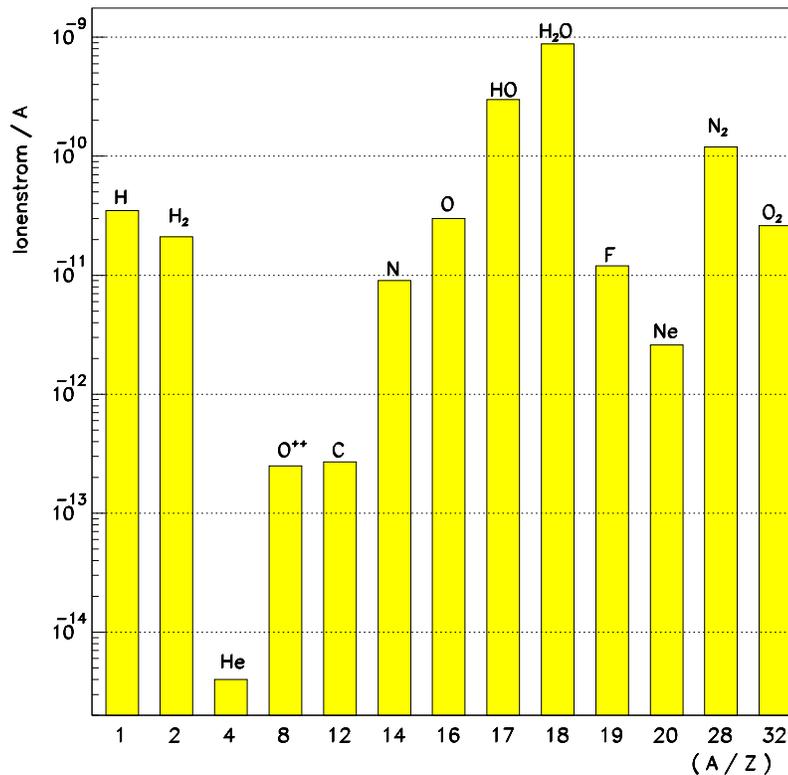


Abbildung 4.8: Restgas-Bestandteile im Startdetektor bei einem Druck von $3,1 \cdot 10^{-6}$ mbar [NAU93], die sich in Eisform auf den Targetfolien niederschlagen

der Reaktionen der Strahlprotonen mit den Targetfolien und der darauf befindlichen Eisschicht zu bestimmen.

Als erstes wird der hypothetische Fall betrachtet, daß die Quelle der Untergrundereignisse während der Meßdauer stabil bleibt. Darüberhinaus liegen jedem der Runs unterschiedliche Bedingungen zugrunde. Weder die Strahlintensität im Spill, noch die Effizienz der Datenaufnahme stellen eine Konstante über die Meßdauer dar.

Die Bezeichnungen

- V Volltargetrun,
- L Leertargetrun,
- $\dot{N}_i(BH)$ ($i = V, L$) gemittelte (Division durch die Anzahl der Spills) Rate, gemessen mit dem Beam-Hodoskop (BH), die eine Auskunft über die aktuelle Strahlintensität gibt,
- $\dot{N}_i(tot)$ über einen Spill gemittelte, **totale** Triggerrate, die vor der Datenaufzeichnung auftritt,
- $\dot{N}_i(a)$ von der Ausleseelektronik **akzeptierte**, über den Spill gemittelte Triggerrate,

- $\dot{N}_i(Veto)$ über den Spill gemittelte Zählraten des Hassan- und des Molnarvetos

werden bei folgenden Untersuchungen nützlich sein. Die Auslese der die Raten aufnehmenden Scaler erfolgte in den Spillpausen. Daher weisen die Zählraten nahezu keine Totzeitabhängigkeit auf.

Betrachtet wird der Bereich des Missing Mass-Spektrums der 1. Strahlzeit im Intervall $m_3^2 \in [-0,15; -0,02] (GeV/c^2)^2$ (s. Abb. 4.9 oben).

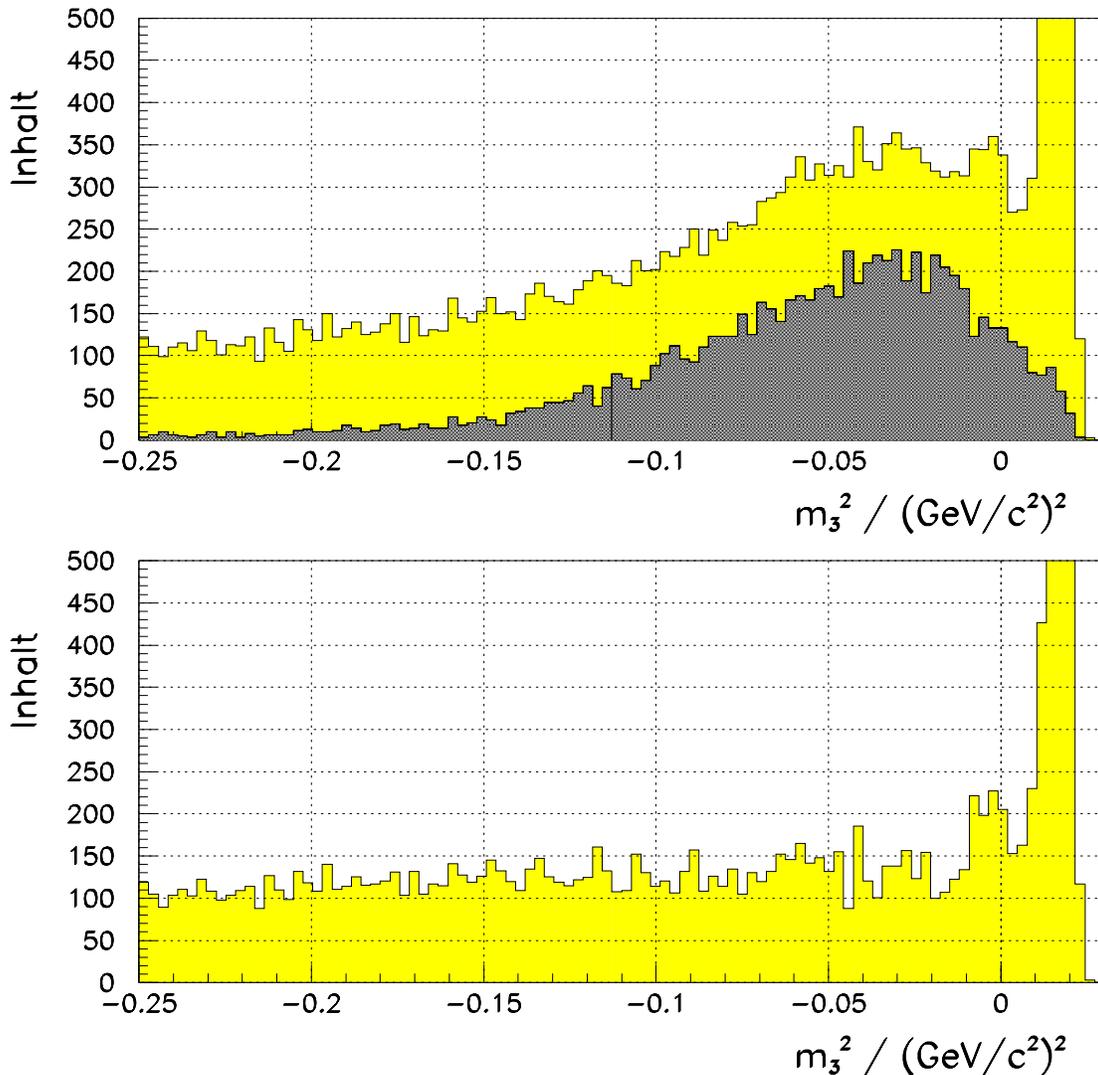


Abbildung 4.9: Missing Mass- Spektrum bei $T = 348,1 MeV$. Oben ist dem Leertargetrun-Anteil (dunkelgrau) der Volltargetrun-Anteil (hellgrau) unterlegt; unten wurde die Differenz obiger Spektren gebildet.

Während der Leertargetmessung nimmt man in diesem Bereich *per definitionem* ausschließlich Untergrundreaktionen auf. Im betrachteten Bereich liefern zwar während der Volltargetmessung auch die $pn\pi^+$ - und die $d\pi^+$ -Reaktionen einen Beitrag zum Untergrund, können aber durch kinematische Einschränkungen weitgehend eliminiert werden. Es sei die Anzahl der während einer Volltargetmessung in den o. g. Bereich fallenden Ereignisse N_{VU} (VU : **V**oll-**U**ntergrund). Trägt man die Rate \dot{N}_{VU} gegen die Meßdauer auf, erhält man eine Aussage über die Änderung der Untergrundrate während der gesamten Messung.

Dabei müssen jedoch folgende Korrekturen angefügt werden:

- Normierung auf die Strahlintensität $\dot{N}_i(BH)$,
- Berücksichtigung der Effizienz der Datenaufnahme: Totzeitfaktor $\tau_i = \frac{\dot{N}_i(a)}{\dot{N}_i(tot)}$,

indem die Abhängigkeit des Quotienten

$$\frac{\dot{N}_{VU}}{\dot{n}_V} \text{ mit } \dot{n}_i \equiv \dot{N}_i(BH) \cdot \tau_i$$

von der Meßzeit untersucht wird. Abb. 4.10 zeigt die Entwicklung der so gewonnenen Ratenverhältnisse.

Der lineare Anstieg von \dot{N}_{VU}/\dot{n}_V , d. h. die lineare Zunahme der Untergrundrate, deutet auf eine wachsende Eisschicht auf den Targetfolien hin, deren Dicke auch während der Leertargetmessungen ansteigt.

Hieraus erwächst eine Möglichkeit, die Volltargetmeßergebnisse N_V von den Untergrundeignissen N_{VU} zu reinigen und die Nutzrate \dot{N}_{Nutz} (z. B. N_γ im Fall der $pp\gamma$ -Reaktion) zu erhalten: Seien $L1$ und $L2$ zwei die Volltargetmessung zeitlich umgebenden Leertargetruns (Abb. 4.11).

Aus diesen Messungen läßt sich eine Gerade extrahieren, die den linearen zeitlichen Zuwachs der Untergrundrate (d. h. einen quadratischen Zuwachs an Untergrundeignissen) beschreibt:

$$\frac{\dot{N}_i}{\dot{n}_i} = \frac{\frac{\dot{N}_{L2}}{\dot{n}_{L2}} - \frac{\dot{N}_{L1}}{\dot{n}_{L1}}}{t_{L2m} - t_{L1m}} (t - t_{L1m}) + \frac{\dot{N}_{L1}}{\dot{n}_{L1}}.$$

Setzt man für t den Zeitmittelpunkt der Volltargetmessung t_{Vm} ein, erhält man \dot{N}_{VU} . Durch anschließende Multiplikation von \dot{N}_{VU} mit der Dauer (Spillanzahl) der Volltargetmessung t_V ergibt sich der der Volltargetverteilung beigemischte Untergrundanteil zu

$$N_{VU} = \dot{N}_{VU} \cdot t_V.$$

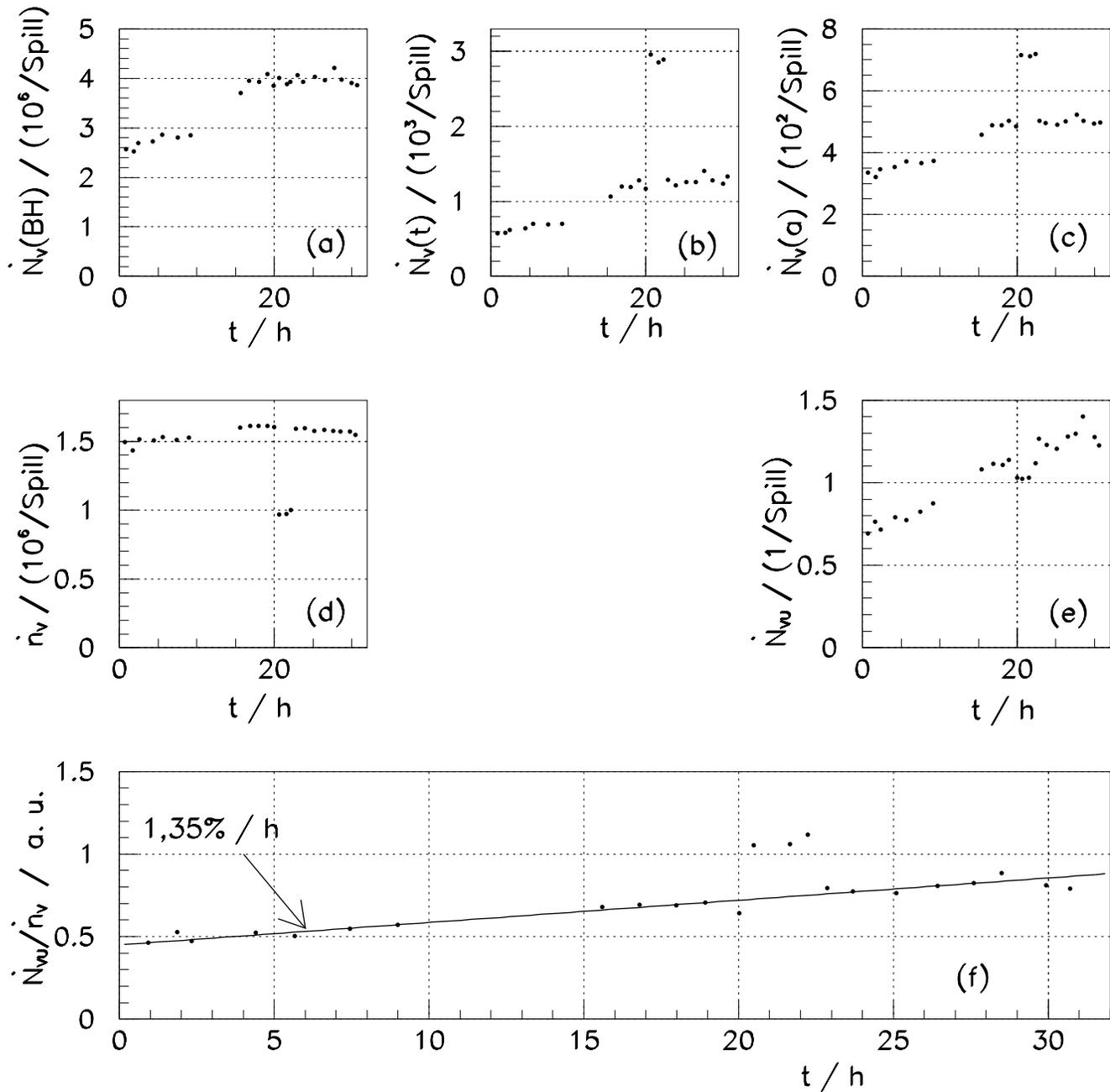


Abbildung 4.10: Lineare Zunahme an Untergrundereignissen während der 1. Strahlzeit. Die abweichenden drei Meßpunkte in einigen der Diagramme sind nicht auf Intensitätsschwankungen, sondern auf eine besondere Triggereinstellung zurückzuführen. Der Abbildung (d) liegen (a), (b) und (c) zugrunde (Erklärung: s. Text). Durch die im Text erläuterten, an die Missing Mass-Verteilung gestellten Bedingungen, ergibt sich (e). Der Quotient aus (e) und (d) ergibt (f).

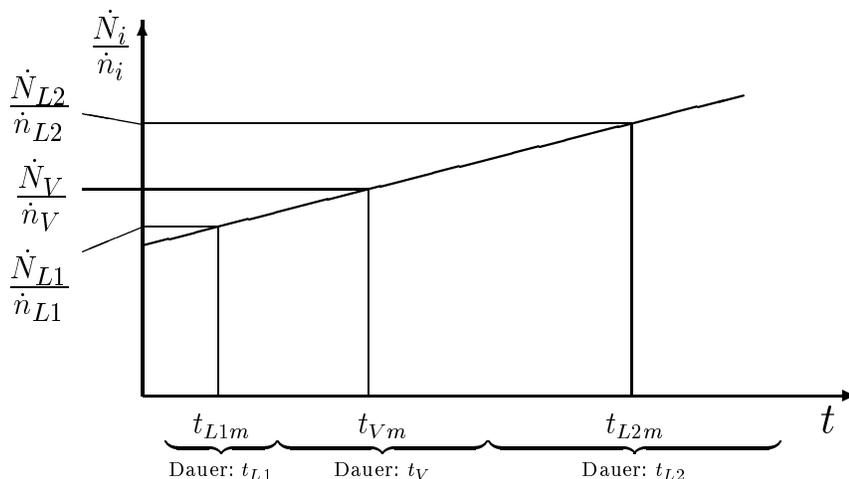


Abbildung 4.11: Schema einer linearen Zunahme der Untergrundrate

Werden die Voll- als auch Leertargetmessungen einer Strahlzeit betrachtet, ergibt sich durch Summation der effektive Skalierungsfaktor s , der *allen* Voll- (N_V) und Leertarget-Meßanteilen (N_L) einer Strahlzeit zugrunde liegt, so daß für den Nutzanteil N_{Nutz} gilt

$$N_{Nutz} = N_V - N_{VU} = N_V - s \cdot N_L .$$

Im Fall der 1. Strahlzeit betrug $s = 1,6$.

Bemerkung:

Das dargestellte Verfahren wird durch die Tatsache bestätigt, daß die Steigungen sowohl im Fall des Voll- als auch des skalierten Leertargeteintrags der Missing Mass-Verteilung bei $-0,07(GeV/c^2)^2$ gleich sind (Abb. 4.9 oben). Ein falscher Faktor s würde einen unterschiedlichen Anstieg im erwähnten Bereich zur Folge haben, da die Skalierung des Leertargetanteils multiplikativer und nicht additiver Art ist.

Die Situation während der 2. Strahlzeit war eine andere. Der lineare Zusammenhang der Untergrundrate von der Meßdauer konnte nicht verifiziert werden (Abb. 4.12).

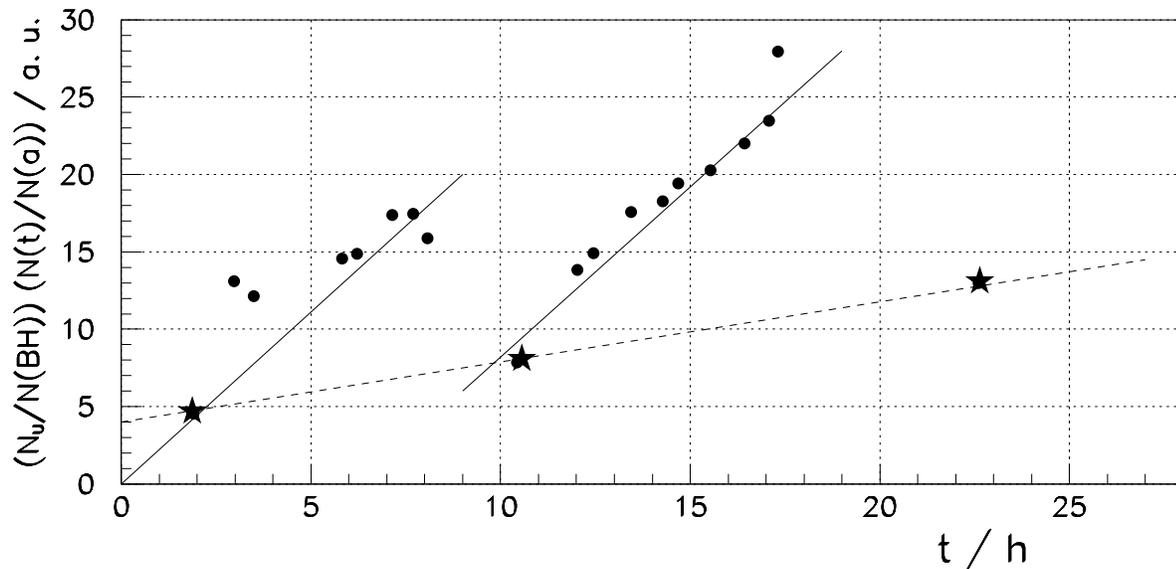


Abbildung 4.12: Zunahme der Untergrundrate während der 2. Strahlzeit. Die jeweils von einem Leertargetrun (Sterne) eingeleiteten Meßperioden mit einem vollen Target (Punkte) sind mit einer durchgezogenen Linie gekennzeichnet. Die Zunahme an Untergrundereignissen während der aufeinanderfolgenden Leertargetruns wird durch die gestrichelte Linie verdeutlicht.

Vielmehr scheint es zwei Perioden mit annähernd linearem Anstieg gegeben zu haben, die jeweils von einer Leertargetmessung (lokale Minima in der Abbildung) eingeleitet wurden. Es liegt die Vermutung nahe, daß die wegen des Einsatzes einer dünnen Targetfensterfolie ($0,9 \mu\text{m}$ gegenüber $2 \mu\text{m}$ bei der 1. Strahlzeit) während der Verflüssigungs-, bzw. Verdampfungsphase des H_2 entstehenden Bewegungen eine Reduzierung der Eisschicht bewirkt haben. Daher ließ sich das oben dargestellte Verfahren nicht anwenden.

Da die Einschußenergie während der 2. Strahlzeit unterhalb der $pn\pi^+$ -Produktionsschwelle lag, fallen in den negativen Missing Mass-Bereich nur Untergrundereignisse, deren Verteilung in den Leertarget-Meßperioden ermittelt wird. Die Signale der $pp\gamma$ - und der $pp\pi^0$ -Reaktion heben sich gut vom Untergrund ab. Durch die Anwendung des in der obigen Bemerkung aufgezeigten Kriteriums konnten durch einen Abzug des skalierten Untergrunds sowohl ein $pp\gamma$ - als auch ein $pp\pi^0$ -Signal nahezu untergrundfrei ermittelt werden. Der effektive Skalierungsfaktor s betrug 1,5 mit einem 5%-igen Fehler.

Abbildung 4.13 zeigt den Zustand vor und nach dem Bereinigen der Missing Mass-Verteilungen unter Anwendung der eingeführten Skalierungsfaktoren s .

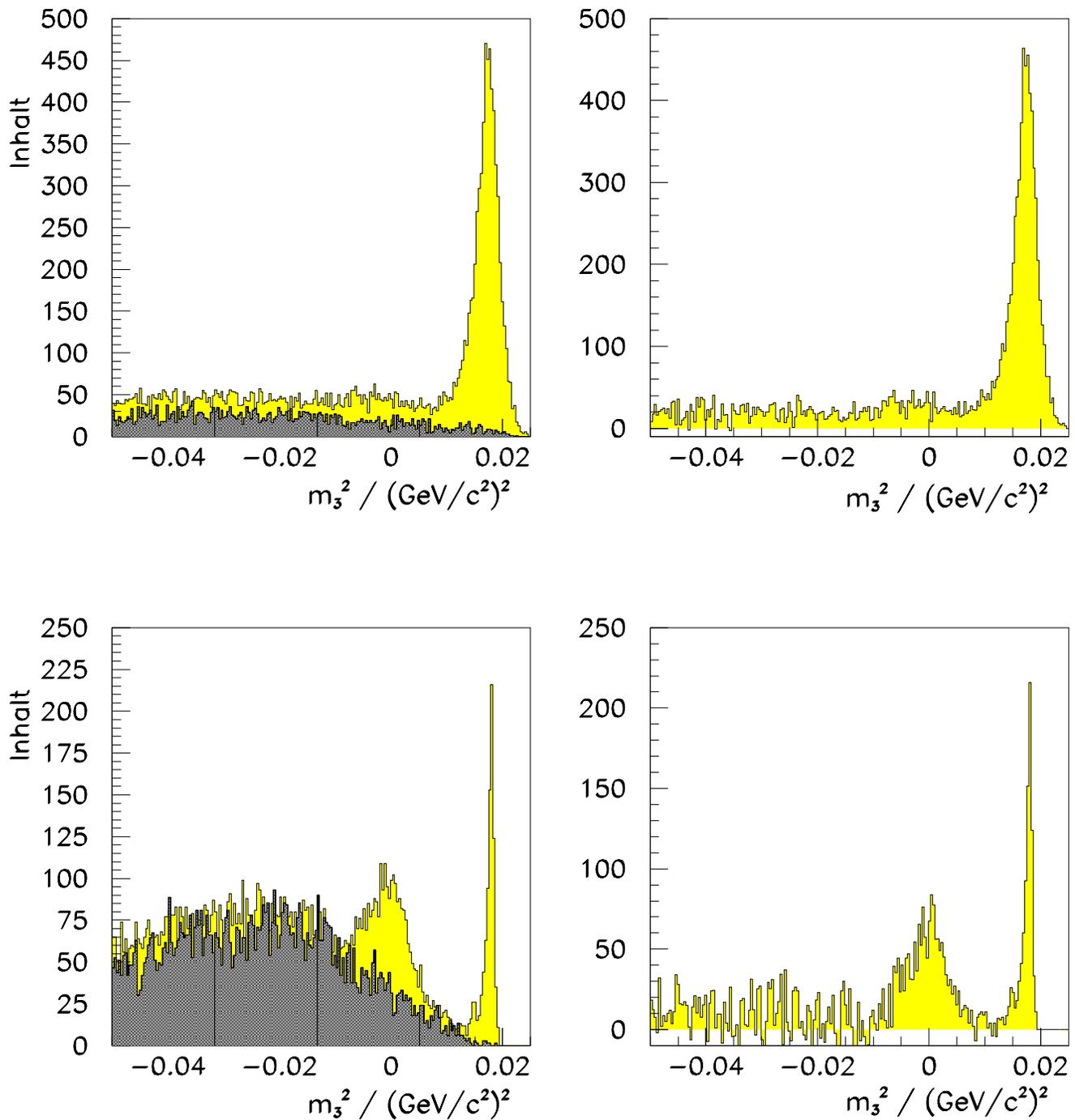


Abbildung 4.13: Missing Mass Verteilung experimenteller Daten: oben 1. Strahlzeit bei $T = 348,1 \text{ MeV}$, unten 2. Strahlzeit bei $T = 292,8 \text{ MeV}$. Während die Spektren links jeweils die Daten des Volltargetruns (hellgrau) und die skalierten Leertargetanteile (dunkelgrau) beinhalten, zeigen die Spektren rechts die Situation nach dem Abzug des Leertargetanteils.

Kapitel 5

Ergebnisse

Bereits die kurzen Meßperioden von ca. $24 h^*$ reiner Meßzeit ermöglichten eine erste Aussage über Wirkungsquerschnitte bis in den μb -Bereich.

Die zu geringe Anzahl gemessener $pp\gamma$ -Ereignisse und insbesondere die dazu anteilig unbekannte Beimischung an $pn\pi^+$ -Ereignissen bei der ersten Messung bei $T = 348,1 MeV$ führten zu der Erkenntnis, eine zweite Messung $T = 292,8 MeV$ unterhalb der π^+ -Produktionsschwelle durchzuführen, um den $pn\pi^+$ -Untergrundanteil zu eliminieren.

5.1 Absolute Normierung

Der im Azimutalwinkel φ symmetrische Aufbau und die daraus sich ergebende Akzeptanz des COSY-TOF erlaubt es, im Endausbau mehrere Streuprozesse gleichzeitig zu untersuchen. Bei der Ausbaustufe während der betrachteten Strahlzeiten ermöglichten die zusätzlichen, im Rahmen der vorliegenden Arbeit entworfenen und eingebauten Elastischen Zähler (s. S. 26), daß neben der zu untersuchenden Reaktion $pp \rightarrow pp\gamma$ auch die bekannte elastische Protonenstreuung $pp \rightarrow pp_{el}$, deren differentieller Wirkungsquerschnitt in Abb. 5.1 dargestellt ist, aufgenommen wurde, indem beide Ejektilprotonen in einem kleinen Winkelbereich (s. Abb. 2.13) in Koinzidenz nachgewiesen wurden.

Damit konnte eine Aussage über die integrale Luminosität \mathcal{L} (Luminosität L der Dauer t_V der Volltargetmessung: $\mathcal{L} = \int_{t_V} dt \cdot L(t)$) gemacht werden: Die während der Messung aufgenommene Anzahl N_{el} aus der elastischen Protonenstreuung stammender Ereignisse beträgt:

$$N_{el} = \frac{d^2\sigma}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega \cdot \mathcal{L}, \quad (5.1)$$

*1. Strahlzeit: $t = 96448 s$, davon Volltargetanteil $t_V = 84507 s$;
2. Strahlzeit: $t = 85704 s$, davon Volltargetanteil $t_V = 48792 s$

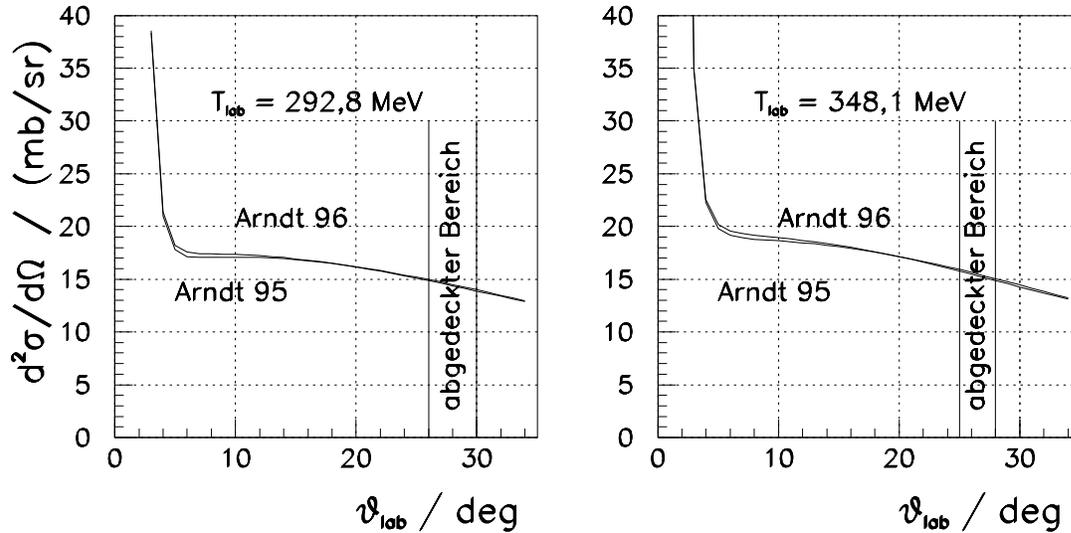


Abbildung 5.1: Wirkungsquerschnitte der elastischen pp -Streuung. Ergebnis der Phasenstreuanalyse mit dem SAID-Programm (Arndtsche Analysen der Jahre 1995-96). Eingezeichnet ist der mit Szintillationsdetektoren abgedeckte Polarwinkelbereich.

während für die entsprechende Anzahl der $pp\gamma$ -Ereignisse N_γ gilt[†]

$$N_\gamma = \frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma} \cdot \Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2 \Delta\vartheta_\gamma \cdot \mathcal{L}. \quad (5.2)$$

Bei Kenntnis von \mathcal{L} läßt sich somit $\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma}$ angeben.

Der Wirkungsquerschnitt der pp_{el} -Reaktion ist in dem Bereich der Einschußenergie um 300 MeV bis auf 5% bekannt (s. [MEY92] S. 647 und darin aufgelistete Referenzen).

5.1.1 1. Strahlzeit

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung wurde laut Abb. 5.1 im Winkelbereich $\vartheta \in [28^\circ, 30^\circ]$, in den die zu den in Elastischen Zählern nachgewiesenen komplementären Protonen gestreut wurden, parametrisiert zu:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega} = (-0,2908 \cdot \frac{\vartheta}{deg} + 23,115) mb/sr.$$

Insgesamt wurden drei relativ große Pixel (Raumwinkel um $1 msr$) zur Untersuchung herangezogen, deren Betrachtung einen kleinen statistischen Fehler versprach. Hieraus ergeben sich die Pixel- und Stoppdetektor-Kanalnummern mit zugehörigen

[†]Die Bedeutung des fünffach differentiellen Wirkungsquerschnitts ist im Anhang A erläutert

Raumwinkelementen[‡] (Tab. 5.1). Sowohl das zuvor ermittelte Verhältnis (s. S. 72) des Anteils der Volltarget- zu Leertargetereignisse von $s = 1,6$ als auch die reaktionsspezifischen Triggertotzeiten von 51,214% (Faktor: $\tau_V = 2,0498$) während des Volltargettruns und 22,060% (Faktor: $\tau_L = 1,283$) während des Leertargettruns wurden berücksichtigt. Mit der Vorschrift

$$\mathcal{L}(Pixel) = \frac{\tau_V \cdot N_V - s \cdot \tau_L \cdot N_L}{\frac{d^2\sigma}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega} \quad (5.3)$$

und den in Tab. 5.1 aufgelisteten Größen

| Pixel | Streifen | ϑ | $\Delta\Omega / msr$ | $\frac{d^2\sigma}{d\Omega} / mb/sr$ | N_V | N_L | $\mathcal{L} / \mu b^{-1}$ |
|-------|------------|-------------|----------------------|-------------------------------------|-------|-------|----------------------------|
| 574 | 17, 58, 78 | 28,7573° | 0,9023 | 14,752 | 3949 | 31 | 603 |
| 576 | 17, 59, 77 | 26,2856° | 0,9085 | 15,471 | 4854 | 36 | 702 |
| 580 | 17, 60, 77 | 25,0171° | 1,3756 | 15,840 | 7683 | 56 | 717 |

Tabelle 5.1: Die zur absoluten Normierung herangezogenen Pixeldaten. Dabei bezeichnen N_V und N_L die während der Voll- und Leertargetmeßperioden aufgenommenen Ereigniszahlen.

ergibt sich die mittlere im Weiteren betrachtete integrale Luminosität zu

$$\mathcal{L} = (674 \pm 62) \mu b^{-1}. \quad (5.4)$$

Die mittlere Luminosität L betrug demnach $L = \mathcal{L}/t_V = (7,98 \pm 0,73) \cdot 10^{27} cm^{-2}s^{-1}$.

5.1.2 2. Strahlzeit

Die Parametrisierung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die während der 2. Strahlzeit überdeckten Winkelbereiche ergab

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega} = (-0,23909 \cdot \frac{\vartheta}{deg} + 21,052) mb/sr.$$

Das Verhältnis (s. S. 73) des Anteils der Volltarget- zu Leertargetereignisse beträgt $s = 1,5$, und die Totzeit hatte einen 23,873% großen Anteil (Faktor: $\tau_V = 1,3136$) im Fall des Volltargettruns und einen 4,507% großen Anteil (Faktor: $\tau_L = 1,0472$) im Fall des Leertargettruns.

[‡]Nomenklatur der Datenbank pixel3_875mm.dat [ZIE]

Mit den in Tab. 5.2 aufgelisteten Daten ergibt sich die integrale Luminosität zu

$$\mathcal{L} = (2278 \pm 73) \mu b^{-1}. \quad (5.5)$$

Die Luminosität L , die sich aus $L = \mathcal{L}/t_V$ berechnen läßt, betrug während der 2. Strahlzeit $L = (4,67 \pm 0,15) \cdot 10^{28} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

| Pixel | Streifen | $\bar{\vartheta}$ | $\Delta\Omega / \text{msr}$ | $\frac{d^2\sigma}{d\Omega} / \text{mb/sr}$ | N_V | N_L | $\mathcal{L} / \mu b^{-1}$ |
|-------|------------|-------------------|-----------------------------|--|-------|-------|----------------------------|
| 606 | 18, 58, 79 | 29,9514° | 0,8939 | 13,891 | 21044 | 95 | 2214 |
| 608 | 18, 59, 78 | 27,5352° | 0,9057 | 14,469 | 23429 | 136 | 2332 |
| 609 | 18, 59, 79 | 28,7636° | 1,4868 | 14,175 | 37949 | 210 | 2350 |
| 612 | 18, 60, 78 | 26,2948° | 1,4175 | 14,765 | 35527 | 180 | 2216 |

Tabelle 5.2: Die zur absoluten Normierung herangezogenen Pixeldaten

5.2 Totaler Wirkungsquerschnitt der $pp\gamma$ -Reaktion

Das COSY-TOF deckte während der 1. und der 2. Messung 16,53 % des 2π -Raumwinkels im Laborsystem ab. Die kleine Ereignisanzahl sowie die Winkelverteilung der aufgenommenen Reaktionen lassen daher nur bedingt eine Aussage bzgl. des Charakters möglicher Partialwellenbeiträge zu Winkelverteilungen der pp -Reaktionskanäle zu. Ohne Zusatzannahmen ist daher die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts nicht möglich. Sie basiert auf der Annahme, daß die Ereignisse im Phasenraum gleichverteilt sind. Angesichts der schwelennahen Messungen trifft dies für pionische Reaktionen in erster Näherung vermutlich zu. Unter dieser Annahme lassen sich die Winkelverteilungen in die vom COSY-TOF nicht abgedeckte Winkelregionen extrapolieren.

Zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts der $pp\gamma$ -Reaktion σ_γ wurden zwei Methoden verwendet: Der totale Wirkungsquerschnitt läßt sich bestimmen:

- Methode 1: Aus dem Vergleich der aufgezeichneten Ereignisanzahl aus der $pp\pi^0$ - mit der aus der $pp\gamma$ -Reaktion nach Maßgabe des bekannten totalen $pp\pi^0$ -Wirkungsquerschnitts.
- Methode 2: Aus der Berücksichtigung der im vorangegangenen Abschnitt ermittelten integralen Luminositäten \mathcal{L} und den aus den Simulationsrechnungen bekannten Detektoreffizienzen a .

5.2.1 1. Strahlzeit

Methode 1

Ein erster Schritt war die Ermittlung der Ereignisanzahl der $pp\gamma$ -Reaktion:

Die 1. Strahlzeit fand oberhalb der Pionenproduktionsschwelle bei der Einschußenergie von $T = 348,1 \text{ MeV}$ statt. Die gewonnenen Daten wurden zunächst von dem aus der Wechselwirkung des Protonenstrahls mit der COSY-TOF-Halterung stammenden Untergrund bereinigt.

Wie im unteren Teil der Abb. 4.9 zu sehen, trägt nach dem Untergrundabzug neben der $pp\gamma$ -Reaktion auch die $pn\pi^+$ -Reaktion zur Signalbildung im Missing Mass-Spektrum um $m_3^2 = 0 \text{ (MeV/c}^2\text{)}^2$ bei; ferner scheint letztere Reaktion die einzige zu sein, deren Ereignisse den Bereich des Missing Mass-Spektrums von $m_3^2 = -0,1 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ bis $-0,02 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ bevölkern (s. Abb. 5.2 oben). Daher wurde die simulierte Missing Mass-Verteilung in diesem Bereich an die aus den Meßdaten gewonnene in der Höhe angepaßt (Abb. 5.2 mitte).

Bildet man die Differenz aus dem untergrundbereinigten Meßdaten und der simulierten und skalierten $pn\pi^+$ -Verteilung (Abb. 5.2 unten), wird ein Signal um $m_3^2 = 0 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ deutlich, das der $pp\gamma$ -Reaktion zugeordnet wird.

Bei dieser Verfahrensweise wurde angenommen, daß die tatsächliche Form des Missing Mass-Spektrums der $pn\pi^+$ -Reaktion der simulierten, welche auf der Phasenraumverteilung basiert, entspricht. Diese Annahme wird durch die Tatsache bestärkt, daß die bisherigen schwelennahen Messungen der $pp \rightarrow pn\pi^+$ -Reaktion bei

$T = 294 \text{ MeV}$, 300 MeV und $319,5 \text{ MeV}$ weitgehend eine S-Partialwellen Abhängigkeit zeigten [DAE95][§].

[§]Auch am COSY-TOF wurde eine Messung der $pn\pi^+$ -Reaktion mit einem eigens dafür gebauten Zusatzdetektor durchgeführt, so daß in Zukunft auf deren Ergebnisse zurückgegriffen werden kann.

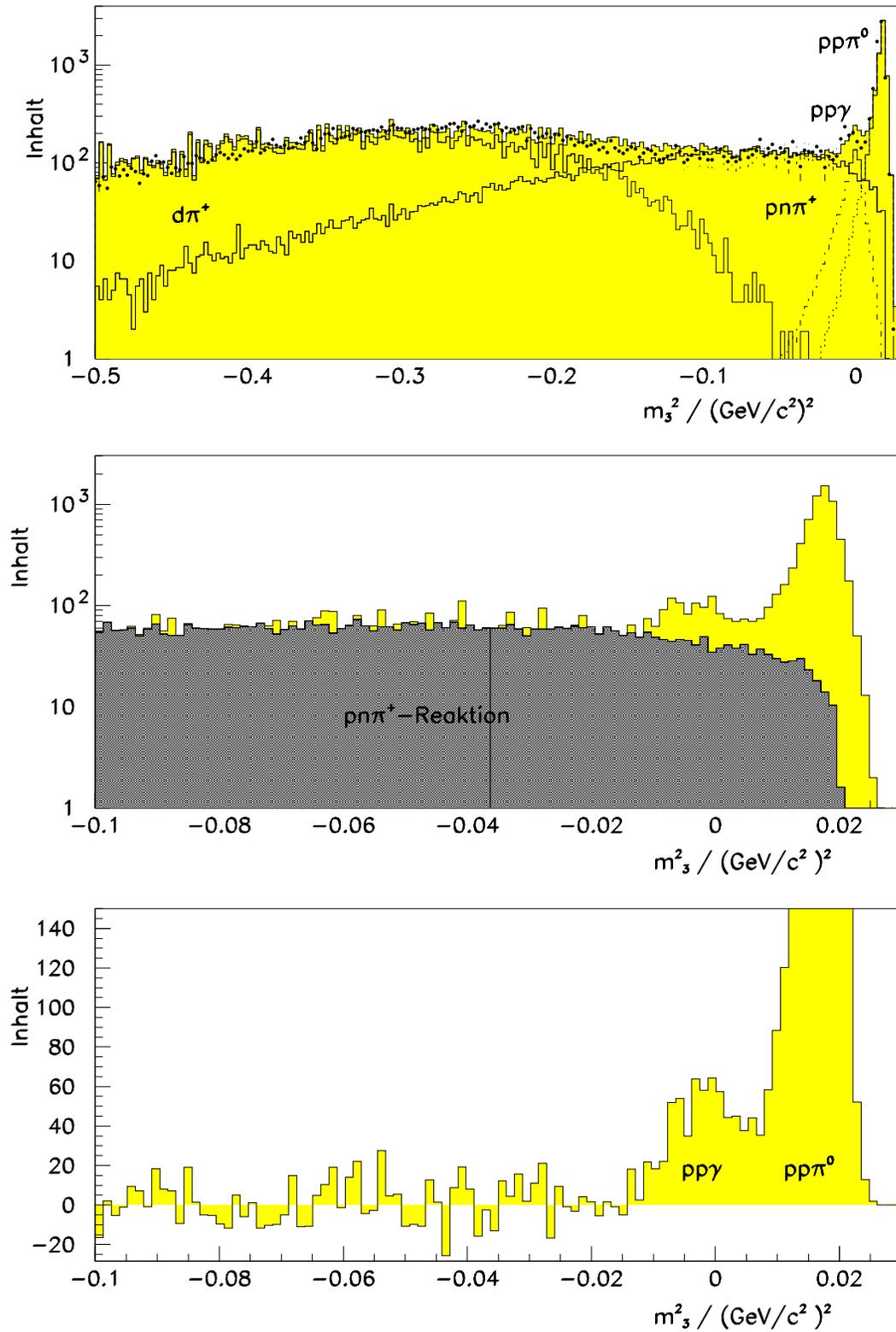


Abbildung 5.2: Oben: Simulierte (Linie) und aus den Meßdaten gebildete (Punkte) Missing Mass-Spektren der 1. Strahlzeit: Die zur Missing Mass-Bildung beitragenden Reaktionen und die jeweiligen Bereiche sind vermerkt. Mitte: Untergrundbereinigte Meßdaten (hellgrau) überblendet mit einer simulierten $\rho\pi^+$ -Verteilung (dunkelgrau) im Missing Mass-Bereich bis zu $-0,1 (\text{GeV}/c^2)^2$. Unten: Sich aus der Differenzbildung der im mittleren Spektrum gezeigten Größen ergebende Missing Mass-Information

Mit den Bezeichnungen, die die Anzahl aufgenommener Ereignisse beschreiben,

- Volltargetanteil N_V ,
- Leertargetanteil N_L ,
- Anteil der betrachteten Reaktion N (z. B. N_γ, N_{π^+}),
- Skalierungsfaktor (Voll-Leer) s ($s = 1,6$ für $T = 348,1 \text{ MeV}$) (s. S. 72),
- anteilige Anzahl im Phasenraum gleichverteilter Reaktionsprodukte N_{PS} , die in Richtung des Quirls ausgesandt wurden,
- anteilige Anzahl der durch die LasVegas-Simulation akzeptierten Ereignisse N_{LV} ,
- Effizienz der Rekonstruktion samt der Detektorakzeptanz $a = N_{LV}/N_{PS}$ (s. S. 57),

ergibt sich folgender Ausdruck für den totalen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_\gamma = \sigma_\pi \cdot \frac{N_\gamma}{N_\pi} \cdot \frac{a_\pi}{a_\gamma}, \quad (5.6)$$

wobei die tiefgestellten Symbole γ und π die $pp\gamma$ - und $pp\pi^0$ -Reaktion kennzeichnen.

Der Fehler $\Delta\sigma_\gamma$ zerfällt in zwei Beiträge:

- der aus der Ereignisanzahl N herrührende *statistische* Fehler und
- der sich aus den Unsicherheiten von σ_π , Skalierungsfaktor s und der fehlerbehafteten Effizienzen a ergebende *systematische* Fehler.

Statistische Fehler. Die Anzahl der $pp\gamma$ -Ereignisse wird aus

$$N_\gamma = N_V(\gamma) - sN_L(\gamma) - N_n(\gamma) \quad (5.7)$$

mit dem Fehler ($\Delta N_V = \sqrt{N_V}$, $\Delta N_L = \sqrt{N_L}$, $\Delta N_n = \sqrt{N_n}$)

$$\Delta N_\gamma = \sqrt{N_V + s^2 N_L + N_n} \quad (5.8)$$

ermittelt, wobei die Voll-, Leer- und Anteile der $pn\pi^+$ -Reaktion (tiefgestellter Index n) aus dem Bereich $m_3^2 \in [-0,013, 0,011[\text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ (geklammerter Index γ) beitragen (s. Abb. 4.9). Die Anzahl der $pp\pi^0$ -Ereignisse N_π ergibt sich in analoger Weise bei der Betrachtung der Ereignisse aus $m_3^2 \in [0,011, 0,03] \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ (geklammerter Index π). Mit den Angaben der Tabelle 5.3 ergeben sich die Werte:

$$N_\gamma = 678 \pm 76, \quad (5.9)$$

$$N_\pi = 6024 \pm 85. \quad (5.10)$$

Damit erhält man den relativen Fehler des Wirkungsquerschnitts

$$\frac{\Delta\left(\frac{N_\gamma}{N_\pi}\right)}{\frac{N_\gamma}{N_\pi}} = \sqrt{\frac{\Delta N_\gamma}{N_\gamma} + \frac{\Delta N_\pi}{N_\pi}} = 0,113. \quad (5.11)$$

| Reaktion | N_V | N_L | N_n |
|------------|-------|-------|-------|
| $pp\gamma$ | 2524 | 691 | 740 |
| $pp\pi^0$ | 6566 | 204 | 216 |

Tabelle 5.3: Ermittelte Ereignisanzahl (1. Strahlzeit)

Systematische Fehler. Wie bereits oben erwähnt, tragen σ_π , s und a bei Anwendung der 1. Methode zum systematischen Fehler bei.

Der 5%-ige Fehler von $s = 1,6$ bewirkt einen relativen Fehler bei der Wirkungsquerschnittsangabe von

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \left| \frac{(N_V(\gamma) + N_n(\gamma)) N_L(\pi) - (N_V(\pi) + N_n(\pi)) N_L(\gamma)}{N_\gamma N_\pi} \cdot \Delta\sigma \right| = 0,08. \quad (5.12)$$

Die Rekonstruktionseffizienz und die Detektorakzeptanz lassen sich nur aus LasVegas-Simulationsrechnungen ermitteln. Die kritische Detektorkomponente scheint hierbei der Ring A des Startdetektors zu sein (Abb. 2.8). Der Durchmesser des inneren Lochs beträgt im Idealfall, wenn die 16 Startdetektorsegmente exakt nebeneinander angeordnet werden, $2,04 \text{ mm}$ [SCH95] (dies war auch der Solldurchmesser für die 1. Strahlzeit). Dabei treten bereits auf Grund des Verpackungsmaterials ($50 \mu\text{m}$ dicke Mylar-Folie) $100 \mu\text{m}$ -Spalte zwischen den 16 Segmenten auf, was ca. 25% des Innenlochumfangs ausmacht. Wegen der unmittelbaren Nähe zum Target wirken sich eventuelle Schwankungen in der Spaltdicke auf die Detektorakzeptanz stark aus. Die beobachteten Spaltdicken schwanken und erreichen im Maximalfall $150 \mu\text{m}$.

Eine weitere Unsicherheitsquelle stellt die nur bedingt bekannte Form des Strahlquerschnitts (s. Abb. 2.2) dar. Das LasVegas-Paket bietet die Möglichkeit, sowohl den Innendurchmesser des Startdetektors zu ändern als auch die Strahlform zu variieren. Da eine Vergrößerung des Innenlochs um 1 mm einer Spaltdickenänderung um ca. $40 \mu\text{m}$ entspricht, wurden zur Ermittlung des Effizienzfehlers Δa die Maße des erwähnten Durchmessers in einem Bereich $2,0 - 2,5 \text{ mm}$ betrachtet.

Die ermittelten Effizienzen und deren Fehler sind in Tabelle 5.4 aufgelistet.

| Reaktion | $\sigma / \mu\text{b}$, Literaturwert | Effizienz a | $\frac{\Delta a}{a}$ |
|------------|--|---------------|----------------------|
| $pp\gamma$ | – | 25,92% | $\pm 2,5\%$ |
| $pp\pi^0$ | $T = 350,0 \text{ MeV} : (18,0 \pm 6)$ [DUN59] | 76,15% | $\pm 6,5\%$ |

Tabelle 5.4: Reaktionsspezifische Angaben (1. Strahlzeit)

Damit ergibt sich der totale Wirkungsquerschnitt der $pp\gamma$ -Reaktion zu

$$\sigma_\gamma = (5,95 \pm 0,67 \pm 1,98 \pm 0,47 \pm 0,38 \pm 0,15) \mu b. \quad (5.13)$$

Statistik
aus σ_π
aus s
aus a_π
aus a_γ

Methode 2

Der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich hiernach (s. S. 78) aus

$$\sigma_\gamma = \frac{N_\gamma}{a_\gamma \mathcal{L}} \quad \text{mit dem statistischen Fehler}$$

$$\frac{\Delta\sigma_\gamma}{\sigma_\gamma} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_\gamma}{N_\gamma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \mathcal{L}}{\mathcal{L}}\right)^2}$$

und mit dem 5%-igen systematischen Fehler, der sich aus der ungenauen Kenntnis des zur Normierung herangezogenen differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen pp -Streuung ergibt, zu

$$\sigma_\gamma = (3,9 \pm 0,6 \pm 0,2) \mu b.$$

Die beiden ermittelten Werte stimmen im Rahmen der Meßfehler überein. Eine diesbezügliche Diskussion schließt sich im Anschluß an die Ergebnisse der 2. Strahlzeit an (s. S. 85).

5.2.2 2. Strahlzeit

Die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts σ_γ aus den Daten der 2. Strahlzeit verläuft – bis auf die Tatsache, daß nur die Dreikörperreaktionen $pp\gamma$ und $pp\pi^0$ vorkamen – analog.

Methode 1

Statistische Fehler. Die Anzahl der im Bereich $m_3^2 \in [-0,018, 0,0116[$ (GeV/c^2)² (s. Abb. 5.3) ermittelten hypothetischen $pp\gamma$ -Ereignisse und die aus $m_3^2 \in [0,0116, 0,03]$ (GeV/c^2)² stammenden $pp\pi^0$ -Ereignisse sind in Tabelle 5.5 eingetragen.

Mit dem Skalierungsfaktor $s=1,5$ ergeben sich die Werte

$$N_\gamma = 1608 \pm 82, \quad (5.14)$$

$$N_\pi = 885 \pm 33 \quad (5.15)$$

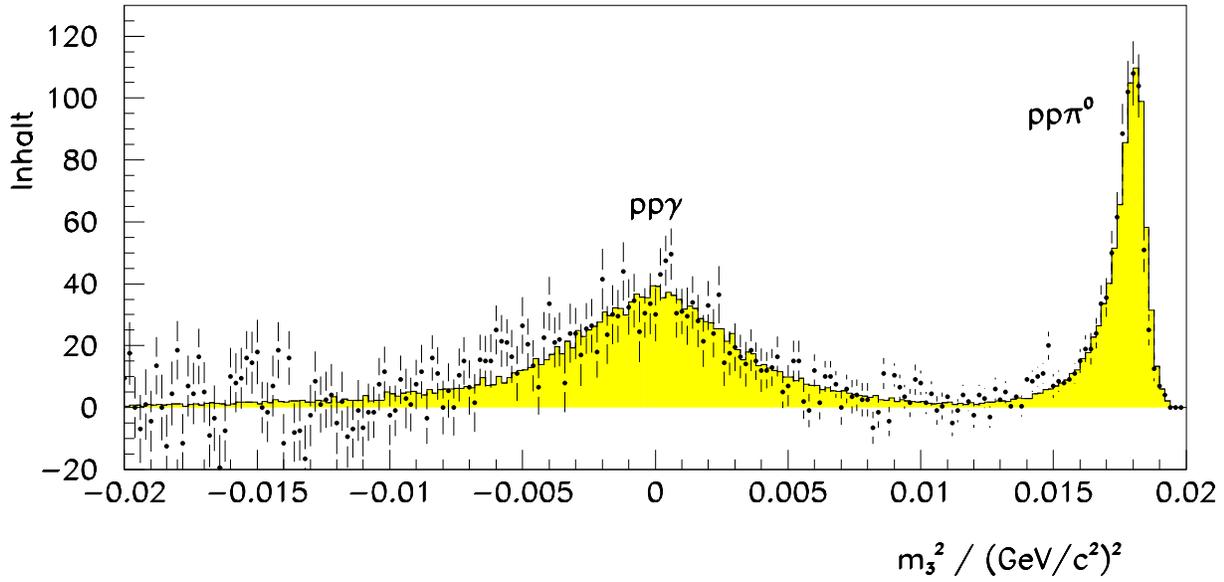


Abbildung 5.3: Simulierte (Linie) und aus den Meßdaten gebildete (Punkte) Missing Mass-Spektren der 2. Strahlzeit

| Reaktion | N_V | N_L |
|------------|-------|-------|
| $pp\gamma$ | 3624 | 1344 |
| $pp\pi^0$ | 966 | 54 |

Tabelle 5.5: Ermittelte Ereignisanzahl (2. Strahlzeit)

und somit für den relativen statistischen Fehler:

$$\frac{\Delta\left(\frac{N_\gamma}{N_\pi}\right)}{\frac{N_\gamma}{N_\pi}} = \sqrt{\frac{\Delta N_\gamma}{N_\gamma} + \frac{\Delta N_\pi}{N_\pi}} = 0,06. \quad (5.16)$$

Systematische Fehler. Der 5%-ige Fehler von $s = 1,5$ bewirkt einen relativen Fehler bei der Wirkungsquerschnittsangabe

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \left| \frac{N_V(\gamma)N_L(\pi) - N_V(\pi)N_L(\gamma)}{N_\gamma N_\pi} \cdot \Delta s \right| = 0,25. \quad (5.17)$$

Während der 2. Strahlzeit wurde das Innenloch des Startdetektors auf einen Durchmesser von $2,5\text{ mm}$ vergrößert, um der Strahlausdehnung Rechnung zu tragen. Um die Unsicherheiten bei der Montage zu berücksichtigen, wurde zur Bestimmung der Effizienzunsicherheiten ein Lochinnendurchmesser des Startdetektors zwischen 2 mm und 3 mm betrachtet. Besonders die Reaktion $pp\pi^0$ ist von dieser Unsicherheit betroffen, da die Startsignale – auf Grund der Messung nahe der Pionenproduktionsschwelle und daher des kleinen Öffnungskegels der beiden Protonen – fast ausschließlich vom A Ring des Startdetektors

ausgehen.

Mit den in Tabelle 5.6 aufgelisteten Werten

| Reaktion | $\sigma / \mu b$ | Effizienz a | $\frac{\Delta a}{a}$ |
|------------|--|---------------|----------------------|
| $pp\gamma$ | – | 20,44% | $\pm 5.0\%$ |
| $pp\pi^0$ | $T = 292,5 \text{ MeV} : 1,63 \pm 0,05 \pm 0.03$ $T = 292,6 \text{ MeV} : 1,77 \pm 0,07 \pm 0.04$ $T = 292,6 \text{ MeV} : 1,73 \pm 0,07 \pm 0.04$ $T = 292,9 \text{ MeV} : 1,71 \pm 0,05 \pm 0.03$ | 44,59% | $\pm 31\%$ |

Tabelle 5.6: Reaktionsspezifische Angaben (2. Strahlzeit)

ergibt sich der totale Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma_\gamma = (6,78 \pm 0,41 \pm 0,63 \pm 1,48 \pm 2,10 \pm 0,34) \mu b. \quad (5.18)$$

Statistik
aus σ_π
aus s
aus a_π
aus a_γ

Methode 2

Der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich analog zum Ergebniss der 1. Strahlzeit zu

$$\sigma_\gamma = (3,5 \pm 0,3 \pm 0,2) \mu b.$$

5.2.3 Diskussion

Die Werte des totalen Wirkungsquerschnitts unterscheiden sich, je nach der benutzten Ermittlungsmethode, voneinander. In der Tab. 5.7 sind nochmal die ermittelten Werte der totalen Wirkungsquerschnitte aufgelistet, zuzüglich der der $pp \rightarrow pp\pi^0$ -Reaktion (ermittelt mit der 2. Methode analog zum Fall der $pp\gamma$ -Reaktion, d. h. nach Maßgabe der Luminositäten).

Im Rahmen angegebener Fehler stimmen die mit den zwei angewandten Methoden gewonnenen Werte überein. Da beide Strahlzeiten bei einer Einschußenergie nahe der Pionenproduktionsschwelle durchgeführt wurden, ist der Öffnungskegel der $pp\pi^0$ -Reaktion klein. Unter kleinen Polarwinkeln ($\vartheta < 10^\circ$) wird hauptsächlich der Ring A des Startdetektors von Teilchen getroffen. Es scheint, daß die mechanisch bedingten Positionierungsunsicherheiten der A Ring-Elemente zu unkontrollierten Verlusten an Ereignissen mit kleinen

| | | $\sigma_\gamma/\mu b$ | $\sigma_{\pi^0}/\mu b$ |
|--|---------------|-----------------------|------------------------|
| 1. Strahlzeit ($T = 348,1 \text{ MeV}$) | 1. Methode | $5,9 \pm 0,7 \pm 3$ | – |
| | 2. Methode | $3,9 \pm 0,6 \pm 0,2$ | $12 \pm 1 \pm 0,6$ |
| | Literaturwert | – | 18 ± 6 |
| 2. Strahlzeit ($T = 292,8 \text{ MeV}$) | 1. Methode | $6,8 \pm 0,4 \pm 4,6$ | – |
| | 2. Methode | $3,5 \pm 0,3 \pm 0,2$ | $0,9 \pm 0,3 \pm 0,04$ |
| | Literaturwert | – | $1,71 \pm 0,16$ |

Tabelle 5.7: Auflistung ermittelter totaler Wirkungsquerschnitte

Öffnungswinkeln führen. Der somit unterschätzte totale Wirkungsquerschnitt der $pp\pi^0$ -Reaktion führt bei Benutzung der 1. Methode zur Überschätzung des totalen Wirkungsquerschnitts der $pp\gamma$ -Reaktion.

Die 2. Methode bedient sich der ermittelten Luminositäten. Diese wurden aus der Betrachtung der elastischen pp -Streuung gewonnen, wozu nur Ereignisse mit großen Polarwinkeln beitrugen. Daher ist die 2. Methode zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts der $pp\gamma$ -Reaktion weitgehend frei von Akzeptanzunsicherheiten.

Aus der Unkenntnis der Winkelverteilungen der pionischen Reaktionen resultiert die Annahme, die Reaktionen würden einer Phasenraumverteilung unterliegen. Die Ergebnisse der 1. Strahlzeit insbesondere die Winkelverteilungen werden möglicherweise durch die unbekannt Beimischung der $pp \rightarrow pn\pi^+$ -Reaktion verfälscht. Daher wurden bei nachfolgenden Betrachtungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte ausschließlich die Meßergebnisse der 2. Strahlzeit bei $T = 292,8 \text{ MeV}$ betrachtet.

5.3 Winkelverteilungen

Um eventuelle Abweichungen der Meßdaten vom Phasenraumverhalten zu ermitteln, schloß sich der Abschätzung des totalen Wirkungsquerschnitts die Betrachtung der Winkelverteilung der $pp\gamma$ -Reaktionsejektile an. Es wurden Polarwinkelverteilungen im Schwerpunktssystem (cm: center of mass) betrachtet, die eine 90° -Symmetrie aufwiesen, falls ein den gesamten Raum abdeckender Detektor zum Einsatz kommen würde.

Im vorliegenden Fall wurden keine symmetrischen Verteilungen erwartet. In einem ersten Schritt wurden die Verteilungen der Volltarget- von den der Leertargetmessung bereinigt (Abb. 5.4, 5.5 oben). Die anschließende Untersuchung, die den Einfluß der Detektorakzeptanz und der Rekonstruktionseffizienz auf phasenraumverteilte Daten zum Ziel hatte (Abb. 5.4, 5.5 mitte), ergab Korrekturfaktoren, welche an die untergrundbereinigten Meßdaten angefügt wurden (Abb. 5.4, 5.5 unten). Der Vergleich zur Verteilung im Phasenraum gleichverteilter Ereignisse (durchgezogene Linie) liefert keinen Hinweis auf eine ausgeprägte Reaktionsdynamik.

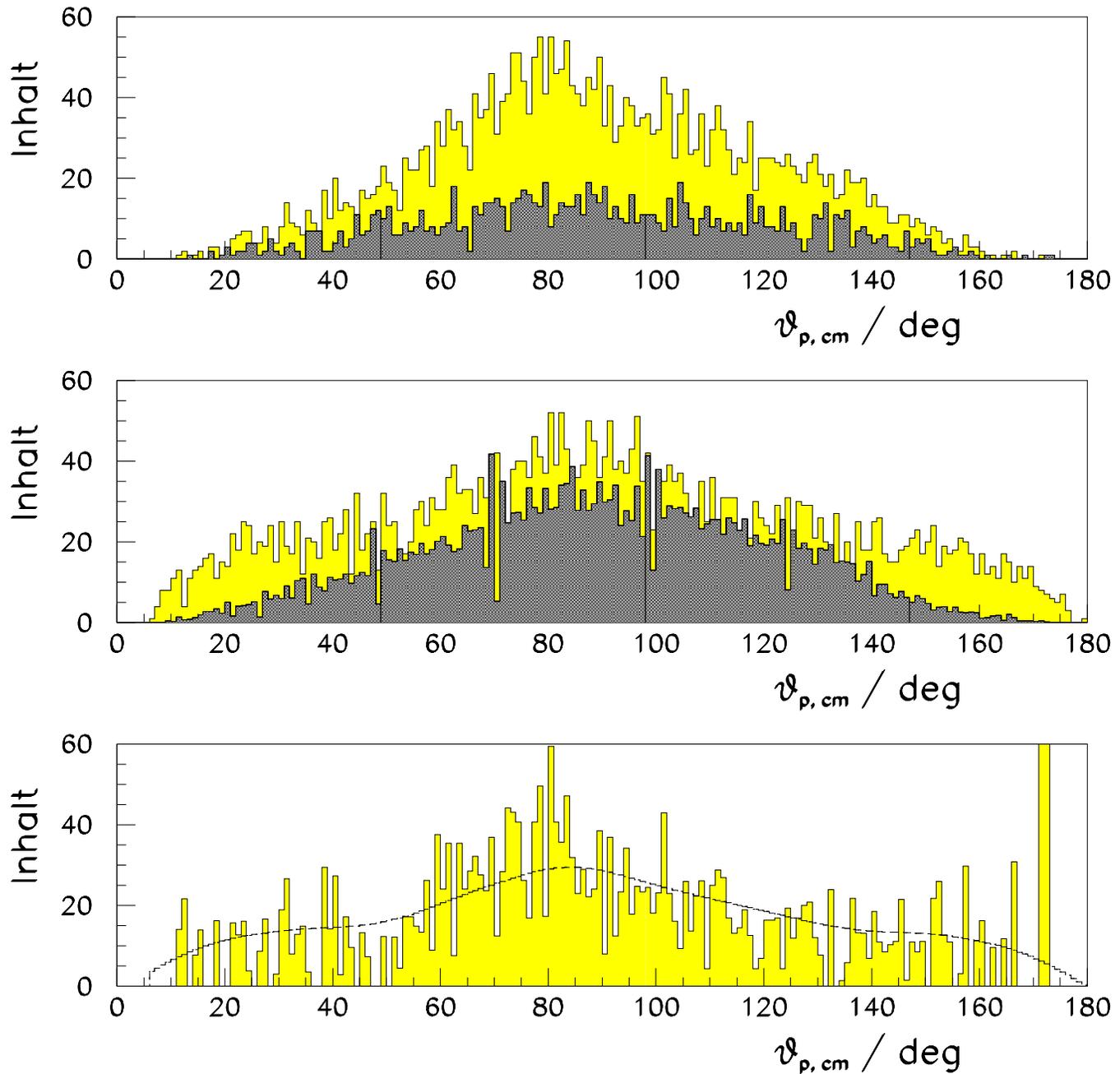


Abbildung 5.4: Winkelverteilung der Protonen aus der Reaktion $pp \rightarrow pp\gamma$: Oben: Leertargetanteil (dunkelgrau) unterlegt mit dem Volltargetanteil (hellgrau). Mitte: Phasenraumverteilung (hellgrau) und der mit Las Vegas simulierte Einfluß der Rekonstruktion auf die Phasenraumverteilung (dunkelgrau); der Quotient der beiden aufgetragenen Größen ergibt die Rekonstruktionseffizienz. Unten: Polarwinkel ϑ_p nach Untergrundbereinigung und unter Berücksichtigung der Rekonstruktionseffizienz im Vergleich mit reiner Phasenraumverteilung

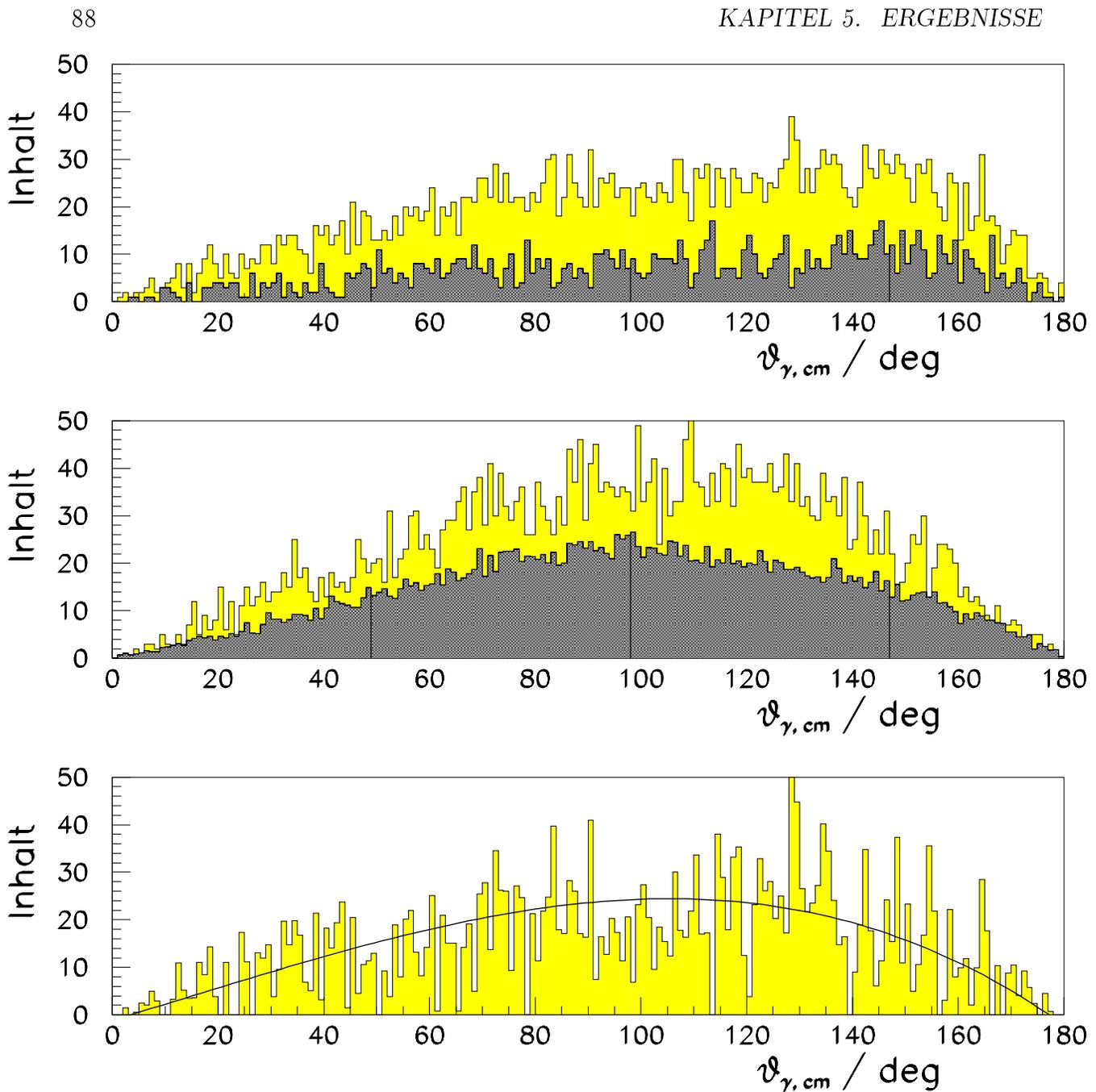


Abbildung 5.5: Winkelverteilung des γ aus der Reaktion $pp \rightarrow pp\gamma$: Oben: Leertargetanteil (dunkelgrau) unterlegt mit dem Volltargetanteil (hellgrau). Mitte: Phasenraumverteilung (hellgrau) und der mit LasVegas simulierte Einfluß der Rekonstruktion auf die Phasenraumverteilung (dunkelgrau). Unten: Polarwinkel ϑ_{γ} nach Untergrundbereinigung und unter Berücksichtigung der Rekonstruktionseffizienz im Vergleich mit reiner Phasenraumverteilung

5.4 Theoretische Beschreibung der Meßdaten

An dieser Stelle sollen nicht die letztlich in dieser Arbeit dargestellten Ergebnisse (Kap. 5.6) diskutiert werden. Vielmehr soll auf ein Problem aufmerksam gemacht werden, das den Vergleich experimenteller Daten mit theoretischen Vorhersagen beeinträchtigt. Ein Experimentator ist darauf angewiesen – möchte er eine endliche Anzahl an Ereignissen nachweisen – über endliche Raumwinkelbereiche zu integrieren (z. B. Größe des Detektors). Aus diesen Intervallen ergeben sich gemittelte Winkelangaben, die den theoretischen Rechnungen der Wirkungsquerschnitte zugrunde liegen. Um einen korrekten Vergleich der Theorie mit dem Experiment zu erzielen, wäre es notwendig, in den Rechnungen auch akomplanare ($\Phi \neq 0^\circ$) Konstellationen zu berücksichtigen. Insbesondere bei der Betrachtung des Phasenraumfaktors[¶] (s. Anhang A (A.83)) treten dabei Polstellen auf, weswegen der Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt an diesen Stellen divergiert, die Mittelung nicht sinnvoll ist (Abb. 5.6).

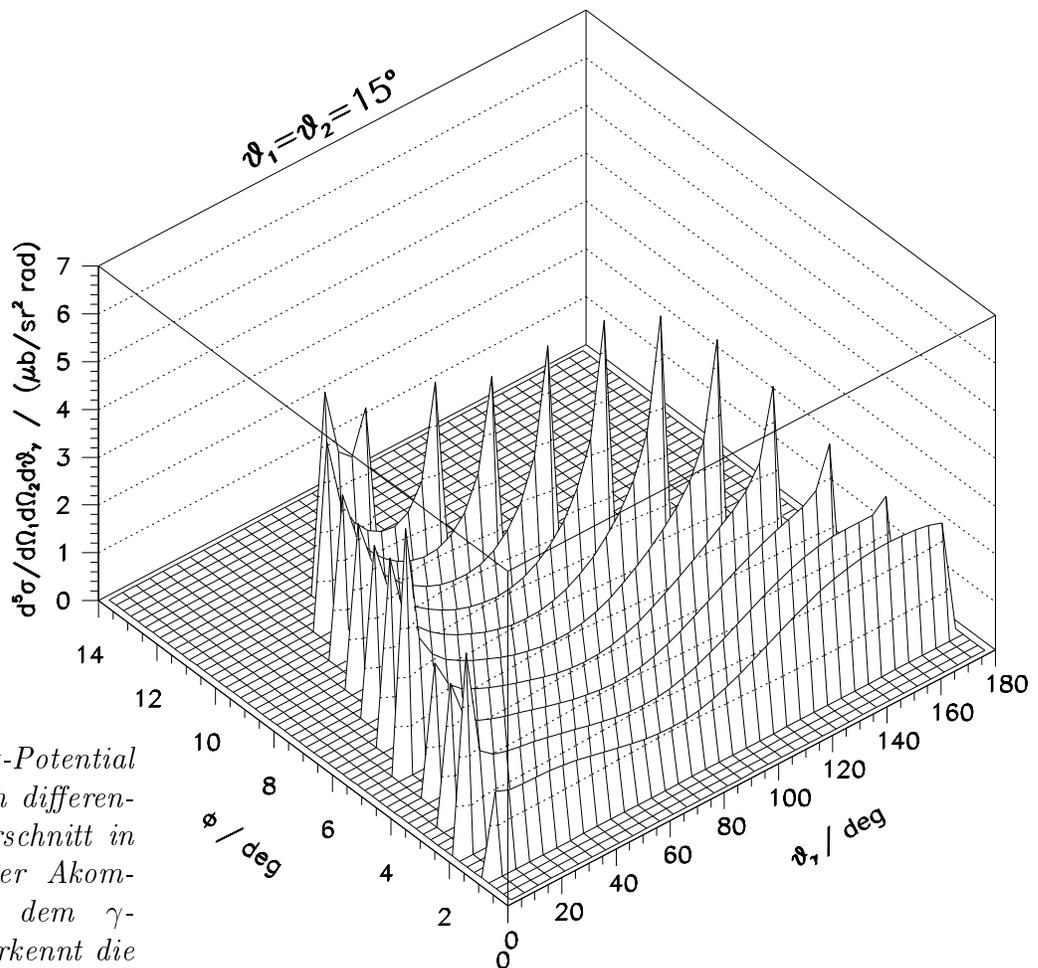


Abbildung 5.6:

Mit dem RuhrPot-Potential gerechneter, fünffach differentieller Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Akomplanarität Φ und dem γ -Polarwinkel. Man erkennt die an den von der Kinematik vorgegebenen Grenzen auftretenden Polstellen.

[¶]Das Matrixelement weist ebenfalls eine Polstelle auf, welche sich aber beheben läßt.

Eine rechnerische Berücksichtigung der Detektorausdehnung setzt daher die Behebung dieser Polstellen voraus, was, wenn überhaupt, nur mit erheblichem Aufwand verbunden ist.^{||}

Als Konsequenz dieser Überlegungen wurden in der Folge Meßereignisse der $pp\gamma$ -Reaktion mit der Akomplanarität $\Phi < 5^\circ$ betrachtet, um anschließend einen angemessenen Vergleich mit theoretischen Vorhersagen vornehmen zu können.

^{||}Ein Hinweis auf dieses Problem findet sich bereits in [HAL71]: „Unfortunately, theorists rarely publish their noncoplanar ϑ_γ distributions, so it is usually impossible for the experimenter to construct such a dashed histogram for this data. On the other hand experimenters never publish their detection efficiency as a function of noncoplanarity. It seems that everyone is satisfied with the crude comparisons of noncoplanar data with coplanar predictions.“.

5.5 Differentielle $pp\gamma$ -Wirkungsquerschnitte

Auf Grund der kleinen Zahl aufgezeichneter Ereignisse war es notwendig, über hinreichend große Winkelbereiche zu integrieren. Die Winkelintervalle wurden nach folgenden Kriterien gewählt:

- je größer ein Intervall, desto größer die Anzahl aufgenommener Ereignisse und desto kleiner der statistische Fehler,
- je kleiner ein Intervall, desto zutreffender lassen sich die Meßdaten mit theoretischen Vorhersagen vergleichen (s. vorangegangenes Kapitel).

Als Kompromiß dieser Forderungen ergaben sich folgende sechs Konstellationen (mit $i, j = 1, 2, i \neq j$):

1. $\vartheta_i \in [10^\circ, 20^\circ], \vartheta_j \in [10^\circ, 20^\circ]$,
2. $\vartheta_i \in [20^\circ, 26^\circ], \vartheta_j \in [20^\circ, 26^\circ]$,
3. $\vartheta_i \in [26^\circ, 33^\circ], \vartheta_j \in [26^\circ, 33^\circ]$,
4. $\vartheta_i \in [10^\circ, 20^\circ], \vartheta_j \in [20^\circ, 26^\circ]$,
5. $\vartheta_i \in [10^\circ, 20^\circ], \vartheta_j \in [26^\circ, 33^\circ]$,
6. $\vartheta_i \in [20^\circ, 26^\circ], \vartheta_j \in [26^\circ, 33^\circ]$,

stets mit $\Phi_{max} = 5^\circ$, d. h. $\Delta\varphi_{1,2} = 20^\circ$ und $\Delta\vartheta_\gamma = 18^\circ$ und den dazugehörigen Raumwinkelementen $\Delta\Omega$.

Im Folgenden wird aus der den sechs Konstellationen zukommenden $pp\gamma$ -Ereigniszahlen N_γ der fünffach differentielle Wirkungsquerschnitt ermittelt:

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma} = \frac{N_\gamma}{\Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2 \Delta\vartheta_\gamma \mathcal{L}}. \quad (5.19)$$

Dabei gilt für das Produkt der beiden Raumwinkelemente $\Delta\Omega_1 \cdot \Delta\Omega_2$:

$$\begin{aligned} \Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2 &= \int_{\varphi_1=0}^{\varphi_1=2\pi} \int_{\varphi_2=\varphi_1-\frac{\Delta\varphi_{1,2}}{2}}^{\varphi_2=\varphi_1+\frac{\Delta\varphi_{1,2}}{2}} \int_{\vartheta_{1,min}}^{\vartheta_{1,max}} \int_{\vartheta_{2,min}}^{\vartheta_{2,max}} \sin\vartheta_1 \sin\vartheta_2 d\vartheta_1 d\vartheta_2 d\varphi_1 d\varphi_2 \quad (5.20) \\ &= 2\pi \Delta\varphi_{1,2} (\cos\vartheta_{1,min} - \cos\vartheta_{1,max}) (\cos\vartheta_{2,min} - \cos\vartheta_{2,max}). \end{aligned}$$

Damit kann ein Normierungsfaktor $n(\vartheta_1, \vartheta_2, \Phi, \Delta\vartheta_\gamma) \equiv n$ definiert werden, der den Proportionalitätsfaktor zwischen der Ereignisanzahl N_γ und dem Wirkungsquerschnitt $\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma}$ darstellt:

$$n \equiv [2\pi \Delta\varphi_{1,2} \Delta\vartheta_\gamma (\cos\vartheta_{1,min} - \cos\vartheta_{1,max}) (\cos\vartheta_{2,min} - \cos\vartheta_{2,max}) \mathcal{L}]^{-1}. \quad (5.21)$$

| Konstellation | $n / sr^2rad/\mu b$ |
|---------------|---------------------|
| 1. | 0,3125 |
| 2. | 0,3808 |
| 3. | 0,1762 |
| 4. | 0,3452 |
| 5. | 0,2349 |
| 6. | 0,2591 |

Tabelle 5.8: Normierungsfaktoren

Tabelle 5.8 gibt die Normierungsfaktoren der gewählten Konstellationen wieder.

Der Wirkungsquerschnitt kann damit geschrieben werden als

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma} = N_\gamma \cdot n, \quad (5.22)$$

und seine Angabe beschränkt sich auf die Auffindung von N_γ .

Mit den auf Seite 81 eingeführten Symbolen, dem Totzeitfaktor $\tau_V = 1,36$ der Volltargetmessung und dem Skalierungsfaktor $s=1,5$ ergibt sich N_γ und somit der fünffach differentielle Wirkungsquerschnitt aus

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma} = (N_V - sN_L) \cdot (N_{PS}/N_{LV}) \cdot \tau_V \cdot n. \quad (5.23)$$

Der zugehörige *statistische* Fehler, der sich aus den aufgenommenen Ereigniszahlen der Voll- und Leertargetmessungen ergibt, hat die Form

$$\Delta \left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma} \right) = \sqrt{(N_V + s^2 N_L) \cdot (N_{PS}/N_{LV}) \cdot \tau_V \cdot n}. \quad (5.24)$$

In der Abbildung 5.7 sind die Ergebnisse im Vergleich mit Vorhersagen des RuhrPot-Potentials graphisch dargestellt. Anhang B enthält die zugehörigen Meßwerte in tabellarischer Form.

Da die Wirkungsquerschnitte der Winkeleinstellung nahe der der 3. Konstellation (Komplanarität, $\bar{\vartheta}_1 \approx 30^\circ$, $\bar{\vartheta}_2 \approx 30^\circ$) bei niedrigeren Energien aus anderen Messungen relativ gut bekannt sind, wurden die fünffach differentielle Wirkungsquerschnitte dieser Konstellation zu einem vierfach differentielle Wirkungsquerschnitt aufsummiert**.

Der sich ergebende Wert ist im Vergleich mit den anderen Messungen in Abbildung 5.8

**Mit den im Anhang B aufgeführten Tabellen lassen sich auf gleiche Weise die vierfach differentielle Wirkungsquerschnitte der übrigen fünf Konstellationen ermitteln.

$$\phi < 5^\circ, \Delta\vartheta_\gamma = 18^\circ$$

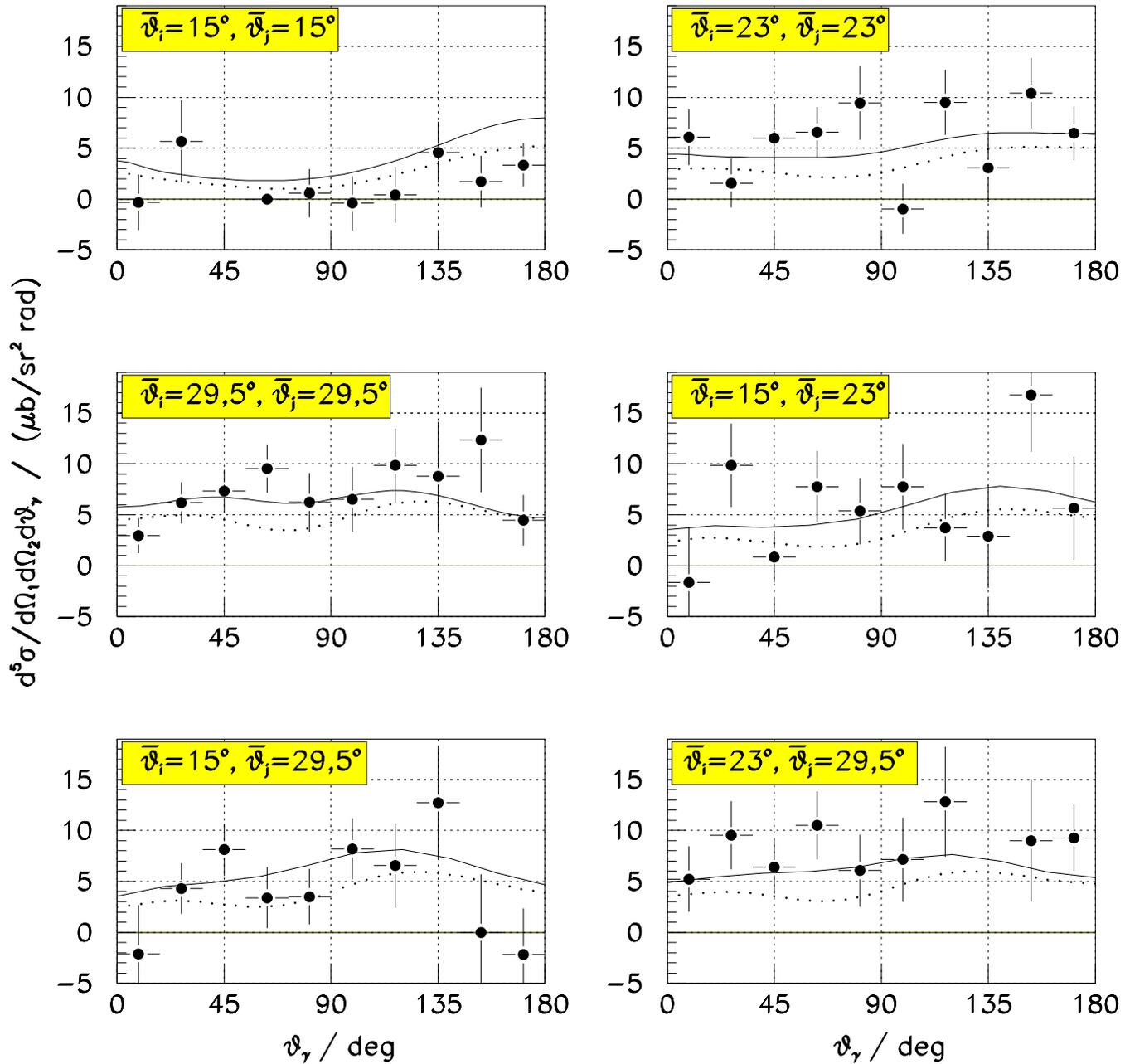


Abbildung 5.7: Ermittelte fünffach differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pp \rightarrow pp\gamma$ bei der Einschubenergie $T = 292,8 \text{ MeV}$ für die sechs beschriebenen Konstellationen im Vergleich mit den IA-Rechnungen (gepunktete Linien) und den IA+MEXC-Rechnungen (durchgezogene Linien) (Nomenklatur: s. Kap. 1) des RuhrPot-Modells

(schwarzer Punkt) zu sehen. In derselben Abbildung ist ferner der bekannte Wert des Wirkungsquerschnitts für die Energieregion um $T = 280 \text{ MeV}$ einmal mit und einmal ohne den in der Literatur umstrittenen Faktor 0,667 [MIC90], der sich aus dem Vergleich der Meßdaten mit den Vorhersagen des Bonn- und des Parispotentials ergab, dargestellt.

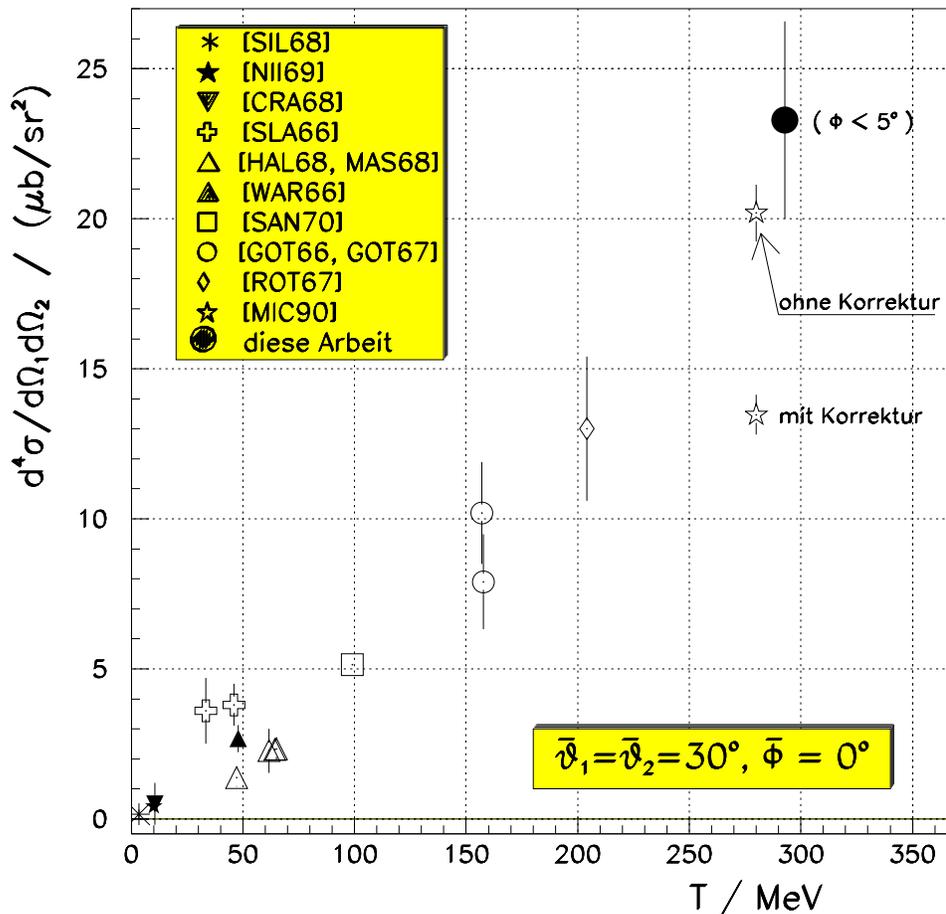


Abbildung 5.8: Vergleich des ermittelten vierfach differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $pp \rightarrow pp\gamma$ ($pp \rightarrow 1 2 k$) für den speziellen Fall: $\bar{\vartheta}_1 = \bar{\vartheta}_2 = 29,5^\circ, \bar{\Phi} = 0^\circ$ mit Literaturwerten für die Konstellation $\bar{\vartheta}_1 = \bar{\vartheta}_2 = 30^\circ, \bar{\Phi} = 0^\circ$.

Der Meßpunkt [MIC90] ist bei der komplanaren Anordnung $\vartheta_1 = 27,8^\circ, \vartheta_2 = 28^\circ$ gewonnen worden und gibt lediglich die Größenordnung des Wirkungsquerschnitts bei höheren Energien wieder (es sind hier die beiden Fälle mit und ohne den in der Literatur umstrittenen Korrekturfaktor 0,667 dargestellt). Der neue Wert stellt den Korrekturfaktor in Frage.

Systematische Fehler

Die Unsicherheit der Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte wird dominiert von den Bestimmungsfehlern der konstellationsabhängigen Detektoreffizienz $a = N_{LV}/N_{PS}$, der Luminosität \mathcal{L} und dem Skalierungsfaktor s . Es besteht folgende Abhängigkeit dieser Größen zueinander:

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma} \sim (N_V - s N_L)/a \mathcal{L}. \quad (5.25)$$

Der relative Fehler der Luminositätsbestimmung $\Delta_{\mathcal{L}}$ beträgt 3,2% (s. S. 78), mit der Auswirkung auf den Fehler des differentiellen Wirkungsquerschnitts

$$\Delta_{\mathcal{L}} = \frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma} \cdot \frac{\Delta_{\mathcal{L}}}{\mathcal{L}}. \quad (5.26)$$

Aus $\Delta N_{LV} = \sqrt{N_{LV}}$ und $\Delta N_{PS} = \sqrt{N_{PS}}$ folgt der relative Fehler von a :

$$\frac{\Delta a}{a} = \sqrt{\frac{1}{N_{LV}} + \frac{1}{N_{PS}}} \quad (5.27)$$

und somit

$$\Delta_a = \frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma} \cdot \frac{\Delta a}{a}. \quad (5.28)$$

Der durch die Unsicherheit von $s = 1,5$ verursachte relative Fehler beträgt

$$\Delta_s = \frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma} \cdot \frac{N_L}{N_V - s N_L} \Delta s. \quad (5.29)$$

Die im Anhang B aufgeführten Tabellen beinhalten $\Delta_{\mathcal{L}}$, Δ_a und Δ_s . Insgesamt ergibt sich ein typischer systematischer Fehler der Wirkungsquerschnitte von 20%.

5.6 Konklusion und Ausblick

Die in Abbildung 5.7 dargestellten Ergebnisse wurden nicht skaliert. Im Rahmen des systematischen Fehlers besteht bereits eine gute Übereinstimmung mit den Vorhersagen aus Rechnungen mit dem RuhrPot-Potential (s. Abb. 1.2). Die Beiträge der internen Mesonenaustauschströme, die sich als evidente Abweichung der gemessenen Verteilungen von dargestellten Theorievorhersagen äußern würden (s. Abb. 1.4), können bei den vorliegenden statistischen und systematischen Fehlern nicht quantitativ angegeben werden. Eine Verbesserung verspricht in dieser Beziehung eine längere Messung.

Da bereits weitere COSY-TOF Komponenten erstellt wurden, die die Detektorakzeptanz nahezu bis zu einem Raumwinkel 2π im Laborsystem erhöhen können, wird für weitere Messungen die elastische Proton-Proton-Streuung in einem größeren Winkelbereich aufgenommen und zur absoluten Normierung verwendet.

Die Strahlqualität und die Akzeptanz des A Ringes des Startdetektors sind – wie sich bei der Auswertung zu dieser Arbeit gezeigt hat – entscheidend für die Größe des systematischen Fehlers. Besonders bei Durchführung von Messungen bei einer Einschubenergie nahe der Pionenproduktionsschwelle, bei denen der Ring A des Startdetektors eine große Rolle spielt, sollte auf die Vergrößerung seines Innendurchmessers verzichtet werden können. Nachfolgend werden einige Aspekte zur Minimierung des statistischen Fehlers erläutert.

5.6.1 Optimierung der Meßbedingungen

Die Verwendung eines LH_2 -Targets impliziert die Durchführung von Meßperioden mit vollem und leerem Target (s. S. 67). Die dabei aufgezeichneten Ereigniszahlen sind mit statistischen Fehlern behaftet. Es stellt sich die Frage, welchen Einfluß die Unterteilung vorhandener Meßzeit auf Volltarget- und Leertargetperioden auf den statistischen Fehler hat.

Unter der Annahme, daß der Strahl (Lage, Intensität) stabil bleibt, und daß die Untergrundereignisse sowohl während der Voll- als auch der Leertargetmessung aus derselben Quelle (z. B. Wechselwirkung der Strahlprotonen mit Targetfolien, Targetberandung, etc.) stammen, läßt sich eine optimale Unterteilung ableiten.

Die Größen mit den Bezeichnungen:

- r_γ, r_U : Produktionsrate an γ - und Untergrundereignissen,
- t_V, t_L : Dauer der Voll- bzw. der Leertargetmessung,
- t : Gesamtmeßdauer,
- N_γ, N_{UV} : Anzahl der während der Volltargetmessung aufgenommenen $pp\gamma$ - und Untergrundereignisse pro Histogrammkanal,
- N_V : Gesamtanzahl an Ereignissen aus dem Volltargetrun pro Histogrammkanal,
- N_L : Anzahl der Untergrundereignisse der Leertargetmessung pro Histogrammkanal

lassen sich verknüpfen zu:

$$\begin{aligned} N_\gamma &= r_\gamma t_V, \\ N_{UV} &= r_U t_V, \\ N_L &= r_U t_L, \text{ ferner} \\ N_V &= N_\gamma + N_{UV}, \\ t &= t_V + t_L. \end{aligned}$$

Die Anzahl der $pp\gamma$ -Ereignisse berechnet sich zu

$$N_\gamma = r_\gamma t_V = N_V - N_{UV} = N_V - \frac{t_V}{t_L} N_L.$$

Mit $\Delta N_V = \sqrt{N_V}$ und $\Delta N_L = \sqrt{N_L}$ ergibt sich

$$\Delta N_\gamma = \sqrt{N_V + \frac{t_V^2}{t_L^2} N_L} .$$

Damit folgt für den relativen Fehler:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta N_\gamma}{N_\gamma} &= \frac{\sqrt{N_V + \frac{t_V^2}{t_L^2} N_L}}{N_V + \frac{t_V}{t_L} N_L} \\ &= \frac{\sqrt{r_\gamma t_V + r_U t_V + \frac{t_V^2}{t_L^2} r_U t_L}}{r_\gamma t_V} \\ (\text{und mit } \frac{r_\gamma}{r_U} \equiv R) : &= \left[\frac{1}{r_\gamma} \left(\frac{1}{t_V} + \frac{1}{R} \left(\frac{1}{t_V} + \frac{1}{t - t_V} \right) \right) \right]^{\frac{1}{2}} . \end{aligned}$$

Es sei an dieser Stelle bemerkt, daß sich im Idealfall $r_U = 0$, d. h. wenn keine Untergrundeignisse vorhanden sind, der obige Ausdruck zu $(r_\gamma t_V)^{-1/2} = N_\gamma^{-1/2}$ reduziert.

Gesucht wird ein Optimum in der Einteilung auf Voll- und Leertargetrunns bei vorgegebener Meßdauer t .

Die Extremwertaufgabe $\frac{\partial(\frac{\Delta N_\gamma}{N_\gamma})}{\partial t_V} \equiv 0$ führt auf die Bedingung

$$\frac{t_V}{t} = \left(1 + \sqrt{\frac{1}{1+R}} \right)^{-1} , \quad (5.30)$$

welche in Abb. 5.9 graphisch dargestellt ist.

Der Volltargetrunanteil darf demnach nur Werte zwischen 50% und 100% der gesamten Meßdauer annehmen.

Für den relativen Fehler von N_γ ergibt sich mit dem Optimum für t_V der Ausdruck:

$$\frac{\Delta N_\gamma}{N_\gamma} = \left[\frac{1 + (1+R)^{-\frac{1}{2}}}{r_\gamma t} \left(1 + \frac{1}{R} (1 + \sqrt{1+R}) \right) \right]^{\frac{1}{2}} . \quad (5.31)$$

Die Folgen obiger Formel sollen an einem Beispiel erläutert werden:

Ein aktuelles Forschungsziel ist die Untersuchung des Einflusses der internen Mesonenaustauschströme auf den $pp\gamma$ -Reaktionswirkungsquerschnitt. Ein sensibler Bereich scheint [EDE95] dafür die komplanare Konstellation $\bar{\vartheta}_{1,2} = 30^\circ$, $\bar{\vartheta}_\gamma = 63^\circ$ zu sein. In diesem Bereich unterscheiden sich die theoretischen Vorhersagen um mehr als 10 % voneinander. Im Folgenden soll eine diese Fragestellung behandelnde Messung ausgearbeitet werden. Betrachtet wird die 3. Konstellation (s. S. 91).

In Anlehnung an die während der 2. Strahlzeit vorhandenen Verhältnisse (s. Tab. B.3 im Anhang B):

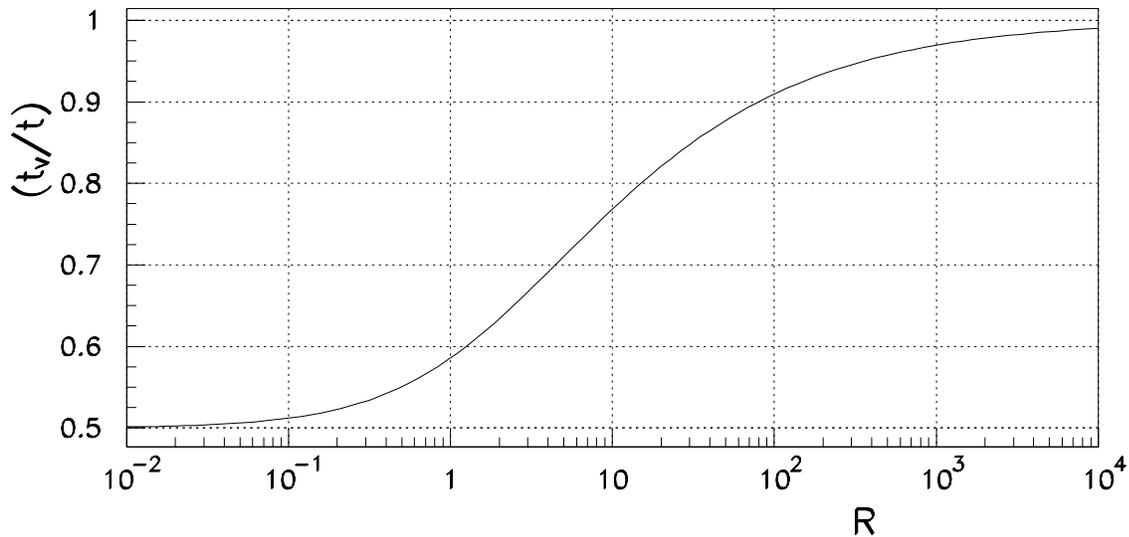


Abbildung 5.9: Optimaler Anteil der Meßdauer mit vollem Target an der Gesamtmeßdauer in Abhängigkeit vom Verhältnis der Nutz- zur Untergrundrate

- $N_V=28, N_L=3,$
- $t_V = 48792 \text{ s}, t_L = 36912 \text{ s}^{\dagger\dagger},$

ergibt sich

$$r_\gamma = \frac{N_\gamma}{t_V} = \frac{N_V - \frac{t_V}{t_L} N_L}{t_V} = 4,9 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1},$$

$$r_U = \frac{N_L}{t_L} = 0,8 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}.$$

Damit ist das optimale Voll- zu Gesamtmeßzeit-Verhältnis festgelegt über $R = 6,2$ zu $t_V/t = 0,72^*$. Mit der Produktionsrate $r_\gamma = 4,9 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ und der Gesamtmeßdauer $t = 85744 \text{ s}$ ergibt sich somit der minimal mögliche, relative Meßfehler für die dargestellte Konstellation zu ca. 22%[†].

Der minimale, relative Meßfehler hängt von den Größen r_γ, R und t ab. Abb. 5.10 zeigt den Verlauf des relativen Meßfehlers, wenn jeweils zwei der Größen auf obige Werte gesetzt werden.

Einen deutlichen Beitrag zur Verringerung des statistischen Fehlers würden demnach eine Erhöhung der Strahlintensität (gekoppelt mit r_γ) und/bzw. eine längere Meßzeit liefern. Es sei an dieser Stelle bemerkt, daß die Optimierung der Meßverhältnisse stark von der zu

^{††} Das idealisierte Verhältnis $\frac{t_V}{t_L}$ ergibt 1,32, während das tatsächliche (Einfluß der Totzeiten, Strahlstabilität, ...) bei 1,5 lag

*Der tatsächliche Meßwert lag bei 0,57.

[†]Der tatsächliche Fehler lag bei 24% (s. Anhang B)

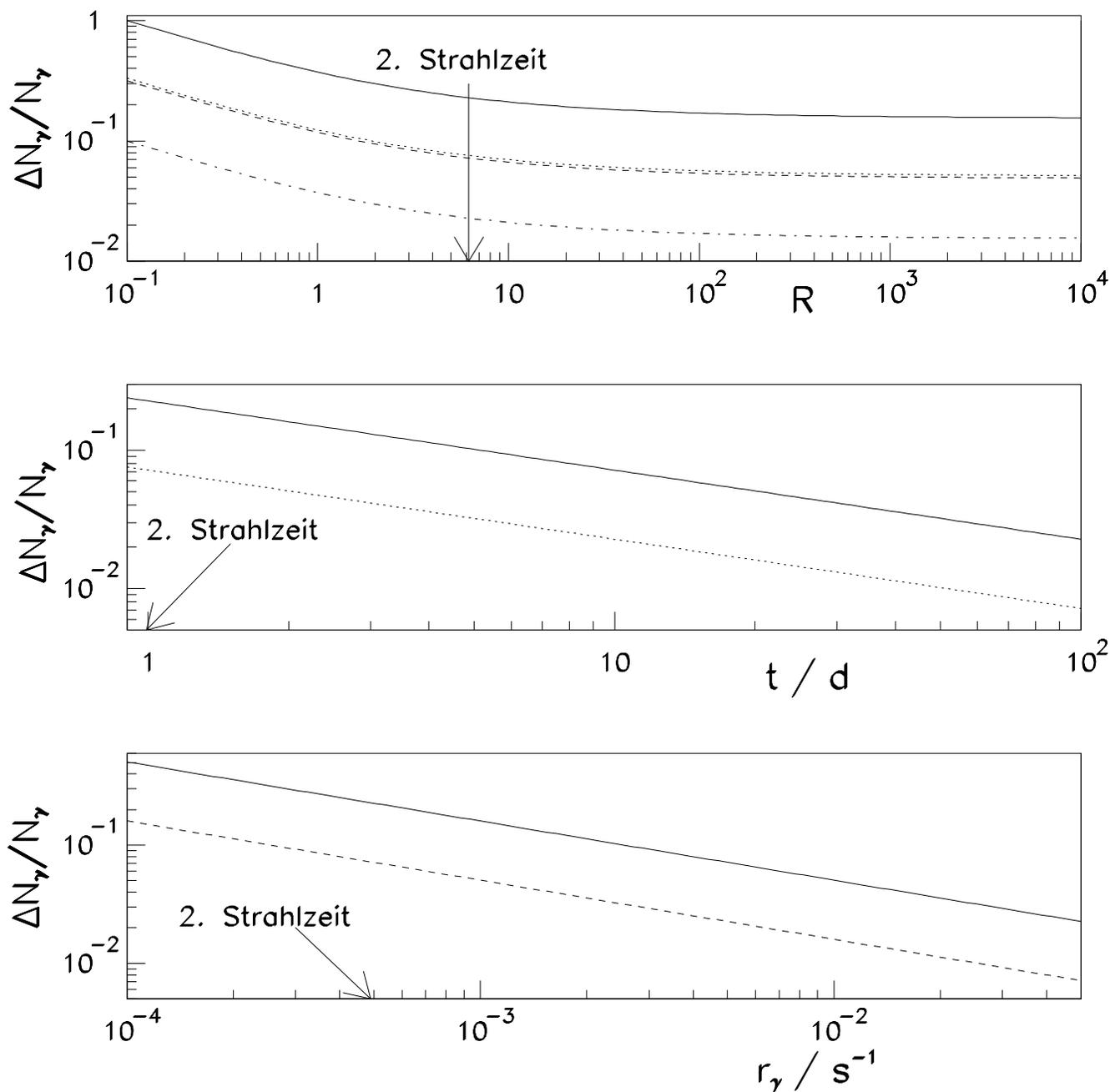


Abbildung 5.10: Der minimale statistische Fehler unter Zugrundelegung der während der 2. Strahlzeit vorliegenden Verhältnisse (durchgezogene Linie) als Funktion des Verhältnisses aus der Nutz- und Untergrundrate, der Meßdauer und der $pp\gamma$ -Rate. Die gepunktete Kurve entspricht einer hypothetischen zehnfachen Rate r_γ , die gestrichelte einer hypothetischen zehnfachen Meßzeit t . Zur Erstellung der strichpunktierten Kurve wurden beide Größen verzehnfacht.

untersuchenden physikalischen Problematik und somit von den betrachteten Winkelkonstellationen abhängt und letztendlich erst nach einer zumindest vorläufigen Analyse möglich ist.

Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Messung der Wirkungsquerschnitte der Photonproduktion in Protonenstößen $pp \rightarrow pp\gamma$ bei Einschubenergien nahe der Pionenproduktionsschwelle.

Das Verständnis der Hauptproduktionsmechanismen obiger Reaktion basiert in diesem Energiebereich auf einer im Rahmen der Heisenbergschen Unschärferelation kurzfristig erlaubten Verletzung des Energiesatzes (*off-shell*-Effekte).

Der Beitrag dieser Mechanismen zum Wirkungsquerschnitt der Nukleonenwechselwirkung ist in modernen Potentialansätzen (RuhrPot, Bonn, Paris) umstritten, zumal er von anderen Einflüssen wie dem der Δ -Resonanz und dem der internen Mesonenaustauschströme (Abb. 1.2) überlagert wird.

Daher wurden in Jülich am COSY-TOF-Spektrometer zwei Messungen bei Einschubenergien von $T_{\text{kin}} = 348,1 \text{ MeV}$ und $292,8 \text{ MeV}$ durchgeführt. Es wurden Protonen an einem Flüssigwasserstoff-Target gestreut und die geladenen Ejektile in einer zeit- und ortsauflösenden Szintillatoranordnung nachgewiesen; die Reaktionen $pp \rightarrow pp$, $pp\gamma$, $pp\pi^0$ sowie $pp \rightarrow p\pi^+n$, $d\pi^+$ während der ersten Messung wurden simultan aufgenommen.

Unter der Annahme, daß es sich bei beiden nachgewiesenen Teilchen um Protonen gehandelt hat, wurde das hypothetische dritte Ejektil unter Ausnutzung der Energie- und Impulserhaltung rekonstruiert (*Missing Mass-Analyse*).

Die Hauptquelle der Untergrundereignisse war die Protonenstreuung an den übrigen Detektorbauteilen. Dieser Untergrund wurde durch den Vergleich von Meßperioden mit einer leeren und einer mit Flüssigwasserstoff gefüllten Targetzelle bestimmt.

Eine weitere Störreaktion stellte die $pp \rightarrow p\pi^+n$ -Reaktion dar. Auf Grund der falschen Massenhypothese für das Pion sind die Ereignisse dieser Reaktion von denen der untersuchten $pp \rightarrow pp\gamma$ -Reaktion durch die Missing Mass-Analyse nicht zu unterscheiden.

Die Unterscheidung an Hand der Energieverluste der Protonen und der Pionen im Detektor ist bei der Verwendung dünner Szintillatoren nicht möglich; eine anschließende Anwendung selbstorganisierender Neuronaler Netze, mit denen die Klassifikation der restlichen Reaktionen gut funktioniert, bringt wegen der zu geringen Anzahl an $pp\gamma$ -Ereignissen für das vorliegende Problem keinen Vorteil.

Daher bleibt die Missing Mass-Methode mangels bekannter Winkelverteilungen der $p\pi^+n$ -Reaktion nur unter deren Produktionsschwelle erfolgreich.

Wie erwähnt, wurden zwei Messungen bei Einschubenergien von $T = 348,1 \text{ MeV}$ und $T = 292,8 \text{ MeV}$ durchgeführt. Die zu deren Auswertung entwickelten und eingesetzten Methoden sind auf Messungen mit späteren Ausbaustufen des COSY-TOF-Spektrometers anwendbar: Zur Bestimmung der Ejektilflugzeiten wurde die Abhängigkeit der gemessenen Zeit von der Pulshöhe (*Walk*) berücksichtigt. Das im Rahmen dieser Arbeit gebaute Laserkalibrierungssystem, bestehend aus einem UV Stickstofflaser in Verbindung mit Lichtwellenleitern, erwies sich dabei als unabdingbar.

Die aufgenommenen Polarwinkelverteilungen der Protonen (Abb. 5.4) und der Photonen (Abb. 5.5) der $pp \rightarrow pp\gamma$ -Reaktion im Schwerpunktsystem zeigen keine evidente Abweichung von den im Phasenraum gleichverteilten Ereignissen.

Die angegebenen Wirkungsquerschnitte wurden mit Hilfe der elastischen Protonenstreuung absolut normiert.

Die ermittelten Werte der totalen Wirkungsquerschnitte von $(3,9 \pm 0,6 \pm 0,2) \mu\text{b}$ für die Einschubenergie von $T = 348,1 \text{ MeV}$ und $(3,5 \pm 0,3 \pm 0,2) \mu\text{b}$ bei $T = 292,8 \text{ MeV}$ liegen im Rahmen der Meßfehler deutlich unter dem in [KUH93] für diese Energieregion abgeschätzten Wert von $(9 \pm 3) \mu\text{b}$.

Der vierfach differentielle Wirkungsquerschnitt (Abb. 5.8) reiht sich in die vorhandenen Meßwerte anderer Gruppen ein. Die bislang ausführlichste publizierte Messung am TRIUMF[‡] [MIC90] wurde auf Grund des Vergleichs mit den theoretischen Vorhersagen des Paris- und des Bonn-Potentials mit einem Korrekturfaktor von 0,667 versehen.

Der in dieser Arbeit ermittelte Wert liegt in der Nähe des unkorrigierten TRIUMF-Wertes, weswegen der erwähnte Korrekturfaktor in Frage gestellt wird.

Die fünffach differentielle Wirkungsquerschnitte für sechs unterschiedliche Winkelkonfigurationen (Abb. 5.7) stimmen im Rahmen der Fehler mit den theoretischen Rechnungen aus dem RuhrPot-Modell überein.

Die Unterschätzung der Meßwerte durch die IA-Rechnungen bei Konstellationen mit größeren Protonenpolarwinkeln deutet auf einen großen Beitrag von internen Mesonenaustauschströmen zum Wirkungsquerschnitt hin; eine Quantifizierung ist angesichts des ermittelten statistischen Fehlers nicht möglich.

Daher wurde, neben Auswertemethoden und -möglichkeiten, eine Optimierung zukünftiger Messungen erörtert. Eine die obige Frage klärende Messung der $pp \rightarrow pp\gamma$ -Wirkungsquerschnitte bedarf demnach mindestens einer um den Faktor 100 größeren Ereignisanzahl.

[‡]TRIUMF: **TRI**-University Meson **F**acility (TRI Abkürzung für drei), Kanada

Anhang A

Feldtheoretischer Ansatz

In diesem Abschnitt werden die im Hauptteil der Arbeit benutzten Begriffe erläutert. Des besseren Verständnisses wegen ist Wert darauf gelegt worden, eine möglichst in sich konsistente Abhandlung zu schaffen.

Diese stützt sich auf der relativistischen Meson-Baryon-Feldtheorie, die zur Entwicklung des „Ruhrpot“-Ansatzes ([EDE96a, EDE96b]) geführt hat. Nach einer kurzen Aufbereitung der Quantenfeldtheorie wird der Weg zur Abspaltung der hadronischen von den restlichen elektromagnetischen und mesonischen Wechselwirkungen (*Okubo-Projektion*) skizziert. Dabei stellt sich heraus, daß man zur Beschreibung des vorliegenden Problems lediglich die ebenen Wellen und die daraus konstruierten Diracspinoren verwenden kann. Ferner wird der zur Angabe des Wirkungsquerschnittes notwendige Phasenraumfaktor hergeleitet.

Der Vollständigkeit halber seien die „Bonn“--, „Paris“- und „Nijmegen“-Potentiale erwähnt, die neben dem Ruhrpot-Potential ebenfalls die Reaktion $pp \rightarrow pp\gamma$ zu beschreiben suchen und deren Unterschiede in Kap. 1 behandelt wurden.

A.1 Nomenklatur und Erhaltungssätze

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} für Photonen) bezeichnet. Mit $c \equiv \hbar \equiv 1$ haben Energien, Massen und Impulse die Einheit von MeV .

An dieser Stelle seien einige nützliche Formeln aufgeführt:

$$E = T + m = \sqrt{p^2 + m^2} = \gamma m, \quad (\text{A.1})$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{1}{1 - \beta^2}}, \quad (\text{A.2})$$

$$\beta = \frac{p}{E}, \quad (\text{A.3})$$

$$p = \beta \gamma m. \quad (\text{A.4})$$

Die an der Reaktion $pp \rightarrow pp\gamma$ teilnehmenden Teilchen sowie die zugehörigen physikalischen Größen werden durch folgende Symbole dargestellt (Indizes: S : Strahl, T : Target):

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

Energieerhaltung:

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

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

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

$$\vec{p}_S + 0 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{k}. \quad (\text{A.7})$$

Für die drei Komponenten der Impulsvektoren gilt

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

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

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

Insgesamt gibt es neun Unbekannte ($p_1, p_2, k, \vartheta_1, \vartheta_2, \vartheta_\gamma, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_\gamma$) und vier Bestimmungsgleichungen (A6, A8-10). Daher stellt der fünffach differentielle Wirkungsquerschnitt, der durch Integration über verbleibende vier Variablen gewonnen wurde, die detaillierteste Information des Systems dar (vom Spin abgesehen).

Angelehnt an die Literatur, wird als Darstellung gewählt:

$$\frac{d^5 \sigma}{\sin \vartheta_1 d\vartheta_1 d\varphi_1 \sin \vartheta_2 d\vartheta_2 d\varphi_2 d\vartheta_\gamma} = \frac{d^5 \sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma}. \quad (\text{A.11})$$

Es wird eine formale, später benutzte Form der Erhaltungssätze (siehe auch [DRE68, EDE96a]) hergeleitet. Das Quadrieren der Gleichungen (A.9) und (A.10) ergibt:

$$\begin{aligned}
 & p_1^2 \sin^2 \vartheta_1 \cos^2 \varphi_1 + p_2^2 \sin^2 \vartheta_2 \cos^2 \varphi_2 + 2p_1 \sin \vartheta_1 \cos \varphi_1 p_2 \sin \vartheta_2 \cos \varphi_2 + \\
 & p_1^2 \sin^2 \vartheta_1 \sin^2 \varphi_1 + p_2^2 \sin^2 \vartheta_2 \sin^2 \varphi_2 + 2p_1 \sin \vartheta_1 \sin \varphi_1 p_2 \sin \vartheta_2 \sin \varphi_2 - \\
 & k^2 \sin^2 \vartheta_\gamma = 0,
 \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

$$p_1^2 \sin^2 \vartheta_1 + p_2^2 \sin^2 \vartheta_2 + 2p_1 p_2 \sin \vartheta_1 \sin \vartheta_2 \underbrace{(\cos \varphi_1 \cos \varphi_2 + \sin \varphi_1 \sin \varphi_2)}_{\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = 2 \sin^2 \Phi - 1} - k^2 \sin^2 \vartheta_\gamma = 0, \quad (\text{A.13})$$

$$(p_1 \sin \vartheta_1 + p_2 \sin \vartheta_2)^2 + 4p_1 p_2 \sin \vartheta_1 \sin \vartheta_2 \sin^2 \Phi - k^2 \sin^2 \vartheta_\gamma = 0, \quad (\text{A.14})$$

mit der Akomplanarität (s. Abb. 4.2) $\Phi = \frac{\pi + \varphi_1 - \varphi_2}{2}$.

Mit dem Ausdruck für k aus (A.10)

$$k = \frac{p_S - p_1 \cos \vartheta_1 - p_2 \cos \vartheta_2}{\cos \vartheta_\gamma} \quad (\text{A.15})$$

wird (A.14) zu

$$(p_S - p_1 \cos \vartheta_1 - p_2 \cos \vartheta_2) \tan \vartheta_\gamma - \sqrt{(p_1 \sin \vartheta_1 + p_2 \sin \vartheta_2)^2 + 4p_1 p_2 \sin \vartheta_1 \sin \vartheta_2 \sin^2 \Phi} = 0. \quad (\text{A.16})$$

Der Energieerhaltungssatz (A.6) wird ebenfalls umgeformt:

$$E_S + m_T - \sqrt{p_1^2 + m^2} - \sqrt{p_2^2 + m^2} - \frac{p_S - p_1 \cos \vartheta_1 - p_2 \cos \vartheta_2}{\cos \vartheta_\gamma} = 0. \quad (\text{A.17})$$

Für die Ausdrücke (A.16) und (A.17) werden im Folgenden eingeführt:

$$f(p_1, p_2) \equiv (p_S - p_1 \cos \vartheta_1 - p_2 \cos \vartheta_2) \tan \vartheta_\gamma - \sqrt{(p_1 \sin \vartheta_1 + p_2 \sin \vartheta_2)^2 + 4p_1 p_2 \sin \vartheta_1 \sin \vartheta_2 \sin^2 \Phi}, \quad (\text{A.18})$$

$$g(p_1, p_2) \equiv E + m - \sqrt{p_1^2 + m^2} - \sqrt{p_2^2 + m^2} - \frac{p_S - p_1 \cos \vartheta_1 - p_2 \cos \vartheta_2}{\cos \vartheta_\gamma}. \quad (\text{A.19})$$

Energie- und Impulserhaltung lassen sich nun durch die Forderung $g(p_1, p_2) = 0$ und $f(p_1, p_2) = 0$ beschreiben:

$$\delta^{(4)}(P_f - P_i) = \delta(f(p_1, p_2)) \delta(g(p_1, p_2)). \quad (\text{A.20})$$

A.2 Feldquantisierung des harmonischen Oszillators

Das Verständnis der Quantenfeldtheorie basiert auf der Kenntnis des Diracschen Formalismus' der Linearisierung von Operatoren wie sie am Beispiel des harmonischen Oszillators verdeutlicht werden kann. Jedem Gitterpunkt eines Feldes wird ein Potential in Form eines harmonischen Oszillators zugeordnet. Wie aus der nachfolgenden Betrachtung ersichtlich wird, kann die Erzeugung und Vernichtung von Teilchen durch die äquidistanten Eigenwerte des harmonischen Oszillators beschrieben werden.

Gegeben sei der Hamiltonoperator H' :

$$H' = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2 q^2 = \omega \frac{1}{2} \left(\frac{p^2}{m\omega} + m\omega q^2 \right) \equiv \omega \frac{1}{2} (P^2 + Q^2) \equiv \omega H, \quad (\text{A.21})$$

wobei H aus H' per Variablensubstitution gebildet wurde, um die Schreibweise zu vereinfachen. Es gilt, die Schrödingergleichung zu lösen:

$$\begin{aligned} H'|\Psi(q)\rangle &= E|\Psi(q)\rangle, & (A.22) \\ \text{oder } H|u(Q)\rangle &= \varepsilon|u(Q)\rangle, \\ \text{d. h. mit } P &= -i\frac{d}{dQ}, & \frac{1}{2}\left(-\frac{d^2}{dQ^2} + Q^2\right)|u(Q)\rangle = \varepsilon|u(Q)\rangle. \end{aligned}$$

Die Lösungen (Anzahl n : $n \in [0, \infty]$) seien hier vorweggenommen:

$$\langle Q|u_n(Q)\rangle = \omega \frac{1}{\sqrt{2^n n! \sqrt{\pi}}} \left(Q - \frac{d}{dQ}\right)^n e^{-\frac{Q^2}{2}} + \frac{1}{2}\omega. \quad (A.23)$$

Dirac schlug vor, neue Koordinaten der Form

$$a \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(Q + iP) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(Q + \frac{d}{dQ}\right) \quad \text{und} \quad (A.24)$$

$$a^\dagger \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(Q - iP) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(Q - \frac{d}{dQ}\right) \quad (A.25)$$

einzuführen, so daß sich unter Berücksichtigung von $[Q, P] = i$ die Kommutatorbeziehung $[a, a^\dagger] = 1$ ergibt. Der Hamiltonoperator H kann dann geschrieben werden:

$$H = \frac{1}{2}(P^2 + Q^2) = \frac{1}{2}(\underbrace{aa^\dagger}_{1+a^\dagger a} + a^\dagger a) = a^\dagger a + \frac{1}{2} \equiv N + \frac{1}{2}; \quad (A.26)$$

das Eigenwertproblem reduziert sich auf die Auffindung von Eigenwerten ν zu N , ($N|\nu\rangle = \nu|\nu\rangle$). Außer der $|\nu\rangle$ -Zustände stellen auch $a^\dagger|\nu\rangle$ - und $a|\nu\rangle$ -Zustände Eigenfunktionen zu N dar:

$$Na^\dagger|\nu\rangle = a^\dagger \underbrace{aa^\dagger}_{N+1}|\nu\rangle = a^\dagger(N+1)|\nu\rangle = (\nu+1)a^\dagger|\nu\rangle, \quad (A.27)$$

$$Na|\nu\rangle = (\nu-1)a|\nu\rangle. \quad (A.28)$$

Für die Eigenwerte ν gilt $\nu \geq 0$ (wegen $0 \leq \langle a\nu|a\nu\rangle = \langle \nu| \underbrace{a^\dagger a}_N |\nu\rangle = \nu \underbrace{\langle \nu|\nu\rangle}_{>0}$).

Daher läßt sich der unterste Zustand aus $a|0\rangle = 0$ gewinnen:

$$\langle Q|a|0\rangle = \frac{1}{2}\left(Q + \frac{d}{dQ}\right)\langle Q|0\rangle = 0, \quad (A.29)$$

$$\langle Q|0\rangle = \pi^{-\frac{1}{4}} e^{-\frac{1}{2}Q^2}. \quad (A.30)$$

Alle höheren Zustände ergeben sich durch wiederholte Anwendung von a^\dagger :

$$\begin{aligned} a^\dagger|0\rangle &= |1\rangle & (A.31) \\ a^\dagger|1\rangle &= \sqrt{2}|2\rangle \\ a^\dagger|2\rangle &= \sqrt{3}|3\rangle \\ &\vdots \\ \Rightarrow |n\rangle &= \frac{1}{\sqrt{n!}} a^{\dagger n} |0\rangle \end{aligned}$$

und mit dem Ausdruck für a^\dagger aus (A.25) ergibt sich (vgl. (A.23))

$$\langle Q|n\rangle = \frac{1}{\sqrt{2^n n!} \sqrt{\pi}} \left(Q - \frac{d}{dQ}\right)^n e^{-\frac{Q^2}{2}}. \quad (\text{A.32})$$

In den meisten Fällen ist in der Quantenmechanik die explizite Kenntnis von $\langle Q|u_n(Q)\rangle$ nicht notwendig, vielmehr wichtig ist der Rechenformalismus mit den Operatoren a, a^\dagger und N , die eingeführt wurden, um die Rechentechnik zu erleichtern. Die wichtigste Eigenschaft des harmonischen Oszillators, die sich die Quantenfeldtheorie zunutze macht, ist die Äquidistanz der Eigenwerte des Hamiltonoperators H' ($\frac{\omega}{2}, \frac{3\omega}{2}, \frac{5\omega}{2}, \dots$). Im Rahmen der Quantenfeldtheorie ist die Teilchenzahl keine Erhaltungsgröße. Teilchen werden erzeugt und wieder vernichtet. Identifiziert man die Zustände des harmonischen Oszillators als diejenigen, die die Teilchenanzahl beschreiben, so bedeutet die Änderung eines Eigenwertes um den Wert ω die Änderung der Teilchenanzahl um den Wert eins*; die Operatoren a^\dagger (a) spielen dann die Rolle von Teilchenerzeugungsoperatoren (Teilchenvernichtungsoperatoren).

A.3 Quantenfeldtheorie

Die Quantenfeldtheorie kann keinesfalls im Rahmen der vorliegenden Arbeit hergeleitet werden. Daher werden lediglich die benutzte Nomenklatur, die Form sowie die Lösungen der Dirac-Gleichung eines freien Teilchens dargestellt. Den betrachteten Größen liegen folgende Konventionen zugrunde:

Einheitsmatrix :

$$\begin{aligned} \mathbb{1} &= \begin{pmatrix} \mathbb{1}_2 & 0 \\ 0 & \mathbb{1}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \\ \gamma^1 &= \begin{pmatrix} 0 & \sigma_1 \\ -\sigma_1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \gamma^2 &= \begin{pmatrix} 0 & \sigma_2 \\ -\sigma_2 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \gamma^3 &= \begin{pmatrix} 0 & \sigma_3 \\ -\sigma_3 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

*Da das Nichtvorhandensein von Teilchen dem Eigenwert 0 zugeordnet werden muß, lautet der Hamiltonoperator des harmonischen Oszillators im Rahmen der Quantenfeldtheorie $H' - \frac{\omega}{2}$

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} \mathbb{1}_2 & 0 \\ 0 & -\mathbb{1}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \text{ (oft als } \gamma^4 \text{ bezeichnet),}$$

$$\gamma_5 = \gamma_0 \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

metrischer Tensor :

$$g = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \text{ mit den Matrixelementen } g^{\mu\nu} = g_{\mu\nu}.$$

Damit läßt sich die Dirac-Gleichung schreiben [SCH95, BJO64, MES90, GRE81]:

$$(i \gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0, \text{ mit } \partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu}. \quad (\text{A.33})$$

Die Lösung für ein Feld ψ wird aus der Fouriertransformation ebener Wellen aufgebaut, wobei der Teilchenerzeugung und -vernichtung durch Auf- und Absteigeoperatoren für Teilchen und Antiteilchen Rechnung getragen wird gemäß

$$\psi(\vec{x}, t) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \sqrt{\frac{m}{E}} \sum_s (b(p, s)u(p, s)e^{-ipx} + d^\dagger(p, s)v(p, s)e^{ipx}), \quad (\text{A.34})$$

mit b als Teilchenerzeugungsoperator, d^\dagger als Antiteilchenvernichtungsoperator, $u(p, s)$ als Lösungen für zwei Spineinstellungen s für positive Energien p_0 und $v(p, s)$ als Lösungen für zwei Spineinstellungen für negative Energien, z. B. relativ zur z -Achse

$$u(+p, +\frac{1}{2}) = \sqrt{E+m} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{p_z}{E+m} \\ \frac{p_x + ip_y}{E+m} \end{pmatrix}, \quad u(+p, -\frac{1}{2}) = \sqrt{E+m} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ \frac{p_x - ip_y}{E+m} \\ \frac{-ip_z}{E+m} \end{pmatrix}, \quad (\text{A.35})$$

$$v(-p, +\frac{1}{2}) = \sqrt{E+m} \begin{pmatrix} \frac{p_x - ip_y}{E+m} \\ \frac{-ip_z}{E+m} \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad v(-p, -\frac{1}{2}) = \sqrt{E+m} \begin{pmatrix} \frac{p_z}{E+m} \\ \frac{p_x + ip_y}{E+m} \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.36})$$

A.4 Das Photonenfeld

Das elektromagnetische Feld wird durch die Maxwell-Gleichungen beschrieben

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad : \text{Gaußsches Gesetz,} \quad (\text{A.37})$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad : \text{Faraday - Lenz Gesetz,} \quad (\text{A.38})$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0, \quad (\text{A.39})$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad : \text{Ampères Durchflutungsgesetz,} \quad (\text{A.40})$$

mit $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}$, $\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$ (im Vakuum: $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$, $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$, $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = 1$). Aus $\nabla(\nabla \times \vec{H}) = 0 = \nabla \cdot \vec{j} + \frac{\partial}{\partial t} \underbrace{\nabla \vec{D}}_{\rho}$ folgt die Kontinuitätsgleichung:

$$\nabla \cdot \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0. \quad (\text{A.41})$$

Aus $\text{div rot} = 0$ folgt, daß Vektorpotentiale \vec{A} , die dem Feld \vec{H} zugrunde liegen, beliebig gewählt werden können, sofern sie die Bedingung $\vec{H} = \nabla \times \vec{A}$ erfüllen. Einsetzen dieser Bedingung in (A.38) ergibt $\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{A}$, und mit der zusätzlichen Wahlfreiheit eines skalaren Potentials ϕ (wegen $\text{rot grad} = 0$) ergibt sich:

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \underbrace{\vec{E}}_{\vec{D}/\epsilon_0} = -\nabla \times \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \nabla \phi \right) \Rightarrow \underbrace{\frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}}_{=c^2=1} \vec{D} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{A} - \nabla \phi.$$

Damit lassen sich die Felder \vec{D} und \vec{H} auf ein skalares und ein Vektorpotential zurückführen :

$$\vec{H} = \nabla \times \vec{A}, \quad (\text{A.42})$$

$$\vec{D} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{A} - \nabla \phi. \quad (\text{A.43})$$

Im Weiteren wird eine vierdimensionale Schreibweise gewählt. Dazu werden folgende Größen zusammengefasst:

$$A^\mu = (\phi, \vec{A}), \quad j^\mu = (\rho, \vec{j}), \quad (\text{A.44})$$

und ein Feldstärketensor

$$F^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -D_x & -D_y & -D_z \\ D_x & 0 & -H_z & H_y \\ D_y & H_z & 0 & -H_x \\ D_z & -H_y & H_x & 0 \end{pmatrix}$$

sowie ein zweiter, dualer Feldstärketensor $\mathcal{F}^{\mu\nu}$

$$\mathcal{F}^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -H_x & -H_y & -H_z \\ H_x & 0 & D_z & -D_y \\ H_y & -D_z & 0 & D_x \\ H_z & D_y & -D_x & 0 \end{pmatrix},$$

der aus dem Feldstärketensor $F^{\mu\nu}$ durch Ersetzen von \vec{H} durch $-\vec{D}$ und \vec{D} durch \vec{H} entsteht, definiert.

Die Maxwellgleichungen lassen sich nun schreiben als

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = j^\nu \quad \text{und} \quad \partial_\mu \mathcal{F}^{\mu\nu} = 0. \quad (\text{A.45})$$

Damit ergibt sich unter Zuhilfenahme der Darstellung $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ ¶

$$\begin{aligned} \partial_\mu F^{\mu\nu} &= j^\nu & (\text{A.46}) \\ &= \partial_\mu (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) \\ &= \square A^\nu - \partial_\mu \partial^\nu \quad (\text{mit } \square = \partial_\mu \partial^\mu = \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2) \\ &= \square A^\nu - \partial^\nu \partial_\mu A^\mu. \end{aligned}$$

Wie bereits oben erwähnt, kann das Potential A^μ beliebig gewählt werden. Oft wird die von Lorentz vorgeschlagene Wahl $\partial_\mu A^\mu = 0$ verwendet, die direkt auf die Wellengleichung für das elektromagnetische Potential führt:

$$\square A^\nu = j^\nu. \quad (\text{A.47})$$

Eine mögliche Lösung der Wellengleichung am Viererort x bietet die Superposition ebener Wellen, die Photonen mit verschiedenen Impulsen \vec{k} darstellen, wobei die Polarisation der Photonen berücksichtigt werden muß:

$$A^\mu(x) = \sum_{\lambda=0}^3 \int \frac{d\vec{k}}{\sqrt{(2\pi)^3 2\omega}} \epsilon^\mu(\hat{k}, \lambda) \left(a^\dagger(k, \lambda) e^{ikx} + a(k, \lambda) e^{-ikx} \right). \quad (\text{A.48})$$

Die Entwicklungskoeffizienten $a(k, \lambda)$, die im Rahmen der 2. Quantisierung Operatorcharakter besitzen, haben die Funktion von Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren

¶ $\partial^\mu = \partial_\nu g^{\nu\mu} = \left(\frac{\partial}{\partial t}, -\vec{\nabla} \right)$

analog zum Formalismus, der zur Beschreibung des harmonischen Oszillators herangezogen wurde (s. A.24, A.25).

Ferner nehmen die Polarisationsvektoren $\epsilon(\hat{k}, \lambda)$ im Fall der Ausbreitungsrichtung des Photons entlang der z -Achse ($\hat{k} = z$) folgende Gestalt an:

$$\begin{aligned} \epsilon^\mu(z, 0) &= \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ „zeitartige“ Polarisation,} \\ \epsilon^\mu(z, 1) &= \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \epsilon^\mu(z, 2) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ transversale Polarisationen,} \\ \epsilon^\mu(z, 3) &= \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \text{ longitudinale Polarisation.} \end{aligned} \tag{A.49}$$

A.5 Übergangsmatrixelemente S_{fi} , τ_{fi} und \mathcal{M}_{fi}

A.5.1 Wechselwirkungsbild

Die Schrödingergleichung im Schrödingerbild (Index „S“; „I“ bezeichnet engl. Interaction) hat die Form

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle^{(S)} = \underbrace{H^{(S)}}_{H^{(S)}=H_0+H_I^{(S)}} |\Psi(t)\rangle^{(S)}, \tag{A.50}$$

wobei der Hamiltonoperator $H^{(S)}$ zeitunabhängig ist.

Der Ansatz, um ins Wechselwirkungsbild zu gelangen, lautet:

$$|\Psi(t)\rangle \equiv e^{iH_0 t} |\Psi(t)\rangle^{(S)}. \tag{A.51}$$

Damit folgt:

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle &= i \frac{\partial}{\partial t} \left(e^{iH_0 t} |\Psi(t)\rangle^{(S)} \right) \\ &= -H_0 e^{iH_0 t} |\Psi(t)\rangle^{(S)} + e^{iH_0 t} \underbrace{i \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle^{(S)}}_{H_0+H_I^{(S)}} |\Psi(t)\rangle^{(S)} \\ &= \underbrace{e^{iH_0 t} H_I^{(S)} e^{-iH_0 t}}_{H_I(t)} \underbrace{e^{iH_0 t} |\Psi(t)\rangle^{(S)}}_{|\Psi(t)\rangle}, \text{ also} \\ i \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle &= H_I(t) |\Psi(t)\rangle, \end{aligned}$$

d. h. sowohl die Wellenfunktionen als auch der Hamiltonoperator sind im Wechselwirkungsbild zeitabhängig.

A.5.2 Translationsinvarianz

In diesem Abschnitt wird die Invarianz von Operatoren unter Translationen gezeigt, da diese Eigenschaft in der nachfolgenden Rechnung (A.57) ausgenutzt wird. Gegeben seien Ortsoperatoren x, q und der Impulsoperator p , wobei die Kommutatorbeziehung $[q, p] = i$ gelte. Für eine beliebige Transformation mit Hilfe des Operators

$$\begin{aligned}\mathcal{O} &= e^{ipx} = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - ip \frac{x}{n}\right)^n, \\ \mathcal{O}^\dagger &= e^{-ipx} = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 + ip \frac{x}{n}\right)^n\end{aligned}$$

gelte die Translationsinvarianz:

$$\begin{aligned}\mathcal{O}q\mathcal{O}^\dagger &= \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - ip \frac{x}{n}\right)^n q \left(1 + ip \frac{x}{n}\right)^n \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - ip \frac{x}{n}\right)^{n-1} \left(1 - ip \frac{x}{n}\right) q \left(1 + ip \frac{x}{n}\right) \left(1 + ip \frac{x}{n}\right)^{n-1} \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - ip \frac{x}{n}\right)^{n-1} \left(q - ip \frac{q}{n} + iqp \frac{x}{n} + \underbrace{O\left(\frac{1}{n^2}\right)}_{=0}\right) \left(1 + ip \frac{x}{n}\right)^{n-1} \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - ip \frac{x}{n}\right)^{n-1} \left(q - \frac{x}{n}\right) \left(1 + ip \frac{x}{n}\right)^{n-1} \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - ip \frac{x}{n}\right)^{n-2} \left(q - 2\frac{x}{n}\right) \left(1 + ip \frac{x}{n}\right)^{n-2} \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \left(q - n \frac{x}{n}\right) \\ &= q - x.\end{aligned}$$

Der Streuvorgang wird auf der Basis des Wechselwirkungsbildes betrachtet. Gesucht wird ein Operator $U(t, t_0)$, der die Entwicklung des Zustands Ψ während der Zeit $t - t_0$ beschreibt:

$$|\Psi(t)\rangle = U(t, t_0)|\Psi(t_0)\rangle, \quad (\text{A.52})$$

so daß $|\langle\Psi(t_0)|U^\dagger(t, t_0)|\Psi(t_0)\rangle|^2$ die Wahrscheinlichkeit ist, mit der der Zustand $\Psi(t_0)$ während der Zeit $t - t_0$ in $\Psi(t)$ übergeht.

Folgende Bedingungen müssen an U gestellt werden:

- Unitarität: $1 = \langle\Psi(t_0)|\Psi(t_0)\rangle$
 $= \langle\Psi(t)|\Psi(t)\rangle$
 $= \langle\Psi(t_0)|U^\dagger(t, t_0)U(t, t_0)|\Psi(t_0)\rangle$
 $\Rightarrow U^\dagger(t, t_0)U(t, t_0) = \mathbb{1},$
- Randbedingung: zur Zeit $t = t_0$: $\Psi(t_0) = U(t_0, t_0)\Psi(t_0) \Rightarrow U(t_0, t_0) = \mathbb{1}.$

Setzt man U in die Schrödingergleichung im Wechselwirkungsbild ein, erhält man die Operatorgleichung:

$$\begin{aligned}
i \frac{\partial}{\partial t} U(t, t_0) &= H_I(t) U(t, t_0) \Rightarrow \\
\int_{t_0}^t dt_1 i \frac{\partial}{\partial t_1} U(t_1, t_0) &= \int_{t_0}^t dt_1 H_I(t_1) U(t_1, t_0) \Rightarrow \\
U(t, t_0) - \underbrace{U(t_0, t_0)}_{\mathbb{1}} &= -i \int_{t_0}^t dt_1 H_I(t_1) U(t_1, t_0) \Rightarrow \\
U(t, t_0) &= \mathbb{1} - i \int_{t_0}^t dt_1 H_I(t_1) U(t_1, t_0) \\
&= \mathbb{1} - i \int_{t_0}^t dt_1 H_I(t_1) \left(\mathbb{1} - i \int_{t_0}^{t_1} dt_2 H_I(t_2) U(t_2, t_0) \right) \\
&= \mathbb{1} + (-i) \int_{t_0}^t dt_1 H_I(t_1) + (-i)^2 \int_{t_0}^t dt_1 \int_{t_0}^{t_1} dt_2 H_I(t_1) H_I(t_2) + \dots
\end{aligned}$$

Nun kann eine S -Matrix definiert werden, indem $t \rightarrow \infty$ und $t_0 \rightarrow -\infty$ expandiert werden

$$U(\infty, -\infty) = \mathbb{1} + (-i) \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 H_I(t_1) + (-i)^2 \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 H_I(t_1) H_I(t_2) \dots ,$$

und statt des Hamiltonoperators die Hamiltondichte \mathcal{H} (siehe [MAN84], Kap. 2.2) eingeführt wird (die Hamiltondichte trägt dem Feldcharakter der Quantenfeldtheorie Rechnung, indem jedem der Gitterpunkte ein Hamiltonoperator zugeordnet wird, ferner können Orts- und Zeitkoordinaten in Hinsicht auf eine kovariante Theorie gleichberechtigt behandelt werden):

$$H_I(t) \rightarrow \mathcal{H}_I(x) , \quad : \quad H_I(t) = \int d^3x \mathcal{H}_I(x) , \quad \text{d. h.} \quad \int dt H_I = \int d^4x \mathcal{H}_I .$$

Die S -Matrix nimmt folgende Form an:

$$S = \mathbb{1} + \underbrace{(-i) \int d^4x_1 \mathcal{H}_I(x_1)}_{\text{Prozeß 1. Ordnung}} + \underbrace{(-i)^2 \int d^4x_1 \int d^4x_2 \mathcal{H}_I(x_1) \mathcal{H}_I(x_2)}_{\text{Prozesse 2. Ordnung}} + \dots , \quad (\text{A.53})$$

und die S -Matrixelemente S_{fi} , mit denen die Wahrscheinlichkeit verknüpft ist, daß ein Zustand $|\Psi'_i\rangle$, der sowohl nukleonische, mesonische und elektromagnetische Wechselwirkungen beschreibt ($|\Psi'\rangle = |\Psi, \epsilon(k, \lambda)\rangle$), in Ort und Zeit in den Zustand $|\Psi'_f\rangle$ übergeht, ergeben sich zu

$$S_{fi} = \langle \Psi'_f | S | \Psi'_i \rangle = \langle \Psi'_f | \delta_{fi} | \Psi'_i \rangle + (-i) \int d^4x_1 \langle \Psi'_f | \mathcal{H}_I(x_1) + \dots | \Psi'_i \rangle . \quad (\text{A.54})$$

Dabei werden durch δ_{fi} die ungestörte Welle und durch den iterativen Anteil die Streuwelle beschrieben.

Es werden bei der Betrachtung der $pp \rightarrow pp\gamma$ -Reaktion nur elektromagnetische Prozesse 1. Ordnung ($S^{(1)}$) hinzugezogen, da im Falle des $p \rightarrow p\gamma$ -Vertex hauptsächlich diese zum Wirkungsquerschnitt beitragen: Prozesse 2. Ordnung –wie auch aller höheren geraden Ordnungen– stellen eine Selbstwechselwirkung dar, ohne daß ein Photon ausgesandt wird, oder es handelt sich um den Prozeß $p \rightarrow p\gamma\gamma$, der nicht Gegenstand der vorliegenden Betrachtung ist. Erst Prozesse 3. Ordnung tragen wieder bei, können aber vernachlässigt werden. Damit geht (A.54) über in

$$S_{fi}^{(1)} = (-i) \int d^4x \langle \Psi_f' | \mathcal{H}_I(x) | \Psi_i' \rangle. \quad (\text{A.55})$$

Das Photon des $p \rightarrow p\gamma$ -Prozesses wird separat vom Proton nachgewiesen. Auf Grund dieser Plausibilitätsbegründung wird das Nukleonenfeld $J^\mu(x)$ vom elektromagnetischen Feld $A_\mu(x)$ als entkoppelt betrachtet und der Produktansatz

$$\mathcal{H}_I(x) = J^\mu(x) A_\mu(x) \quad (\text{A.56})$$

gemacht. Die obige Gleichung geht wegen der auf S. 110 vorgestellten Form von $A_\mu(x)$ über in

$$S_{fi}^{(1)} = (-i) \int d^4x \underbrace{\langle \epsilon(k, \lambda) | A_\mu(x) | 0 \rangle}_{\text{Erzeugung eines Photons}} \langle \Psi_f | J^\mu(x) | \Psi_i \rangle.$$

Unter Benutzung von $a(k, \lambda)|0\rangle = 0$ als auch $\langle \epsilon(k', \lambda') | a^\dagger(k, \lambda) = \langle \epsilon(k, \lambda) |$, d. h.

$$\begin{aligned} \langle \epsilon(k, \lambda) | A_\mu(x) | 0 \rangle &= \langle \epsilon(k', \lambda') | \sum_{\lambda=0}^3 \int d^3k \frac{\epsilon_\mu(k, \lambda)}{\sqrt{(2\pi)^3 2\omega}} (a(k, \lambda)e^{-ikx} + a^\dagger(k, \lambda)e^{ikx}) | 0 \rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^3 2\omega}} \epsilon_\mu(k, \lambda) e^{ikx}, \end{aligned}$$

und unter Berücksichtigung der Translationsinvarianz (s. S. 112)

$$\langle \Psi_f | J^\mu(x) | \Psi_i \rangle = \langle \Psi_f | e^{i\hat{P}x} J^\mu(0) e^{-i\hat{P}x} | \Psi_i \rangle = \underbrace{\langle \Psi_f | J^\mu(0) | \Psi_i \rangle}_{\text{unabhängig von } x} e^{-i(P_i^{(total)} - P_f^{(total)})x}$$

ergibt sich als Ausdruck für $S_{fi}^{(1)}$

$$S_{fi}^{(1)} = \underbrace{\frac{1}{\sqrt{(2\pi)^3 2\omega}} \epsilon_\mu(k, \lambda) \langle \Psi_f | J^\mu(0) | \Psi_i \rangle}_{\equiv \tau_{fi}} \underbrace{\int d^4x e^{i(P_i^{(total)} - P_f^{(total)} - k)x}}_{(2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_f - P_i)}$$

$$S_{fi}^{(1)} \equiv (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_f - P_i) \tau_{fi}, \quad (\text{A.57})$$

mit

$$\tau_{fi} \equiv \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^3 2\omega}} \epsilon_\mu(k, \lambda) \langle \Psi_f | J^\mu(0) | \Psi_i \rangle. \quad (\text{A.58})$$

A.6 Okubo-Formalismus

Im folgenden Abschnitt soll die Behandlung der Gesamtwellenfunktion $|\Psi\rangle$, die nukleonische ($|N^{(+)}\rangle$), antinukleonische ($|N^{(-)}\rangle$) wie auch mesonische (z.B. $|\pi\rangle$, $|\rho\rangle$, $|\eta\rangle$, ...) Wechselwirkungen beschreibt, skizziert werden. Das Ergebnis sei vorweggenommen: Es wird ein Projektionsformalismus^{||} angewandt, der es erlaubt, die Schrödingergleichung

$$H|\Psi\rangle = (H_0 + H_I)|\Psi\rangle = E|\Psi\rangle \quad \text{mit} \quad H_I = \sum_{n=1}^{\infty} H_n,$$

(H_n als Entwicklungsanteilen nach den Kopplungskonstanten) auf die Form zu bringen

$$H|\Psi\rangle = H_{\text{eff}}|\chi\rangle,$$

wobei $|\chi\rangle$ eine Funktion ist, die die nukleonischen Anteile $|N^{(+)}\rangle$ enthält, und E die Gesamtenergie (die Bindungsenergie eingeschlossen). Die weitere Behandlung des Streuproblems vereinfacht sich damit erheblich.

Seien η und λ zwei Projektionsoperatoren, die die Eigenschaft besitzen, aus der Gesamtwellenfunktion $|\Psi\rangle$ beliebige Anteile $|\psi\rangle$ und $|\phi\rangle$ herauszuprojizieren

$$|\Psi\rangle = \eta|\Psi\rangle + \lambda|\Psi\rangle = |\psi\rangle + |\phi\rangle \quad (\text{A.59})$$

$$\text{mit } \eta^2 = \eta, \lambda^2 = \lambda, \quad (\text{A.60})$$

$$\eta\lambda = \lambda\eta = 0,$$

$$\eta + \lambda = 1.$$

^{||}I. Tamm, *Journal Physics* (UdSSR)**9**(1945)449; S. M. Dancoff, *Physical Review* **78**(1950)382; C. Bloch, J. Horowitz, *Nucl. Phys.* **8**(1951)91; S. Okubo, *Prog. Theor. Phys.* **12**(1954)603

Unter Berücksichtigung von $\eta|\Psi\rangle = |\psi\rangle \Rightarrow \eta^2|\Psi\rangle = \eta|\psi\rangle \Rightarrow \eta|\Psi\rangle = \eta|\psi\rangle$ und $|\psi\rangle = \eta|\psi\rangle$ (analog dazu für $|\phi\rangle = \lambda|\phi\rangle$) läßt sich die obige Schrödingergleichung in zwei Anteile aufspalten:

$$E|\psi\rangle = \eta H \eta |\psi\rangle + \eta H \lambda |\phi\rangle, \quad (\text{A.61})$$

$$E|\phi\rangle = \lambda H \eta |\psi\rangle + \lambda H \lambda |\phi\rangle \quad (\text{A.62})$$

oder in der bequemerem Matrixschreibweise:

$$E \begin{pmatrix} |\psi\rangle \\ |\phi\rangle \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} \eta H \eta & \eta H \lambda \\ \lambda H \eta & \lambda H \lambda \end{pmatrix}}_{\equiv M} \begin{pmatrix} |\psi\rangle \\ |\phi\rangle \end{pmatrix}.$$

Die Existenz nichtdiagonaler Elemente von M bedeutet, daß $|\psi\rangle$ und $|\phi\rangle$ implizit voneinander abhängen; nicht orthonormiert sind. Es bedarf einer geeigneten Drehung dieser Zustände, um linear unabhängige Zustände $|\chi\rangle$ und $|\varphi\rangle$ zu konstruieren. Mit Hilfe eines unitären Operators U ($U^\dagger U = U U^\dagger = \mathbb{1}_2$) – dessen Form noch gefunden werden muß – lassen sich orthonormierte Zustände $|\chi\rangle$ und $|\varphi\rangle$ aus der Gesamtheit der $|\psi\rangle$ - und $|\phi\rangle$ -Zustände konstruieren

$$|\Psi\rangle = \eta|\Psi\rangle + \lambda|\Psi\rangle = |\chi\rangle + |\varphi\rangle \quad \text{und} \quad (\text{A.63})$$

$$\begin{pmatrix} |\chi\rangle \\ |\varphi\rangle \end{pmatrix} = U^\dagger \begin{pmatrix} |\psi\rangle \\ |\phi\rangle \end{pmatrix}, \quad (\text{A.64})$$

so daß

$$\begin{aligned} U \underbrace{U^\dagger E U}_{=E} U^\dagger \underbrace{\begin{pmatrix} |\psi\rangle \\ |\phi\rangle \end{pmatrix}}_{\equiv \begin{pmatrix} |\chi\rangle \\ |\varphi\rangle \end{pmatrix}} &= U U^\dagger M U \begin{pmatrix} |\chi\rangle \\ |\varphi\rangle \end{pmatrix} \\ \Rightarrow E \begin{pmatrix} |\chi\rangle \\ |\varphi\rangle \end{pmatrix} &= U^\dagger M U \begin{pmatrix} |\chi\rangle \\ |\varphi\rangle \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

falls $U^\dagger M U$ diagonalisiert werden kann.

Eine wichtige Eigenschaft der Elemente von U , die im darauffolgenden Einschub hergeleitet wird, ist

$$\begin{aligned} U_{11} &= \eta U_{11} \eta, & U_{12} &= \eta U_{12} \lambda, \\ U_{21} &= \lambda U_{21} \eta, & U_{22} &= \lambda U_{22} \lambda. \end{aligned} \quad (\text{A.65})$$

Einschub

Der Ausdruck

$$\begin{pmatrix} |\psi\rangle \\ |\phi\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{11} & U_{12} \\ U_{21} & U_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\chi\rangle \\ |\varphi\rangle \end{pmatrix}$$

kann geschrieben werden als

$$\begin{aligned} \eta|\Psi\rangle &= U_{11}\eta|\Psi\rangle + U_{12}\lambda|\Psi\rangle \\ \lambda|\Psi\rangle &= U_{21}\eta|\Psi\rangle + U_{22}\lambda|\Psi\rangle \\ &\Leftrightarrow \\ \eta|\Psi\rangle &= \eta U_{11}\eta|\Psi\rangle + \eta U_{12}\lambda|\Psi\rangle \\ \lambda|\Psi\rangle &= \lambda U_{21}\eta|\Psi\rangle + \lambda U_{22}\lambda|\Psi\rangle \\ &\Leftrightarrow \\ \begin{pmatrix} |\psi\rangle \\ |\phi\rangle \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \eta U_{11}\eta & \eta U_{12}\lambda \\ \lambda U_{21}\eta & \lambda U_{22}\lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\chi\rangle \\ |\varphi\rangle \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Für die Elemente von U wird unter Zuhilfenahme eines Operators A folgender Ansatz, der auf der Unitaritätsbedingung $U^\dagger U = \mathbb{1}$ und der Normierung $\langle \chi_f | \chi_i \rangle = \delta_{fi}$ bzw. $\langle \varphi_f | \varphi_i \rangle = \delta_{fi}$ basiert, gemacht

$$\begin{aligned} U_{11} &= \frac{1}{\sqrt{1 + A^\dagger A}}, & U_{12} &= \frac{A^\dagger}{\sqrt{1 + AA^\dagger}}, \\ U_{21} &= \frac{A}{\sqrt{1 + A^\dagger A}}, & U_{22} &= \frac{1}{\sqrt{1 + AA^\dagger}}, \end{aligned}$$

so daß gilt

$$\begin{aligned} U_{11} &= U_{11}, & U_{12} &= -A^\dagger U_{22}, & U_{21} &= AU_{11}, & U_{22} &= U_{22}, \\ U_{11}^\dagger &= U_{11}, & U_{21}^\dagger &= -U_{11}A^\dagger, & U_{12}^\dagger &= -U_{22}A, & U_{22}^\dagger &= U_{22}. \end{aligned}$$

Somit läßt sich schreiben

$$\underbrace{(\eta, \lambda) E}_{=E} \begin{pmatrix} \eta \\ \lambda \end{pmatrix} |\Psi\rangle = (\eta, \lambda) U^\dagger M U \begin{pmatrix} \eta \\ \lambda \end{pmatrix} |\Psi\rangle.$$

Die Operatoren nehmen folgende Form an:

$$\begin{aligned} (\eta, \lambda) \begin{pmatrix} U_{11}^\dagger & U_{21}^\dagger \\ U_{12}^\dagger & U_{22}^\dagger \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta H \eta & \eta H \lambda \\ \lambda H \eta & \lambda H \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_{11} & U_{12} \\ U_{21} & U_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta \\ \lambda \end{pmatrix} &= \\ \begin{pmatrix} \eta U_{11}^\dagger \eta & \eta U_{21}^\dagger \lambda \\ \lambda U_{12}^\dagger \eta & \lambda U_{22}^\dagger \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H & H \\ H & H \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta U_{11} \eta & \eta U_{12} \lambda \\ \lambda U_{21} \eta & \lambda U_{22} \lambda \end{pmatrix} &= \\ \begin{pmatrix} \eta(1 + A^\dagger A)^{\frac{1}{2}} \eta(1 + A^\dagger) H (1 + A) \eta(1 + A^\dagger A)^{\frac{1}{2}} \eta & \eta(1 + A^\dagger A)^{\frac{1}{2}} \eta(1 + A^\dagger) H (1 - A^\dagger) \lambda(1 + AA^\dagger)^{\frac{1}{2}} \lambda \\ \lambda(1 + AA^\dagger)^{\frac{1}{2}} \lambda(1 - A) H (1 + A) \eta(1 + A^\dagger A)^{\frac{1}{2}} \eta & \lambda(1 + AA^\dagger)^{\frac{1}{2}} \lambda(1 - A) H (1 - A^\dagger) \lambda(1 + AA^\dagger)^{\frac{1}{2}} \lambda \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Soll obige Matrix diagonal sein, müssen die nichtdiagonalen Elemente verschwinden. Diese Bedingung liefert die Bestimmungsgleichung für A :

$$0 = \lambda(H + HA - AH - AHA)\eta = \lambda(H + [H, A] - AHA)\eta. \quad (\text{A.66})$$

In der obigen Gleichung tauchen Ausdrücke der Form $\lambda A\eta$ auf: Ein anfangs durch den Operator η herausprojizierter nukleonischer Zustand geht anschließend in einen durch λ symbolisierten nichtnukleonischen Zustand über. Solch ein Ausdruck impliziert daher eine Wechselwirkung, in deren Folge z. B. ein Meson erzeugt werden kann. Ähnlich wie der Hamiltonoperator, kann daher auch A nach den Kopplungskonstanten entwickelt werden. Mit dem Ansatz

$$A = \underbrace{A_0}_{=0, \text{ da } A=\lambda A\eta} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \text{ und } H = H_0 + H_I \text{ mit } H_I = \sum_{n=1}^{\infty} H_n \quad (\text{A.67})$$

ergibt sich, ausgehend von Gl. (A.66) und den Relationen $\lambda H_0\eta = \eta H_0\lambda = 0$ und $\eta H_I\eta = 0$, d. h. $\eta[H_I, A_n]\eta = \eta H_I A_n \eta$:

$$\begin{aligned} 0 &= \lambda \left[\underbrace{H_0}_{0, \text{ da } \lambda H_0\eta=0} + H_I + (H_0 + H_I)A - A(H_0 + H_I) - A(H_0 + H_I)A \right] \eta \\ &= \lambda [H_I + [H_0, A] - \underbrace{AH_0A}_{0, \text{ da } \eta H_0\lambda} + H_I + \underbrace{[H_I, A]}_{H_I A} - AH_I A] \eta. \end{aligned}$$

Unter Beachtung von $H_0\eta|\chi\rangle = \mathcal{E}_i|\chi\rangle$ oder kurz $H_0\eta|\chi\rangle = \mathcal{E}_i$, wobei \mathcal{E}_i die Wellenfunktion des *freien* Nukleons im Eingangskanal i darstellt, ergeben sich durch Koeffizientenvergleich

$$(\mathcal{E}_i - H_0)A_n = \lambda \left[H_n + \sum_{i=1}^{n-1} H_i A_{n-i} - \sum_{i=1}^{n-2} \sum_{j=1}^{n-i-j} A_i H_j A_{n-i-j} \right] \eta$$

die Komponenten von A . Die ersten beiden haben die Form

$$A_1 = \lambda \frac{1}{\mathcal{E}_i - H_0} H_1 \eta, \quad A_2 = \lambda \frac{1}{\mathcal{E}_i - H_0} H_2 + H_1 A_1 \eta. \quad (\text{A.68})$$

Zu beachten ist, daß alle A nicht von der Gesamtenergie, sondern von der Energie freien Teilchen abhängen.

Damit ist eine Vorschrift gefunden worden, um die U -Matrix zu diagonalisieren, d. h. die Zustände $|\chi\rangle$ und $|\varphi\rangle$ zu entkoppeln. Die Operatoren \mathcal{O} müssen dabei folgendermassen geändert werden

$$\mathcal{O}_{\text{eff}} = \eta(1 + A^\dagger A)^{-\frac{1}{2}} \eta(1 + A^\dagger) \mathcal{O} (1 + A) \eta (1 + A^\dagger A)^{-\frac{1}{2}} \eta. \quad (\text{A.69})$$

Die Beschreibung des allgemeinen Zustands Ψ kann durch Wellenfunktionen der freien Nukleonen χ ersetzt werden, falls die zuständigen Operatoren ebenfalls transformiert werden; insbesondere folgt für den Hamiltonoperator H :

$$\langle \Psi_f | H | \Psi_i \rangle = \langle \chi_f | H_{\text{eff}} | \chi_i \rangle. \quad (\text{A.70})$$

A.6.1 Definition des Wirkungsquerschnitts

Der Wirkungsquerschnitt ist definiert als

$$\text{Wirkungsquerschnitt} = \frac{\text{Übergangsrate} \cdot \text{Phasenraumfaktor}}{\text{Teilchenfluß}}.$$

Nachfolgend werden diese Begriffe veranschaulicht.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Zustand $|\Psi_i\rangle$ in den Zustand $|\Psi_f\rangle$ übergeht, ist gegeben durch das Quadrat der Übergangsmatrix $|S_{fi}|^2 = \left| (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_f - P_i) \tau_{fi} \right|^2$. Es tritt hierbei ein Quadrat der $\delta^{(4)}$ -Funktion auf, das der näheren Betrachtung bedarf:

$$\begin{aligned} \left[(2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_f - P_i) \right]^2 &= (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_f - P_i) \int_V d^3x e^{-i(\vec{p}_f - \vec{p}_i)\vec{x}} \int_T dt e^{-i(E_f - E_i)t} \\ &= (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_f - P_i) VT, \end{aligned}$$

wobei T die hinreichend große Wechselwirkungszeit symbolisiert und V das zugehörige Wechselwirkungsvolumen.

Damit wird eine Übergangsrate R_{fi} definiert

$$R_{fi} = \frac{|S_{fi}|^2}{T} = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_f - P_i) V |\tau_{fi}|^2. \quad (\text{A.71})$$

Einschub

Phasenraumfaktor

Gegeben sei eine Box mit Volumen $V = L^3$. Die Randbedingung, daß die Wellenamplitude am Boxrand verschwinden muß, führt auf die Anzahl n der möglichen Zustände:

eindimensional: mit $L = n\lambda = n\frac{2\pi}{\kappa}$ und κ als Wellenzahlvektor.

Damit erhält man $n = \frac{\kappa}{(2\pi)}L$ und

dreidimensional: $dn = \frac{V}{(2\pi)^3} d^3\kappa$

Somit nimmt der Phasenraumfaktor, der die Anzahl der möglichen Zustände beschreibt, für den Prozeß $pp \rightarrow pp\gamma$ die Form an:

$$dn = \frac{V}{(2\pi)^3} d^3 p_1 \frac{V}{(2\pi)^3} d^3 p_2 \frac{V}{(2\pi)^3} d^3 k .$$

Der Teilchenfluß j im Volumen V hängt von der Relativgeschwindigkeit der beiden Streuteilchen im Eingangskanal ab:

$$j = \frac{|\vec{v}_S - \vec{v}_T|}{V} .$$

Es ergibt sich der Wirkungsquerschnitt

$$d^9 \sigma = \frac{V}{|\vec{v}_S - \vec{v}_T|} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_f - P_i) |\tau_{fi}|^2 V \left(\frac{V}{(2\pi)^3} \right)^3 d^3 p_1 d^3 p_2 d^3 k .$$

Dieser Ausdruck setzt sich zum einen aus dem die dynamischen Prozesse beschreibenden $|\tau_{fi}|^2$ und den die Kinematik beschreibenden Faktoren zusammen. Das Matrixelement $|\tau_{fi}|^2$ ist nicht evident invariant gegenüber Lorentztransformationen; der Wirkungsquerschnitt jedoch muß Lorentz-invariant sein. Gelingt es, alle von $|\tau_{fi}|^2$ verschiedenen Faktoren obiger Gleichung auf eine kovariante Form zu bringen, müßte sich durch geeignete Änderung von $|\tau_{fi}|^2$ auch ein kovarianter Ausdruck für die Beschreibung dynamischer Prozesse finden lassen.

Ausgehend vom kovarianten Produkt der zwei Vierervektoren

$$\begin{aligned} (P_S P_T)^2 - P_S^2 P_T^2 &= (E_S E_T - \vec{p}_S \vec{p}_T)^2 - (E_S^2 - p_S^2)(E_T^2 - p_T^2) \\ &= (E_S \vec{p}_T - E_T \vec{p}_S)^2 \\ &= \left[E_S E_T \left(\frac{\vec{p}_T}{E_T} - \frac{\vec{p}_S}{E_S} \right) \right]^2 \\ &= [E_S E_T (\vec{v}_T - \vec{v}_S)]^2 \end{aligned}$$

folgt die Kovarianz von $E_S E_T |\vec{v}_T - \vec{v}_S|$.

Geht man ferner von dem folgenden kovarianten Ausdruck aus:

$$\begin{aligned} \int_{P_0=0}^{P_0=\infty} \delta(P^2 - m^2) dP &= \int_{P_0=0}^{P_0=\infty} \delta(P_0^2 - p^2 - m^2) dP_0 d^3 p \\ (\text{mit } \delta(a^2 - b^2) &= \frac{1}{2b} [\delta(a - b) + \delta(a + b)]) \\ &= \int_{P_0=0}^{P_0=\infty} \frac{1}{\underbrace{2\sqrt{p^2 + m^2}}_{1/2E}} [\delta P_0 - E + \delta(P_0 + E)] dP_0 d^3 p \\ &= \int_{P_0=-\infty}^{P_0=\infty} \delta(P_0 - E) \frac{d^3 p}{2E} \\ &= \frac{d^3 p}{2E} , \end{aligned}$$

folgt die Kovarianz des Ausdrucks $d^3p/2E$. Damit läßt sich, identifiziert man das Volumen V mit dem Phasenraumelement $(2\pi)^3$ ([BJO64] Kap. 6.2), der Wirkungsquerschnitt auf die Form bringen

$$\begin{aligned} d^9\sigma &= \frac{(2\pi)^{10}m^4}{2E_S E_T |\vec{v}_S - \vec{v}_T|} \delta(P_f - P_i) \frac{E_S E_T}{m m} |\tau_{fi}|^2 \frac{E_1 E_2}{m m} 2\omega \frac{d^3p_1 d^3p_2 d^3k}{E_1 E_2 \omega} \\ &\equiv \frac{\frac{1}{2}m^4}{(2\pi)^5 E_S E_T |\vec{v}_S - \vec{v}_T|} \delta(P_f - P_i) |\mathcal{M}_{fi}|^2 \frac{d^3p_1 d^3p_2 d^3k}{E_1 E_2 \omega} \end{aligned}$$

mit

$$|\mathcal{M}_{fi}|^2 = (2\pi)^{\frac{15}{2}} \left(\frac{E_S E_T}{m m} \right)^{\frac{1}{2}} |\tau_{fi}|^2 \left(\frac{E_1 E_2}{m m} 2\omega \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (\text{A.72})$$

Handelt es sich um eine Messung mit unpolarisierten Teilchen im Eingangskanal (vier Spineinstellungen: Gesamtspin S_i , dritte Komponente M_{S_i}) und wird ferner zwischen den unterschiedlichen Ausgangspolarisationen (Protonen: Gesamtspin S_f , dritte Komponente M_{S_f} , Photon: zwei transversale Polarisationsrichtungen λ) nicht unterschieden, so muß bei der Angabe des Wirkungsquerschnitts über alle Eingangszustände gemittelt und über alle Ausgangszustände summiert werden:

$$|\mathcal{M}_{fi}|^2 \rightarrow |\tilde{\mathcal{M}}_{fi}|^2 \equiv \frac{1}{4} \sum_{S_i M_{S_i}} \sum_{S_f M_{S_f}} \sum_{\lambda=1}^2 |\mathcal{M}_{fi}|^2. \quad (\text{A.73})$$

Mit $E_T = m$ für ein Festtargetexperiment und $E_S |\vec{v}_S - \vec{v}_T| = |m\gamma_S(\vec{v}_S - \vec{v}_T)| = |\vec{p}_S|$ ergibt sich der Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt zu

$$d^9\sigma = \frac{\frac{1}{2}m^3}{(2\pi)^5 E_S |\vec{p}_S|} \delta(P_f - P_i) |\tilde{\mathcal{M}}_{fi}|^2 \frac{d^3p_1 d^3p_2 d^3k}{E_1 E_2 \omega}. \quad (\text{A.74})$$

A.7 Phasenraum

Die vorhandenen Matrixelemente müssen zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes mit dem Phasenraumfaktor gewichtet werden. Dabei wird, wie bereits auf Seite 104 ausgeführt, unter Beachtung der Impuls- und Energieerhaltungssätze über $p_1, p_2, k, \varphi_\gamma$ integriert:

$$d^5\sigma \sim \iiint\!\!\!\int \delta^{(4)}(P_f - P_i) |\tilde{\mathcal{M}}_{fi}|^2 \frac{d^3p_1}{E_1} \frac{d^3p_2}{E_2} \frac{d^3k}{\omega} \quad (\text{A.75})$$

$$\sim \iiint\!\!\!\int \delta^{(4)}(P_f - P_i) |\tilde{\mathcal{M}}_{fi}|^2 \frac{p_1^2 dp_1 d\Omega_1}{E_1} \frac{p_2^2 dp_2 d\Omega_2}{E_2} \frac{k^2 dk \sin\vartheta_\gamma d\vartheta_\gamma d\varphi_\gamma}{\omega} \quad (\text{A.76})$$

\Rightarrow (mit $k = \omega$)

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma} \sim \iiint\!\!\!\int \delta^{(4)}(P_f - P_i) |\tilde{\mathcal{M}}_{fi}|^2 \frac{p_1^2 dp_1 p_2^2 dp_2}{E_1 E_2} k dk \sin\vartheta_\gamma d\varphi_\gamma, \quad (\text{A.77})$$

wobei der Proportionalitätsfaktor $\frac{\frac{1}{2}m^3}{(2\pi)^5 E_S |\vec{p}_S|}$ ist.

Für weitere Betrachtungen wird die Diracsche-Deltafunktion $\delta^{(4)}(P_f - P_i)$, die die Einhaltung der Erhaltungssätze gewährleistet, in ihre Impuls- und Energiekomponenten aufgespalten:

$$\begin{aligned} \delta^{(4)}(P_f - P_i) &= \delta^{(3)}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{k} - \vec{p}) \delta^{(1)}(E_1 + E_2 + \omega - E), \quad (\text{A.78}) \\ \delta^{(3)}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{k} - \vec{p}_S) &\equiv \delta^{(3)}(\vec{k} - \vec{q}) \\ \text{mit } \vec{q} &\equiv \vec{p}_S - \vec{p}_1 - \vec{p}_2. \end{aligned}$$

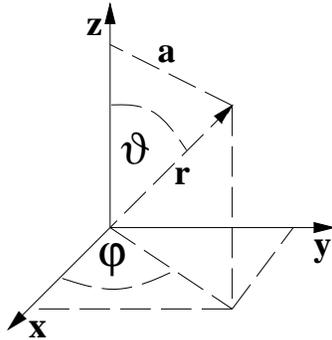


Abbildung A.1: Definition der Zylinderkoordinaten

Einschub

Übergang zu Zylinderkoordinaten (s. Abb. A.1)

$$dx dy dz = a da d\varphi dz :$$

$$1 = \int \delta(x - x') \delta(y - y') \delta(z - z') dx dy dz =$$

$$\int \delta(x - x') \delta(y - y') \delta(z - z') a da d\varphi dz =$$

$$\int \text{const} \delta(a - a') \delta(\varphi - \varphi') \delta(z - z') a da d\varphi dz$$

$$\Rightarrow \text{const} = \frac{1}{a} = \frac{1}{r \sin\vartheta} \text{ damit:}$$

$$\int \delta(x - x') \delta(y - y') \delta(z - z') dx dy dz =$$

$$\int \frac{1}{r \sin\vartheta} \delta(r - r') \delta(\vartheta - \vartheta') \delta(z - z') dx dy dz$$

Analog zu dem im Einschub Dargestellten erfolgt die Transformation:

$$\delta^{(3)}(\vec{k} - \vec{q}) = \underbrace{\frac{1}{r_\gamma}}_{\frac{1}{k \sin\vartheta_\gamma}} \delta(r_\gamma - r_q) \delta(\varphi_\gamma - \varphi_q) \delta(z_\gamma - z_q). \quad (\text{A.79})$$

Damit geht (A.77) über in

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma} \sim \iiint \frac{1}{k \sin \vartheta_\gamma} \delta(r_\gamma - r_q) \delta(\varphi_\gamma - \varphi_q) \delta(z_\gamma - z_q) |\tilde{\mathcal{M}}_{fi}|^2 \frac{p_1^2}{E_1} \frac{p_2^2}{E_2} k \sin \vartheta_\gamma dp_1 dp_2 dk d\varphi_\gamma. \quad (\text{A.80})$$

Zur Ausführung der Integration über $z_\gamma = k \cos \vartheta_\gamma$ und $z_q = p_S - p_1 \cos \vartheta_1 - p_2 \cos \vartheta_2$ benötigt man noch eine reine δ -Funktion, die nur von k abhängt.

Einschub

$$\int \delta(ax) dx = \frac{1}{|a|} \int \delta(x) dx$$

$$\int f(x) \delta(x - b) dx = f(b)$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \int \delta(z_\gamma - z_q) dk &= \int \delta(k \cos \vartheta_\gamma - z_q) dk & (\text{A.81}) \\ &= \int \frac{1}{|\cos \vartheta_\gamma|} \delta(k - k') dk \quad \text{mit } k' = z_q / \cos \vartheta_\gamma \\ &= \frac{1}{|\cos \vartheta_\gamma|} \Big|_{k \cos \vartheta_\gamma = p_S - p_1 \cos \vartheta_1 - p_2 \cos \vartheta_2} \end{aligned}$$

Einzig durch die Festsetzung von k auf k' (Impulserhaltung der Longitudinalkomponente) wird die Integration über z_γ ausgeführt. Analog zu diesem Formalismus integriert man über $\delta(\varphi_\gamma - \varphi_q)$ (Impulserhaltung der Transversalkomponenten), indem für alle nachfolgenden Rechnungen φ_γ auf φ_q fixiert wird.

Damit fallen zwei der vier Integralzeichen weg und der formale Vorgang des „Fixierens“ sowie die Erhaltung der Energie werden durch die Einführung der in (A.18) und (A.19) bereits eingeführten Funktionen $g(p_1, p_2)$ und $f(p_1, p_2)$ (kurz: g und f) eingehalten:

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma} \sim \iint \frac{1}{|\cos \vartheta_\gamma|} \delta(f) \delta(g) |\tilde{\mathcal{M}}_{fi}|^2 \frac{p_1^2}{E_1} \frac{p_2^2}{E_2} dp_1 dp_2. \quad (\text{A.82})$$

Um die Integration über p_1 und p_2 ausführen zu können, wird eine Variablentransformation $dp_1 dp_2 \rightarrow df dg$ vorgenommen, um aus der Formel $\int f(x) \delta(x - a) dx = f(a)$ Gebrauch machen zu können.

Einschub—————

Bsp. einer Variablentransformation: kartesische \rightarrow Zylinderkoordinaten

$$(x, y) \rightarrow (a, \varphi)$$

$$x = r \cos \varphi, \quad y = r \sin \varphi,$$

$$dx dy = \underbrace{\left| \frac{\partial(x, y)}{\partial(a, \varphi)} \right|}_{\text{Jacobi-Determinante}} dr d\varphi$$

$$\text{mit } \left| \frac{\partial(x, y)}{\partial(a, \varphi)} \right| = \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial a} & \frac{\partial y}{\partial a} \\ \frac{\partial x}{\partial \varphi} & \frac{\partial y}{\partial \varphi} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -a \sin \varphi & a \cos \varphi \end{vmatrix} = a(\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi) = r$$

$$\Rightarrow dx dy = a da d\varphi$$

Dazu wird die Jacobi-Determinante

$$\begin{vmatrix} \frac{\partial p_1}{\partial f} & \frac{\partial p_2}{\partial f} \\ \frac{\partial p_1}{\partial g} & \frac{\partial p_2}{\partial g} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{\partial f}{\partial p_1} & \frac{\partial f}{\partial p_2} \\ \frac{\partial g}{\partial p_1} & \frac{\partial g}{\partial p_2} \end{vmatrix}^{-1} = \left| \frac{k \sin \vartheta_\gamma \cos \vartheta_\gamma}{N} \right|$$

mit

$$\begin{aligned} N \equiv & (p_2 \sin \vartheta_2 - p_1 \sin \vartheta_1) [\sin(\vartheta_1 + \vartheta_2) - (\beta_1 \sin \vartheta_2 + \beta_2 \sin \vartheta_1) \cos \vartheta_\gamma] \\ & - k \sin^2 \vartheta_\gamma (\beta_1 \cos \vartheta_2 - \beta_2 \cos \vartheta_1) \\ & + 2 \sin \vartheta_1 \sin \vartheta_2 \sin^2 \Phi [(p_1 \cos \vartheta_1 - p_2 \cos \vartheta_2) - (p_1 \beta_1 - p_2 \beta_2) \cos \vartheta_\gamma] \end{aligned}$$

bestimmt, indem die Abhängigkeiten (A. 18) und (A. 19) ausgenutzt werden.
Der Wirkungsquerschnitt nimmt hiermit die Form an:

$$\frac{d^5 \sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma} = \frac{\frac{1}{2} m^3}{(2\pi)^5 E_S |\vec{p}_S|} \left| \tilde{\mathcal{M}}_{fi} \right|^2 J \quad \text{mit dem} \quad (\text{A.83})$$

$$\text{Phasenraumfaktor } J = \frac{p_1^2 p_2^2}{E_1 E_2 |\cos \vartheta_\gamma|} \frac{k \sin \vartheta_\gamma \cos \vartheta_\gamma}{N}.$$

A.8 Soft-Photon Approximation

Das bisher Erarbeitete wird im Folgenden in einem Beispiel angewendet. Es wird die Reaktion $pp \rightarrow pp\gamma$ betrachtet, wobei die Protonen im Eingangskanal mit 1 und 2 gekennzeichnet werden und die im Ausgangskanal mit 3 und 4. Der Einfachheit halber wird der Pionenaustausch als Wechselwirkungsart angenommen: $H = \sum H_n \equiv H_1$.

Ausgehend von der Definition des τ_{fi} -Matrixelements (A.58) und dem Okubo-Projektionsmechanismus

$$\langle \Psi_f | J_{NN\gamma}^\mu | \Psi_i \rangle = \langle \chi_f | J_{\text{eff}}^\mu | \chi_i \rangle,$$

der die Behandlung des gesamten Problems durch eine Beschreibung mit Nukleonenwellenfunktionen zu ersetzen gestattet, muß der Strom $J_{NN\gamma}^\mu$ gemäß (A.69) geändert werden

$$J_{\text{eff}}^\mu = \eta(1 + A^\dagger A)^{-\frac{1}{2}} \eta(1 + A^\dagger) J_{NN\gamma}^\mu (1 + A) \eta(1 + A^\dagger A)^{-\frac{1}{2}} \eta.$$

Mit Hilfe der Taylorentwicklung 1. Ordnung $1/\sqrt{1+x} \approx 1 - x/2$ folgt daraus mit J als Abkürzung für $J_{NN\gamma}^\mu$

$$\begin{aligned} J_{\text{eff}}^\mu &= \eta(1 - \frac{1}{2}A^\dagger A)\eta(1 + A^\dagger)J(1 + A)\eta(1 - \frac{1}{2}A^\dagger A)\eta \\ &= \eta(J + A^\dagger J + JA + A^\dagger JA - \frac{1}{2}JA^\dagger A - \frac{1}{2}A^\dagger AJ + \underbrace{\frac{1}{4}A^\dagger AJA^\dagger A}_{4. \text{ Ordnung}})\eta. \end{aligned}$$

Der Term $\eta J \eta$ soll keine Wechselwirkung darstellen. Eine Aussendung eines Photons durch ein sonst wechselwirkungsfreies Nukleon ist energetisch verboten (s. Abb. 1.1). Daher verschwinden sowohl $\eta A^\dagger J \eta$ als auch $\eta J A \eta$. In Anlehnung an Abb. A.2 tragen folgende Prozesse zu off-shell-Effekten in erster Näherung bei

$$(a), (b): \quad A^\dagger J A = \eta H_1 \frac{1}{\mathcal{E}_f - H_0} \lambda J \lambda \frac{1}{\mathcal{E}_i - H_0} H_1 \eta, \quad (\text{A.84})$$

$$(c), (d): \quad -\frac{1}{2} J A^\dagger A = -\frac{1}{2} J \eta H_1 \frac{1}{\mathcal{E}_f - H_0} \lambda \frac{1}{\mathcal{E}_i - H_0} H_1 \eta, \quad (\text{A.85})$$

$$(e), (f): \quad -\frac{1}{2} A^\dagger A J = -\frac{1}{2} \eta H_1 \frac{1}{\mathcal{E}_f - H_0} \lambda \frac{1}{\mathcal{E}_i - H_0} H_1 \eta J. \quad (\text{A.86})$$

Kennzeichnet man die betrachteten Nukleonen mit hochgestellten Indizes, so ergibt sich mit (A.68) und ω_π als der Energie des Austauschpions:

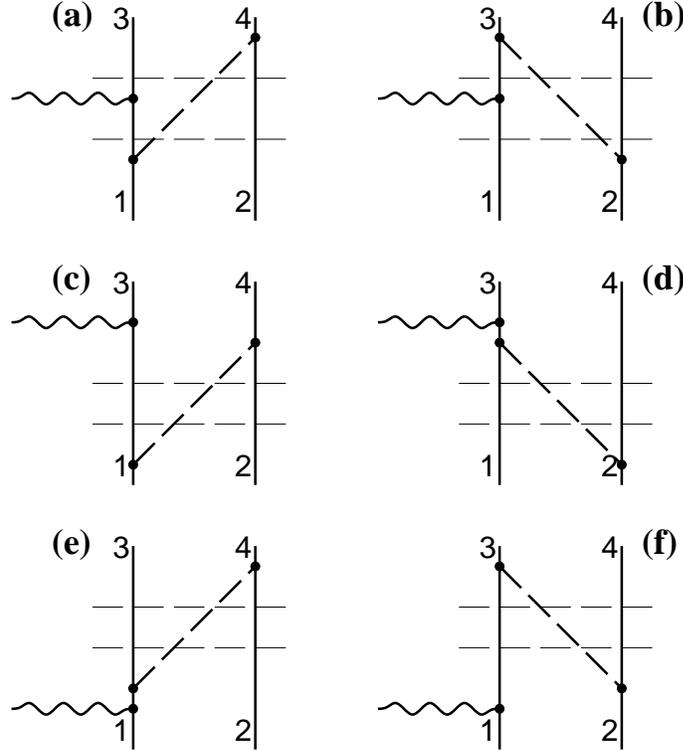


Abbildung A.2: Die off-shell Beiträge erster Ordnung zum $pp\gamma$ -Prozeß. Die dünnen gestrichelten Linien verdeutlichen die Stelle, an der in der Rechnung die Energiebilanz gezogen wird.

$$\begin{aligned}
 (a) &= \eta H_1^{(2)} \frac{1}{\mathcal{E}_f - H_0} \lambda J^{(1)} \lambda \frac{1}{\mathcal{E}_i - H_0} H_1^{(1)} \eta \\
 &= \eta H_1^{(2)} \lambda J^{(1)} H_1^{(1)} \eta \left\{ \frac{1}{[(E_3 + E_4) - (E_3 + \omega_\pi + E_2)][(E_1 + E_2) - (\sqrt{(\vec{p}_3 + \vec{k})^2 + m^2} + \omega_\pi + E_2)]} \right\},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (b) &= \eta H_1^{(1)} \frac{1}{\mathcal{E}_f - H_0} \lambda J^{(1)} \lambda \frac{1}{\mathcal{E}_i - H_0} H_1^{(2)} \eta \\
 &= \eta H_1^{(1)} \lambda J^{(1)} H_1^{(2)} \eta \left\{ \frac{1}{[(E_3 + E_4) - (\sqrt{(\vec{p}_1 - \vec{k})^2 + m^2} + \omega_\pi + E_4)][(E_1 + E_2) - (E_1 + \omega_\pi + E_4)]} \right\},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(c) &= -\frac{1}{2}J^{(1)}\eta H_1^{(2)}\frac{1}{\mathcal{E}_f - H_0}\lambda\frac{1}{\mathcal{E}_i - H_0}H_1^{(1)}\eta \\
&= -\frac{1}{2}J^{(1)}\eta H_1^{(2)}\lambda H_1^{(1)}\eta \left\{ \frac{1}{(E_3 + E_4) - (\sqrt{(\vec{p}_3 + \vec{k})^2 + m^2} + \omega_\pi + E_2)} \right. \\
&\quad \left. \frac{1}{(E_1 + E_2) - (\sqrt{(\vec{p}_3 + \vec{k})^2 + m^2} + \omega_\pi + E_2)} \right\},
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(d) &= -\frac{1}{2}J^{(1)}\eta H_1^{(1)}\frac{1}{\mathcal{E}_f - H_0}\lambda\frac{1}{\mathcal{E}_i - H_0}H_1^{(2)}\eta \\
&= -\frac{1}{2}J^{(1)}\eta H_1^{(1)}\lambda H_1^{(2)}\eta \left\{ \frac{1}{[(E_3 + E_4) - (E_1 + \omega_\pi + E_4)][(E_1 + E_2) - (E_1 + \omega_\pi + E_4)]} \right\},
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(e) &= -\frac{1}{2}\eta H_1^{(2)}\frac{1}{\mathcal{E}_f - H_0}\lambda\frac{1}{\mathcal{E}_i - H_0}H_1^{(1)}\eta J^{(1)} \\
&= -\frac{1}{2}\eta H_1^{(2)}\lambda H_1^{(1)}\eta J^{(1)} \left\{ \frac{1}{[(E_3 + E_4) - (E_3 + \omega_\pi + E_2)][(E_1 + E_2) - (E_3 + \omega_\pi + E_2)]} \right\},
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(f) &= -\frac{1}{2}\eta H_1^{(1)}\frac{1}{\mathcal{E}_f - H_0}\lambda\frac{1}{\mathcal{E}_i - H_0}H_1^{(2)}\eta J^{(1)} \\
&= -\frac{1}{2}\eta H_1^{(1)}\lambda H_1^{(2)}\eta J^{(1)} \left\{ \frac{1}{(E_3 + E_4) - (\sqrt{(\vec{p}_1 - \vec{k})^2 + m^2} + \omega_\pi + E_4)} \right. \\
&\quad \left. \frac{1}{(E_1 + E_2) - (\sqrt{(\vec{p}_1 - \vec{k})^2 + m^2} + \omega_\pi + E_4)} \right\}.
\end{aligned}$$

Im nichtrelativistischen Grenzfall ($\vec{k} = 0$, „soft photon“) sind die Beträge $(a) + (c) + (e) = (b) + (d) + (f) = 0$, d. h. die off-shell Effekte liefern einen vernachlässigbaren Beitrag zum Wirkungsquerschnitt. Zur Ermittlung des Wirkungsquerschnitts der $pp\gamma$ -Reaktion bei niedrigen Einschußenergien können daher die Phasenraumfaktoren J mit aus der $pp \rightarrow pp$ -Streuung bekannten Matrixelementen multipliziert werden. Diese Näherung wird als *soft-photon approximation* bezeichnet [LOW58, BUR68] und wird heute noch verwendet [TIM96].

Anhang B

Auflistung der Meßwerte

Nachfolgend werden die im Kap. 5 graphisch dargestellten Meßergebnisse für die sechs gewählten Konstellationen (mit $i, j = 1, 2, i \neq j$):

1. $\vartheta_i \in [10^\circ, 20^\circ], \vartheta_j \in [10^\circ, 20^\circ]$,
2. $\vartheta_i \in [20^\circ, 26^\circ], \vartheta_j \in [20^\circ, 26^\circ]$,
3. $\vartheta_i \in [26^\circ, 33^\circ], \vartheta_j \in [26^\circ, 33^\circ]$,
4. $\vartheta_i \in [10^\circ, 20^\circ], \vartheta_j \in [20^\circ, 26^\circ]$,
5. $\vartheta_i \in [10^\circ, 20^\circ], \vartheta_j \in [26^\circ, 33^\circ]$,
6. $\vartheta_i \in [20^\circ, 26^\circ], \vartheta_j \in [26^\circ, 33^\circ]$

(mit stets $\Phi_{max} = 5^\circ$ (d. h. $\Delta\varphi_{1,2} \in [170^\circ, 190^\circ]$) und $\Delta\vartheta_\gamma = \frac{\pi}{10}$) tabellarisch festgehalten.

Der Übersicht wegen seien die aufgeführten Symbole an dieser Stelle nochmal erläutert (vgl. S. 81):

- Volltargetanteil N_V ,
- Skalierungsfaktor (Voll-Leer) $s = 1, 5$,
- Leertargetanteil N_L ,
- Phasenraumanteil N_{PS} ,
- LasVegas-Anteil N_{LV} ,
- Totzeitfaktor $\tau_{Tot} = 1, 36$,
- Normierungsfaktor $n(\vartheta_1, \vartheta_2, \Phi, \Delta\vartheta_\gamma) \equiv n$.

Der Wirkungsquerschnitt läßt sich berechnen zu

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma} = (N_V - sN_L) \cdot (N_{PS}/N_{LV}) \cdot \tau_{Tot} \cdot n, \quad (\text{B.1})$$

und der zugehörige statistische Fehler ergibt sich zu

$$\Delta \left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma} \right) = \sqrt{(N_V + s^2 N_L)} \cdot (N_{PS}/N_{LV}) \cdot \tau_{Tot} \cdot n. \quad (\text{B.2})$$

Die systematischen Fehler ergeben sich aus den Unsicherheiten bei der Bestimmung

- der Luminosität $\Delta_{\mathcal{L}}$,
- der Detektoreffizienz Δ_a und des
- des Skalierungsfaktors Δ_s .

Die Tabellen B.1 bis B.6 geben die erwähnten Größen wieder, wobei die Wirkungsquerschnittsangaben in Einheiten von $\mu\text{b}/\text{sr}^2\text{rad}$ gemacht werden.

| N_V | N_L | N_{PS} | N_{LV} | $\bar{\vartheta}_\gamma$ | $\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma}$ | $\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma}\right)$ | $\Delta_{\mathcal{L}}$ | Δ_a | Δ_s |
|-------|-------|----------|----------|--------------------------|---|--|------------------------|------------|------------|
| 7 | 5 | 225 | 151 | 9° | 0,32 | 2,71 | 0,01 | 0,03 | 0,75 |
| 2 | 0 | 180 | 27 | 27° | 5,67 | 4,01 | 0,18 | 1,17 | 0 |
| 0 | 2 | 198 | 31 | 45° | 8,15 | 5,76 | 0,26 | 1,57 | 0,05 |
| 0 | 0 | 205 | 42 | 63° | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 2 | 1 | 205 | 76 | 81° | 0,57 | 2,37 | 0,02 | 0,08 | 0,15 |
| 4 | 3 | 235 | 122 | 99° | 0,41 | 2,69 | 0,01 | 0,05 | 0,45 |
| 5 | 3 | 300 | 159 | 117° | 0,4 | 2,75 | 0,01 | 0,04 | 0,45 |
| 11 | 3 | 361 | 217 | 135° | 4,6 | 2,98 | 0,15 | 0,4 | 0,03 |
| 7 | 3 | 471 | 294 | 153° | 1,7 | 2,53 | 0,05 | 0,13 | 0,09 |
| 6 | 1 | 398 | 228 | 171° | 3,34 | 2,13 | 0,11 | 0,28 | 0,02 |

Tabelle B.1: Auflistung der Ergebnisse der 1. Konstellation:

$$\vartheta_{i,j} \in [10^\circ, 20^\circ], \quad n = 0,3125 \text{ sr}^2 \text{ rad}/\mu\text{b}$$

| N_V | N_L | N_{PS} | N_{LV} | $\bar{\vartheta}_\gamma$ | $\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma}$ | $\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma}\right)$ | $\Delta_{\mathcal{L}}$ | Δ_a | Δ_s |
|-------|-------|----------|----------|--------------------------|---|--|------------------------|------------|------------|
| 9 | 1 | 208 | 133 | 9° | 6,08 | 2,72 | 0,19 | 0,67 | 0,01 |
| 3 | 1 | 209 | 103 | 27° | 1,58 | 2,41 | 0,05 | 0,19 | 0,05 |
| 7 | 1 | 228 | 109 | 45° | 5,96 | 3,3 | 0,19 | 0,69 | 0,01 |
| 7 | 0 | 194 | 107 | 63° | 6,58 | 2,49 | 0,21 | 0,79 | 0 |
| 11 | 1 | 255 | 133 | 81° | 9,44 | 3,62 | 0,3 | 1,01 | 0,01 |
| 2 | 2 | 261 | 141 | 99° | 0,96 | 2,45 | 0,03 | 0,1 | 0,15 |
| 9 | 0 | 291 | 143 | 117° | 9,49 | 3,16 | 0,3 | 0,97 | 0 |
| 8 | 3 | 311 | 185 | 135° | 3,05 | 3,35 | 0,1 | 0,28 | 0,06 |
| 9 | 0 | 379 | 170 | 153° | 10,4 | 3,47 | 0,33 | 0,96 | 0 |
| 6 | 0 | 183 | 88 | 171° | 6,47 | 2,64 | 0,21 | 0,84 | 0 |

Tabelle B.2: Auflistung der Ergebnisse der 2. Konstellation:

$$\vartheta_{i,j} \in [20^\circ, 26^\circ], n = 0,3808 \text{ sr}^2 \text{ rad}/\mu\text{b}$$

| N_V | N_L | N_{PS} | N_{LV} | $\bar{\vartheta}_\gamma$ | $\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma}$ | $\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma}\right)$ | $\Delta_{\mathcal{L}}$ | Δ_a | Δ_s |
|-------|-------|----------|----------|--------------------------|---|--|------------------------|------------|------------|
| 12 | 3 | 545 | 332 | 9° | 2,95 | 1,7 | 0,09 | 0,21 | 0,03 |
| 26 | 5 | 620 | 446 | 27° | 6,17 | 2,03 | 0,2 | 0,38 | 0,02 |
| 24 | 3 | 678 | 432 | 45° | 7,34 | 2,09 | 0,23 | 0,45 | 0,01 |
| 28 | 3 | 682 | 403 | 63° | 9,54 | 2,39 | 0,31 | 0,6 | 0,01 |
| 24 | 7 | 703 | 366 | 81° | 6,22 | 2,9 | 0,2 | 0,4 | 0,04 |
| 21 | 6 | 803 | 354 | 99° | 6,53 | 3,2 | 0,21 | 0,42 | 0,04 |
| 26 | 6 | 759 | 314 | 117° | 9,85 | 3,64 | 0,32 | 0,66 | 0,03 |
| 40 | 17 | 862 | 342 | 135° | 8,76 | 5,35 | 0,28 | 0,56 | 0,09 |
| 52 | 19 | 602 | 275 | 153° | 12,34 | 5,11 | 0,39 | 0,9 | 0,06 |
| 17 | 5 | 200 | 102 | 171° | 4,47 | 2,5 | 0,14 | 0,54 | 0,04 |

Tabelle B.3: Auflistung der Ergebnisse der 3. Konstellation:

$$\vartheta_{i,j} \in [26^\circ, 33^\circ], n = 0,1762 \text{ sr}^2 \text{ rad}/\mu\text{b}$$

| N_V | N_L | N_{PS} | N_{LV} | $\bar{\vartheta}_\gamma$ | $\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma}$ | $\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma}\right)$ | $\Delta_{\mathcal{L}}$ | Δ_a | Δ_s |
|-------|-------|----------|----------|--------------------------|---|--|------------------------|------------|------------|
| 9 | 7 | 417 | 178 | 9° | 1,65 | 5,48 | 0,05 | 0,15 | 0,35 |
| 13 | 2 | 388 | 185 | 27° | 9,85 | 4,12 | 0,32 | 0,88 | 0,02 |
| 4 | 2 | 367 | 199 | 45° | 0,87 | 2,53 | 0,03 | 0,08 | 0,15 |
| 12 | 2 | 415 | 226 | 63° | 7,77 | 3,5 | 0,25 | 0,64 | 0,02 |
| 9 | 2 | 437 | 230 | 81° | 5,36 | 3,28 | 0,17 | 0,44 | 0,03 |
| 15 | 4 | 543 | 296 | 99° | 7,76 | 4,22 | 0,25 | 0,56 | 0,03 |
| 9 | 3 | 582 | 331 | 117° | 3,72 | 3,28 | 0,12 | 0,26 | 0,05 |
| 17 | 9 | 672 | 380 | 135° | 2,91 | 5,07 | 0,09 | 0,19 | 0,19 |
| 23 | 4 | 780 | 371 | 153° | 16,79 | 5,59 | 0,54 | 1,06 | 0,02 |
| 13 | 5 | 528 | 241 | 171° | 5,66 | 5,07 | 0,18 | 0,44 | 0,07 |

Tabelle B.4: Auflistung der Ergebnisse der 4. Konstellation:
 $\vartheta_i \in [10^\circ, 20^\circ]$, $\vartheta_j \in [20^\circ, 26^\circ]$, $n = 0,3452 \text{ sr}^2 \text{ rad}/\mu\text{b}$

| N_V | N_L | N_{PS} | N_{LV} | $\bar{\vartheta}_\gamma$ | $\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma}$ | $\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma}\right)$ | $\Delta_{\mathcal{L}}$ | Δ_a | Δ_s |
|-------|-------|----------|----------|--------------------------|---|--|------------------------|------------|------------|
| 7 | 6 | 644 | 196 | 9° | 2,1 | 4,76 | 0,07 | 0,17 | 0,22 |
| 12 | 3 | 632 | 352 | 27° | 4,31 | 2,49 | 0,14 | 0,29 | 0,03 |
| 18 | 2 | 664 | 393 | 45° | 8,1 | 2,56 | 0,26 | 0,52 | 0,01 |
| 17 | 7 | 676 | 413 | 63° | 3,4 | 2,99 | 0,11 | 0,21 | 0,08 |
| 16 | 6 | 751 | 479 | 81° | 3,51 | 2,72 | 0,11 | 0,21 | 0,06 |
| 21 | 4 | 745 | 436 | 99° | 8,19 | 2,99 | 0,26 | 0,49 | 0,02 |
| 22 | 8 | 827 | 403 | 117° | 6,56 | 4,15 | 0,21 | 0,4 | 0,06 |
| 39 | 13 | 840 | 412 | 135° | 12,71 | 5,38 | 0,41 | 0,76 | 0,05 |
| 27 | 18 | 1003 | 463 | 153° | 0 | 5,69 | 0 | 0 | ∞ |
| 19 | 15 | 422 | 216 | 171° | 2,19 | 4,54 | 0,07 | 0,18 | 0,32 |

Tabelle B.5: Auflistung der Ergebnisse der 5. Konstellation:
 $\vartheta_i \in [10^\circ, 20^\circ]$, $\vartheta_j \in [26^\circ, 33^\circ]$, $n = 0,2349 \text{ sr}^2 \text{ rad}/\mu\text{b}$

| N_V | N_L | N_{PS} | N_{LV} | $\bar{\vartheta}_\gamma$ | $\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma}$ | $\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma}\right)$ | $\Delta_{\mathcal{L}}$ | Δ_a | Δ_s |
|-------|-------|----------|----------|--------------------------|---|--|------------------------|------------|------------|
| 16 | 5 | 700 | 401 | 9° | 5,23 | 3,21 | 0,17 | 0,33 | 0,04 |
| 19 | 3 | 715 | 384 | 27° | 9,52 | 3,33 | 0,3 | 0,6 | 0,02 |
| 13 | 2 | 706 | 388 | 45° | 6,42 | 2,68 | 0,21 | 0,41 | 0,02 |
| 21 | 3 | 759 | 421 | 63° | 10,49 | 3,35 | 0,34 | 0,64 | 0,01 |
| 23 | 8 | 777 | 498 | 81° | 6,05 | 3,52 | 0,19 | 0,35 | 0,05 |
| 21 | 7 | 792 | 411 | 99° | 7,14 | 4,12 | 0,23 | 0,43 | 0,05 |
| 37 | 12 | 870 | 455 | 117° | 12,81 | 5,39 | 0,41 | 0,74 | 0,05 |
| 49 | 11 | 1023 | 423 | 135° | 27,72 | 7,32 | 0,89 | 1,6 | 0,03 |
| 33 | 14 | 1002 | 471 | 153° | 9 | 6,02 | 0,29 | 0,5 | 0,09 |
| 19 | 3 | 345 | 190 | 171° | 9,28 | 3,25 | 0,3 | 0,84 | 0,02 |

Tabelle B.6: Auflistung der Ergebnisse der 6. Konstellation:
 $\vartheta_i \in [20^\circ, 26^\circ]$, $\vartheta_j \in [26^\circ, 33^\circ]$, $n = 0,2591 \text{ sr}^2 \text{ rad}/\mu\text{b}$

Literaturverzeichnis

- [ASH49] J. Ashkin, R. E. Marshak
Bremsstrahlung in High Energy Nucleon-Nucleon Collisions
Physical Review **76**(1949)58, Erratum: *Physical Review* **76**(1949)989
- [BJO64] J. D. Bjorken, S. D. Drell
Relativistische Quantenmechanik,
BI-Hochschultaschenbücher , 1964 (Nachdruck 1990), ISBN 3-411-00098-8
- [BHA39] H. J. Bhabha
The Fundamental Length Introduced by the Theory of the Mesotron
(Meson),
Nature **143**(1939)276
- [BÖH94] A. Böhm
Überlegungen zum Trigger für das $pp\gamma$ -Experiment
und zur Experimentüberwachung mit einem Expertensystem,
Diplomarbeit, Bochum 1994
- [BOT30] W. Bothe, H. Becker
Künstliche Erregung von Kern- γ -Strahlen,
Zeitschrift für Physik **66**(1930)289
Eine γ -Strahlung des Poloniums,
Zeitschrift für Physik **66**(1930)307
- [BRA92] S. 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
- [BRA95a] S. Brand
Entwicklung eines Monte Carlo-Simulationsprogrammes und
dessen Anwendung auf verschiedene Detektorsysteme,
Dissertation, Bochum 1995

- [BRA95b] H. Brand
Der Trigger zur Messung der Proton-Proton-Bremsstrahlung
am COSY-TOF-Spektrometer,
Dissertation, Bochum 1995
- [BUR68] T. H. Burnett and N. M. Kroll
EXTENSION OF THE LOW SOFT-PHOTON THEOREM,
Physical Review Letters **120**(1968)86
- [CAR53] W. F. Cartwright, C. Richman, M. N. Whitehead, and H. A. Wilcox
The Production of Positive Pions by 341-MeV Protons on Protons,
Physical Review **91**(1953)677
- [CHA20] J. Chadwick
The Charge on the Atomic Nucleus and the Law of Force,
Philosophical Magazine and Journal of Science **40**(1920)734
- [CHA32] J. Chadwick
The Existence of a Neutron,
Proceedings Royal Society A **136**(1932)692
- [CHA93] St. Chamera
Untersuchungen des Verhaltens von Szintillatormaterial in Vakuum,
Diplomarbeit, Bochum 1993
- [COT73] W. M. Cottingham, M. Lacombe, B. Loiseau, J. M. Richard, R. Vin Mau,
J. Côté, P. Pirès, R. de Turreil
Nucleon-Nucleon Interaction from Pion-Nucleon Phase-Shift Analysis,
Physical Review D **8**(1973)800
- [CRA68] G. M. Crawley, D. L. Powell, B. V. Narasimha Rao
PROTON PROTON BREMSSTRAHLUNG AT 10,5 MeV,
Physics Letters **26B**(1968)576
- [CUR31] I. Curie-Joliot
Sur la rayonnement γ nucléaire excité dans le glucinium et dans le lithium
par les rayons α du polonium,
C. R. Acad. Sci. Paris **193**(1931)1412
- [DAE95] W. W. Daehnick, et al.
Differential Cross Sections for $pp \rightarrow pn\pi^+$ near Threshold,
Physical Review Letters **74**(1995)2913
- [DAM95] M. Dahmen
Das Flugzeitspektrometer am COSY:
Ein Detektor zur exklusiven Messung von Mehrteilchenreaktionen,
Dissertation, Jülich 1995

- [DEL96] M. Dellert
Ein Szintillatorfaserhodoskop für prätherapeutische Studien am Protonen-
speicherring COSY,
Diplomarbeit, Erlangen 1996
- [DRE68] D. Drechsel, L. C. Maximon
Potential Model Calculation for Coplanar and Noncoplanar Proton-Proton
Bremsstrahlung,
Annalen der Physik **49**(1968)402
- [DUN59] A. F. Dunaitsev, Yu. D. Prokoshkin
THE REACTION $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$ IN THE ENERGY RANGE FROM
THRESHOLD TO 665 MeV,
Soviet Physics JETP **9**(1959)1179
- [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 **B347**(1995)187
- [EDE96a] J. A. Eden, M. F. Gari
A Consistent Meson-Field-Theoretical Description of pp-Bremsstrahlung,
Physical Review **C53**(1996)1102
Kurzfassung in:
Proceedings of the Second Workshop on Electromagnetically Induced Two-
nucleon Emission,
Editor: J. Ryckebush, M. Waroquier, 1995, Gent, Belgien
sowie private Mitteilungen
- [EDE96b] J. A. Eden, M. F. Gari
Does The 3N-Force Have A Hard Core?,
Physical Review **C53**(1996)1510
- [EHR32] P. Ehrenfest, J. R. Oppenheimer
NOTE ON THE STATISTICS OF NUCLEI,
Physical Review **37**(1931)333
- [EIS41] L. Eisenbud, E. P. Wigner
INVARIANT FORMS OF INTERACTION BETWEEN NUCLEAR
PARTICLES,
Proceedings of the National Academy of Sciences **27**(1941)281
- [ERI93] T. E. Ericson
Particle Production near Threshold: Conference Summary,
Physica Scripta **48**(1993)252

- [FIS95] V. Fischer
Ein neues Konzept für den Faß-Detektor des
COSY-Flugzeitspektrometers,
Diplomarbeit, Bochum 1995
- [FRI93] A. Fritsche
Fertigungskontrolle von Detektorelementen,
Diplomarbeit, Bochum 1993
- [GAR48] E. Gardner, C. M. G. Lattes
Production of Mesons by the 184-inch Barkeley Cyclotron,
Science **107**(1948)270
- [GAS92] M. Gasthuber
Ein System zur Auswertung und graphischen Darstellung von Vielparamete-
terexperimenten bei COSY,
Vortrag im Rahmen des FFE-Arbeitstreffens, Hamburg 1992
- [GOT66] B. Gottschalk, W. J. Shlaer, K. H. Wang
PROTON-PROTON BREMSSTRAHLUNG AT 158 *MeV*,
Nuclear Physics **75**(1966)549
- [GOT67] B. Gottschalk, W. J. Shlaer, K. H. Wang
NON-COMPLANARITY IN PROTON-PROTON BREMSSTRAHLUNG
AT 157 *MeV*,
Nuclear Physics **A94**(1967)491
- [GRE81] W. Greiner
Relativistische Quantenmechanik, Bd. 6,
Harri Deutsch, Frankfurt am Main, 1981, ISBN 3-87144-274-7
- [HAL68] M. L. Halbert, D. L. Mason, L. C. Northcliffe
Proton-Proton Bremsstrahlung at 61,7 *MeV*,
Physical Review **168**(1968)1130
- [HAL71] M. L. Halbert
Review of experiments on nucleon-nucleon bremsstrahlung,
Proceedings: Two-body forces in nuclei, A.M.Austin, and G.M.Crawley
Gull Lake, Michigan 1971; Plenum Press, N.Y. 1972
- [HAM62] T. Hamada, I. D. Johnston
A POTENTIAL MODEL REPRESENTATION OF TWO-NUCLEON
DATA BELOW 315 *MeV*,
Nuclear Physics **34**(1962)382

- [HAS97] A.Hassan for the COSY-TOF Collaboration
The Liquid Hydrogen/Deuterium Target at the external COSY Experiments,
Vortrag im Rahmen der DPG-Tagung, Göttingen 1997, (gehalten von H.Machner)
- [HEI27] W.Heisenberg
Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik,
Zeitschrift für Physik **43**(1927)172
- [HEI32] W.Heisenberg
Über den Bau der Atomkerne I,
Zeitschrift für Physik **77**(1932)1
- [HEI29] W.Heitler, G.Herzberg
Gehorchen die Stickstoffkerne der Boseschen Statistik?,
Naturwissenschaften **17**(1929)673
- [HER93a] P.Hermanowski
Laserkalibrierungssystem für das Flugzeitspektrometer,
Diplomarbeit, Bochum 1993
- [HER93b] P.Hermanowski, J.Krug, R.Loche, B.Naumann, L.Naumann
Some Aspects of the Laser based Test System for the COSY-TOF-Spectrometer,
Annual Report Forschungszentrum Rossendorf
Institute of Nuclear and Hadronic Physics (1993)81
- [HER94] P.Hermanowski, J.Krug, R.Loche, B.Naumann, L.Naumann
A UV-Laser based Test System for the COSY-TOF-Spectrometer,
Annual Report Forschungszentrum Rossendorf
Institute of Nuclear and Hadronic Physics (1994)113 und
Annual Report Forschungszentrum Jülich
Institut für Kernphysik (1994)10
- [HÜB95] B.Hübner
Überlegungen zum Einsatz eines Gammadetektors
beim Nachweis der Proton-Proton-Bremsstrahlung,
Diplomarbeit, Dresden 1995
- [HUR85] C.R.Hurlbut
Plasticscintillators,
BICRON, Newbury Ohio 1985
- [JAE92] V.G.Jaeckle
Aufbau eines Flüssig-Wasserstoff-Targets mit extrem dünnen Fenstern,
Diplomarbeit, Jülich 1992

- [JOL31] M. F. Joliot
Sur l'excitation des rayons γ nucléaires du bore par les particules α . Énergie
quantique du rayonnement γ du polonium,
C. R. Acad. Sci. Paris **193**(1931)1415
- [KEL39] J. M. B. Kellogg, I. I. Rabi, N. F. Ramsey, Jr., J. R. Zacharias
An Electrical Quadrupole Moment of the Deuteron,
Physical Review **55**(1939)318
- [KOH68] F. Kohlrausch
Praktische Physik 3, Tafeln,
Teubner Verlag, Stuttgart 1968
- [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 Physics (1993)37
- [LAC80] M. Lacombe, B. Loiseau, J. M. Richard, R. Vin Mau
Parametrisation of the Paris N-N Potential,
Physical Review **C21**(1980)861
- [LAN94] J. S. Lange
Extraktion von Bremsstrahlungsereignissen in Proton-Proton
Reaktionen durch Anwendung künstlicher neuronaler Netze,
Dissertation, Bochum 1994
- [LIN91] V. Lindenstruth
TDAS - The GSI Cave - B Data Acquisition System,
Verhandlungen DPG (VI) 26(1991)416
- [LOK94] R. Loke
Kalibrierung langer Szintillatorstreifen,
Diplomarbeit, Bochum 1994
- [LOW58] F. E. Low
Bremsstrahlung of Very Low-Energy Quanta in Elementary Particle Colli-
sions,
Physical Review **110**(1958)974
- [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

- [MAJ33] E. Majorana
Über die Kerntheorie,
Zeitschrift für Physik **82**(1933)137
- [MAN84] F. Mandl, G. Shaw
Quantum Field Theory,
John Willey & Sons, 1984, ISBN 3-89104-532-8
- [MAS68] D. L. Mason, M. L. Halbert, L. C. Northcliffe
Proton-Proton Bremsstrahlung at 47 *MeV*,
Physical Review **176**(1968)1159
- [MAS69] D. L. Mason, M. L. Halbert, A. van der Woude, L. C. Northcliffe
Proton-Proton Bremsstrahlung at 65 *MeV*,
Physical Review **179**(1969)940
- [MAY84] T. Mayer-Kuckuk
Kernphysik,
Teubner-Studienbücher, 1984, ISBN 3-519-33021-0
- [MES90] A. Messiah
Quantenmechanik, Bd. 2,
Walter de Gruyter, Berlin New York, 1990, ISBN 3-11-012669-9
- [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 for $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$ close to the threshold,
Nuclear Physics **A539**(1992)633
- [MIC90] K. Michaelian, P. Kitching et al.
Proton-proton bremsstrahlung at 280 *MeV*,
Physical Review **D41**(1990)2689
- [NAU93] Ch. Nake, B. Naumann, L. Naumann, A. Schamlott
Untersuchung des Einflusses der Restgaskomponenten des Startdetektorvo-
lumens auf das Flüssig-Wasserstoff-Target des COSY-TOF-Spektrometers,
COSY-TOF-NOTES-RO-3-1993, unveröffentlicht
- [NAU96] B. Naumann, L. Naumann
persönliche Mitteilung
- [NAG78] M. M. Nagels, T. A. Rijken, J. J. de Swart
Low-Energy Nucleon-Nucleon Potential from Regge-Pole Theory,
Physical Review **D17**(1978)768
- [NAK93] Ch. J. Nake
Optimierung eines Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Targets mit
äußerst dünnen Folienfenstern,
Diplomarbeit, Jülich 1993

- [NED37] S.H. Neddermeyer, C.D. Anderson
Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles,
Physical Review **51**(1937)884
- [NII69] A. Niiler et al.
Proton-Proton Bremsstrahlung at $E_p = 10\text{MeV}$,
Physical Review **178**(1969)1621
- [OCC47] G. P. S. Occhialini, C. F. Powell
NUCLEAR DISINTEGRATIONS PRODUCED BY SLOW CHARGED
PARTICLES OF SMALL MASS,
Nature **159**(1947)186
- [OKU58] S. Okubo, R. E. Marshak
Velocity Dependence of the Two-Nucleon Interaction,
Annals of Physics **4**(1958)166
- [PFI90] U. Pfister
Cooler Synchrotron User Guide,
Forschungszentrum Jülich, 1990
- [PHI90] PHILIPS Components
Data Handbook, Hamburg 1990
- [PLÜ94] D. Plümper, J. Flender, and M. F. Gari
Nucleon-Nucleon Interaction from Meson Exchange and Nucleonic
Structure,
Physical Review **C49**(1994)2370
- [REI68] R. V. Reid, Jr.
Phenomenological Nucleon-Nucleon Potential ,
Annals of Physics **50**(1968)411
- [RIN92] P. Ringe
Überlegungen zu einem Datenerfassungssystem
für das Flugzeitspektrometer,
Diplomarbeit, Bochum 1992
- [RIN93] P. Ringe
Vollständiger Neuaufbau des Betriebssystems OS9/68k auf der Eltec
Eurocom 6,
COSY-TOF-Note Nr. 6, Bochum 1993
- [RIN95] P. Ringe
Datenerfassung und Testmessungen an Detektorkomponenten
für Mittelenergiephysik-Experimente,
Dissertation, Bochum 1995

- [ROH95] Ch. Rohlof
Protokoll der Vermessung eines geraden und eines gewundenen Szintillatortstreifens aus dem Quirl,
COSY-TOF-Note Nr. 11, Bochum 11-1995, unveröffentlicht
- [ROH96] Ch. Rohlof
Entwicklungen und Tests von Detektorkomponenten für das COSY-TOF Spektrometer,
Diplomarbeit, Bochum 1996
- [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, (gehalten von A. Hassan)
- [ROT67] K. W. Rothe, P. F. M. Koehler, E. A. Thorndike
Proton-Proton Bremsstrahlung at 204 MeV with Polarized Beam
Physical Review **157**(1967)1247
- [RPP94] Review of Particle Properties
Physical Review **D50**(1994)1173
- [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
- [SAN70] F. Sannes, J. Trischuk, D. G. Stairs
PROTON-PROTON BREMSSTRAHLUNG AT 99 MeV,
Nuclear Physics **A146**(1970)438
- [SCH95] P. Schmüser
Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker,
Springer, Heidelberg Berlin New York, 1995, ISBN 3-540-59486-2
- [SCH94a] H. Schultheiß
Ein System zur Nachführung und Positionierung eines Beschleunigerstrahls,
Diplomarbeit, Erlangen 1994
- [SCH94b] A. Schülke, E. Kuhlmann, P. Michel, K. Möller, B. Naumann, L. Naumann, A. Schamlott
Tests of the COSY-TOF Start-Detector MARS at the COSY Beam,
Annual Report Forschungszentrum Rossendorf
Institute of Nuclear and Hadronic Physics (1994)41

- [SCH95] A. Schülke,
Methodische Untersuchungen und Testmessungen für das
pp-Bremsstrahlungsexperiment am COSY-TOF-Spektrometer,
Dissertation, Dresden 1995
- [SIL68] E. A. Silverstein, K. G. Kibler
PROTON-PROTON BREMSSTRAHLUNG AT 3.2 MeV,
Physical Review Letters **21**(1968)922
- [SIN96] E. Sinde
Rekonstruktion von Ereignissen der Proton-Proton-Bremsstrahlung,
Diplomarbeit, Dresden 1996
- [SLA66] I. Slaus et al.
ENERGY DEPENDENCE OF PROTON-PROTON
BREMSSTRAHLUNG,
Physical Review Letters **17**(1966)536
- [STE94] M. Steinke, H. Brand
Eine Beschreibung der Offline-Software für das pp γ -Experiment,
COSY-TOF-Note Nr. 4, Bochum 1994
- [STE97] M. Steinke
Triggerelektronik am Flugzeitspektrometer,
COSY-TOF-Note Nr. 12, Bochum 1997
- [STR94] M. Strunk
Test von gebogenen Szintillatoren,
Diplomarbeit, Bochum 1994
- [TIM96] R. G. E. Timmermans, B. F. Gibson, M. K. Liou Pauli principle in the soft-
photon approach to proton-proton bremsstrahlung,
KVI annual report 1996 (1996), Groningen
- [WAR66] R. E. Warner
BREMSSTRAHLUNG PRODUCTION IN 48-MeV p-p COLLISIONS,
Can. J. Phys. **44**(1966)1225
- [WEB32] H. C. Webster
The Artificial Production of Nuclear γ -Radiation,
Proceedings Royal Society **136**(1932)428
- [WER92] R. Werding
Untersuchungen von Photovervielfachern und Szintillatoren
für das Flugzeitspektrometer,
Diplomarbeit, Bochum 1992
- [YUK35] H. Yukawa
On the Interaction of Elementary Particles,
Proc. Phys. Math. Soc. Japan **17**(1935)48

- [ZIE94] U. Zielinski
Erweiterung der Programme für Monte Carlo-Simulations-Rechnungen,
Diplomarbeit, Bochum 1994
- [ZIE] U. Zielinski
Dissertation, in Vorbereitung

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | Emission eines γ im pp -Stoß | 7 |
| 1.2 | Die zur $pp\gamma$ -Reaktion beitragenden Prozesse | 7 |
| 1.3 | Vergleich der Vorhersagen der $pp\gamma$ -Reaktion | 8 |
| 1.4 | Korrekturen zu off-shell Effekten | 9 |
| 1.5 | Quantifizierung der Beiträge zum Matrixelement | 10 |
| 1.6 | Verlauf der totalen Wirkungsquerschnitte | 12 |
| | | |
| 2.1 | COSY-Beschleunigeranlage | 14 |
| 2.2 | Strahlquerschnitt | 15 |
| 2.3 | Strahlverhältnisse | 16 |
| 2.4 | Längsschnitt des COSY-TOF-Spektrometers | 17 |
| 2.5 | Ansicht des LH_2 -Targetfingers | 18 |
| 2.6 | Dampfdruckdaten des LH_2 | 19 |
| 2.7 | Bleitarget | 20 |
| 2.8 | Ansichten des Rossendorfer Startdetektors | 22 |
| 2.9 | Anordnung und Maße der Startszintillatoren | 23 |
| 2.10 | Aufbau des Quirldetektors | 24 |
| 2.11 | Schema des PAD-Detektors | 25 |
| 2.12 | „Elastischer“ Zähler | 26 |
| 2.13 | Lage der „Elastischen“ Zähler | 27 |
| 2.14 | Steuerungs- und Datenausleseschema des Flugzeitspektrometers | 29 |
| 2.15 | Triggeraufbauschema | 31 |
| 2.16 | Darstellung der benutzten Off- und Online Daten-Visualisierung | 33 |
| 2.17 | Das Laserkalibrierungssystem | 34 |
| 2.18 | Transmission der UV-Filter | 35 |
| | | |
| 3.1 | Flugzeitauflösung | 37 |
| 3.2 | Verdeutlichung des Begriffs Walk | 38 |
| 3.3 | Walkverhalten | 39 |
| 3.4 | Vergleich der Zeitinformationen: 1- zu 2-Spurereignissen | 42 |
| 3.5 | Zeitlicher Abgleich der Startdetektorkomponenten | 43 |
| 3.6 | Schema der Zeitmessung | 44 |
| 3.7 | Massenbestimmung bei Zweikörperereignissen | 46 |
| 3.8 | Güte der Kalibrierung | 47 |
| 3.9 | Simulierte Aufstreuung der Strahlprotonen in Blei | 49 |

| | | |
|------|---|-----|
| 3.10 | Winkelverteilungen der im Bleitarget gestreuten Protonen | 50 |
| 3.11 | Geschwindigkeiten der im Bleitarget gestreuten Protonen | 51 |
| 3.12 | Variation der Geschwindigkeit | 52 |
| 3.13 | Unterschiede in den Lichtausbeuten gerader Quirlstreifen | 54 |
| 3.14 | Lichtausbeutekurven der Quirlstreifen | 55 |
| 3.15 | Verlauf der Lichtausbeutekurven vor und nach der Korrektur | 56 |
| 3.16 | Ablauf der Akzeptanzkorrektur | 57 |
| | | |
| 4.1 | Missing Mass unter unterschiedlichen Massenhypothesen | 59 |
| 4.2 | Definition der Akomplanarität Φ | 60 |
| 4.3 | Geschwindigkeitsverteilung geladener Ejektile | 61 |
| 4.4 | Winkelverteilung geladener Ejektile | 62 |
| 4.5 | Energieverlust | 63 |
| 4.6 | Funktionsschema des selbstorganisierenden Neuronalen Netzes | 65 |
| 4.7 | Ereignisseparation mit dem Neuronalen Netz | 66 |
| 4.8 | Restgas-Bestandteile im Startdetektor | 68 |
| 4.9 | Missing Mass- Spektrum bei $T = 348,1 \text{ MeV}$ | 69 |
| 4.10 | Lineare Zunahme an Untergründereigissen bei $T = 348,1 \text{ MeV}$ | 71 |
| 4.11 | Lineare Zunahme an Untergründereigissen (allgemein) | 72 |
| 4.12 | Zunahme der Untergrundrate bei $T = 292,8 \text{ MeV}$ | 73 |
| 4.13 | Missing Mass Verteilung experimenteller Daten | 74 |
| | | |
| 5.1 | Wirkungsquerschnitte der elastischen pp -Streuung | 76 |
| 5.2 | Untergrundbereinigung des Missing Mass-Spektrums | 80 |
| 5.3 | Missing Mass-Spektrum aus der 2. Strahlzeit | 84 |
| 5.4 | Winkelverteilung der Protonen | 87 |
| 5.5 | Winkelverteilung des γ | 88 |
| 5.6 | Darstellung der Polstellenabhängigkeit | 89 |
| 5.7 | Fünffach differentielle Wirkungsquerschnitte | 93 |
| 5.8 | Vierfach differentieller Wirkungsquerschnitt | 94 |
| 5.9 | Optimaler Anteil der Meßdauer mit vollem Target | 98 |
| 5.10 | Minimaler statistischer Fehler | 99 |
| | | |
| A.1 | Zylinderkoordinaten | 122 |
| A.2 | Die off-shell Beiträge erster Ordnung | 126 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|-----|---|-----|
| 1.1 | Grober Vergleich verschiedener Mesonenaustauschpotentiale | 6 |
| 1.2 | Auflistung wichtiger pp -Reaktionen im COSY-Energiebereich | 11 |
| 2.1 | Strahlparameter am COSY-TOF während der 1. bzw. 2. Strahlzeit | 15 |
| 2.2 | Dampfdruckdaten der Targetmaterialien | 19 |
| 5.1 | Pixeldaten (1. Strahlzeit) | 77 |
| 5.2 | Pixeldaten (2. Strahlzeit) | 78 |
| 5.3 | Ermittelte Ereignisanzahl (1. Strahlzeit) | 82 |
| 5.4 | Reaktionsspezifische Angaben (1. Strahlzeit) | 82 |
| 5.5 | Ermittelte Ereignisanzahl (2. Strahlzeit) | 84 |
| 5.6 | Reaktionsspezifische Angaben (2. Strahlzeit) | 85 |
| 5.7 | Auflistung ermittelter totaler Wirkungsquerschnitte | 86 |
| 5.8 | Normierungsfaktoren | 92 |
| B.1 | Auflistung der Ergebnisse der 1. Konstellation | 129 |
| B.2 | Auflistung der Ergebnisse der 2. Konstellation | 130 |
| B.3 | Auflistung der Ergebnisse der 3. Konstellation | 130 |
| B.4 | Auflistung der Ergebnisse der 4. Konstellation | 131 |
| B.5 | Auflistung der Ergebnisse der 5. Konstellation | 131 |
| B.6 | Auflistung der Ergebnisse der 6. Konstellation | 132 |

Lebenslauf

Name: Peter Herrmann
Geburtsdatum: 2. März 1967
Geburtsort: Allenstein (Ostprien)en)
Eltern: Paul Herrmann
Monika Herrmann, geb. Schacht
Geschwister: Ursula Herrmann
Familienstand: verheiratet mit Johanna Herrmann, geb. Kopetz
Kinder: Wiebke Elisabeth Herrmann, 6 Jahre alt
Paul Joachim Herrmann, 4 Jahre alt

Schulbildung

1973-1981 Besuch der Volksschule Nr. 17 in Allenstein
1981-1986 Aufenthalt im Erzbischöflichen Collegium Aloysianum
und Besuch des städtischen Mariengymnasiums in Werl
1986 Abiturprüfungen in den Leistungsfächern Physik und
Mathematik und den Wahlpflichtfächern Religion
und Russisch

Wehrdienst

1986 - 1987 Gefechtsfeldradarbediener im Panzeraufklärungs-
lehrbataillon 11 in Munster und Panzeraufklärungs-
bataillon 7 in Augustdorf

Studium

seit 1987 Studium der Physik an der Ruhr-Universität Bochum
1989 Diplom-Vorprüfung
1993 Abschluß des Hauptstudiums mit der Diplomarbeit
zum Thema: „*Ein Detektor für COSY: Laserkali-
brierungssystem für das Flugzeitspektrometer*“
am Institut für Experimentalphysik I
der Ruhr-Universität Bochum
in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. H. Freiesleben

wissenschaftliche Tätigkeit

1990-1993 Anstellung als studentische und wissenschaftliche
Hilfskraft an der Ruhr-Universität Bochum
seit 1993 Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter
am Institut für Experimentalphysik I
der Ruhr-Universität Bochum

Danksagung

- Prof. Dr. Helmut Koch danke ich für das geschenkte Vertrauen, die Fairneß und die vielfältigen, modernen Möglichkeiten, die am Lehrstuhl für Experimentalphysik I zur Verfügung gestellt werden,
- Prof. Dr. Hartwig Freiesleben gilt mein Dank für die Hilfe bei den ersten Schritten am Lehrstuhl und fortwährende Unterstützung bei dieser Arbeit,
- Prof. Dr. Manfred Gari danke ich für die Bereitschaft diese Arbeit zu begutachten,
- Dr. Matthias Steinke gilt mein besonderer Dank: Seine unermüdliche und äußerst kompetente Hilfe trug wesentlich zum Gelingen vorliegender Arbeit bei,
- Dr. Jürgen Krug danke ich für viele die Zusammenhänge erhellenden Gespräche,

Ferner möchte ich mich bedanken bei

- Prof. Dr. Eberhard Kuhlmann für das gnadenlose und ansteckende Interesse und einsatzfreudige Hilfestellungen,
- Dipl. Phys. Uwe Zielinski danke ich für die großartige Zusammenarbeit, für die vielen Stunden, die wir an unseren Rechnern verbracht haben, und nicht zuletzt für die freizügige Unterstützung bei allen Simulationsvorhaben,
- Dr. Jens Sören Lange für sein ansteckendes Interesse an wichtigen physikalischen Fragestellungen und die Darbietung des Evergreens *Anita*,
- allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für Experimentalphysik I für den reibungslosen Ablauf, insbesondere Dr. Helmut Matthäy, Dr. hab. Marcel Kunze, Kurt Becker zusammen mit den Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt, Gertrud Brühl, Doris Runzer und Klaus Bisitz,
- Dr. Jamie Eden für die freundliche und selbstlose Hilfe bei allen die Feldtheorie betreffenden Fragen und den unvergeßlichen Kaffee,
- den Herren Dr. Christoph Nake, der mit seinem Erscheinen stets die Nachtschicht einleitete, und Dipl. Phys. Armin Metzger für sein „du weiß scho wie ichs meine“, als Vertreter der anderen Art von Physikern und Dipl. Phys. Andreas Böhm (AnTi) als Vertreter der ganz anderen Art vom Physiker
- Dr. Anette Schülke, Du hast mich erfahren lassen, wieviele Gemeinsamkeiten zwei deutsche Teile trotz ihrer Kapselung hatten und wie fruchtbar eine von Eigeninitiative getragene Zusammenarbeit sein kann,

- Dipl. Phys. Volker Fischer für die Rundreise durch Göttingen,
- Dr. Kai Brinkmann, daß Du es gelassen hinnahmst als ich Dich nach meiner Nachtschicht vom Bahnhof abzuholen vergaß,
- Prof. Dr. Wolfgang Eyrich für die ernüchternden Beiträge in der surrealen Welt und beispielhaften Einsatz,
- den „Rossendorfern“: Dr. Salomon Dshemuchadse, Dr. Bärbel Naumann, Dr. Lothar Naumann, Dr. Peter Michel, Prof. Dr. Karsten Möller und Dipl. Phys. Arndt Schamlott, die stets ein Gegenbeispiel zur Losung „am Anfang war das Wort“ sind,
- Dr. Susanne Brand, Dr. Peter Ringe, Dr. Peter Rosenthal, Dr. Arnd Röser und Gerhard Skopp für die Starthilfen,
- Peter Stauche für die Bereitstellung von Poliergeräten,
- den Herren Volker Bunzel, Dipl. Phys. Stefan Chamera und Dipl. Phys. Christian Rohlof, die mich während des ganzen Studiums begleitet und beeinflußt haben,
- meiner Familie für ihr Verständnis.