

**Photoproduktion der Vektormesonen $\omega(782)$
und $\Phi(1020)$ am Proton von der Erzeugungsschwelle bis zu einer Photon-Energie von 2.6 GeV**

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Jens Barth

aus

Bonn

Bonn 2002

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Der Bonner Elektronen-Beschleuniger ELSA	9
3	Das SAPHIR-Experiment	11
4	Die Analysekette	15
4.1	Das Rekonstruktionsprogramm DATEVAS	15
4.2	Der kinematische Fit ANALYZE	18
4.3	Das Simulationsprogramm SAPHIR GEANT	20
5	Einstellung der Detektorparameter	25
5.1	Eichung des Tagging-Systems TOPAS II	25
5.2	Skalierung des SAPHIR-Magnetfeldes	28
5.3	Die Eichung der Flugzeitanlage	32
5.3.1	Bestimmung der Differenzoffsets	34
5.3.2	Bestimmung der Summenoffsets	35
5.3.3	Time-Walk-Korrektur	36
5.3.4	Bestimmung der Effizienz	38
6	Bestimmung inklusiver Wirkungsquerschnitte	42
6.1	Ereignisrekonstruktion	42
6.2	Ereignisselektion	46
6.3	Extraktion von Wirkungsquerschnitten	49
6.3.1	$\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$	50
6.3.2	$\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$	52
6.3.3	$\gamma p \rightarrow pK^+K^-$	53

7	$\omega(782)$	56
7.1	Physikalische Daten	56
7.2	Untergrundabtrennung	56
7.3	Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$	61
7.4	Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot}	66
7.5	Zerfallswinkelverteilungen	67
7.6	Anregungsfunktionen unter verschiedenen Streuwinkeln	71
7.7	Fehlerdiskussion	73
7.8	Interpretation der Ergebnisse	74
8	$\Phi(1020)$	76
8.1	Physikalische Daten	76
8.2	Untergrundabtrennung	76
8.3	Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$	77
8.4	Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot}	78
8.5	Zerfallswinkelverteilungen	80
8.6	Produktion eines $s\bar{s}$ -Paares aus den Seequarks des Protons	81
8.7	Fehlerdiskussion	82
8.8	Interpretation der Ergebnisse	82
9	Zusammenfassung	84
A	Mandelstam-Variablen	85
B	Zerfallswinkelverteilungen	87
B.1	Zerfallswinkelverteilungen für $\omega(782)$ -Photoproduktion	89
B.2	Zerfallswinkelverteilungen für $\Phi(1020)$ -Photoproduktion	93
C	Wirkungsquerschnitte in Tabellenform	94
C.1	Differentielle und totale Wirkungsquerschnitte für die ω -Photoproduktion	94
C.2	Differentielle und totale Wirkungsquerschnitte für die Φ -Photoproduktion	101
	Abbildungsverzeichnis	102
	Literaturverzeichnis	106

1 Einleitung

Vom Rutherford'schen Streuexperiment zum Large Hadron Collider

Je tiefer der Experimentalphysiker in die Welt des Mikrokosmos vordringt, desto höhere Energien benötigt er dazu. Reichten Ernest Rutherford im Jahre 1911 noch α -Teilchen aus dem Zerfall des Radiums aus, um den Aufbau der Atome zu erforschen, werden heute zum Auffinden unbekannter Teilchen Beschleunigerringe mit mehreren Kilometern Durchmesser betrieben.

Die α -Teilchen lenkte Rutherford damals auf eine dünne Goldfolie. Die winkelabhängige Häufigkeitsverteilung der gestreuten α -Teilchen ließ nur den Schluss zu, dass die Masse des Atoms in einem im Verhältnis zu seinem Durchmesser winzigen positiv geladenen Atomkern konzentriert ist, der von nahezu leerem Raum umgeben ist. Rutherford verglich das Atom mit einem Planetensystem, dessen positiv geladener (schwerer) Kern von (leichten) **Elektronen** umkreist wird. Jedoch dauerte es noch mehrere Jahre, bis **Protonen** und **Neutronen** (die **Nukleonen**) als Bausteine des Atomkerns identifiziert wurden. Als man 1947 in der Höhenstrahlung neben dem noch unbekanntem **Myon** ein vormalig als Austauscheteilchen für die Kraft zwischen den Nukleonen postuliertes, **Pion** genanntes Teilchen fand, lag es nahe, durch den Bau von Teilchenbeschleunigern nach weiteren Elementarteilchen zu suchen. Die stete Zunahme der dabei erzeugten kinetischen Energien führte neben der Entdeckung immer schwererer Teilchen¹ zu einer ständigen Erhöhung des räumlichen Auflösungsvermögens, was die Entdeckung der Quarkstrukturen der Nukleonen möglich machte.

In dem heutzutage allgemein anerkannten **Standardmodell** besteht Materie aus je 6 punktförmigen **Quarks** und **Leptonen**, die man jeweils in 3 Familien einteilt. Zu jedem dieser Teilchen existiert ein Antiteilchen, welches sich durch ein umgekehrtes Ladungsvorzeichen auszeichnet.

Die Leptonen (zu denen zum Beispiel das Elektron zählt) tragen ganzzahlige Ladung und sind als einzelne Teilchen beobachtbar, ganz im Gegensatz zu den Quarks, die drittelzahlige Ladung besitzen und in Kombinationen von 3 Quarks (die **Baryonen**) oder einem Quark-Antiquark-Paar (die **Mesonen**) auftreten. Letztere werden unter dem Begriff **Hadronen** zusammengefasst. Die Teilchen können auf unterschiedliche Arten miteinander wechselwirken: elektromagnetisch (das die Kraft vermittelnde Teilchen ist das Photon), schwach (zum Beispiel verantwortlich für den β -Zerfall) und stark (die Kräfte zwischen den Quarks). Die vierte Kraft, die Gravitation, ist im Standardmodell nicht enthalten.

¹Die Äquivalenz von Masse und Energie drückt sich in der Einsteinschen Formel $E = mc^2$ aus.

Wichtige experimentelle Bestätigungen des Standardmodells waren in den letzten Jahren der Nachweis der schweren Eichbosonen W^\pm und Z^0 (die Austauscheteilchen der schwachen Kraft), die Entdeckung des top-Quarks, sowie erst kürzlich (im Juli 2000 am Fermilab) der direkte Nachweis des τ -Neutrinos. Im Aufbau ist zur Zeit am CERN in Genf der **L**arge **H**adron **C**ollider LHC, in dem zwei Protonstrahlen vormals unerreichter Energien (je 7 TeV) und Luminositäten kollidieren werden. Gesucht werden soll dort unter anderem nach dem Higgs-Teilchen (siehe zum Beispiel [OPAL01]), welches erklären soll, wie Quarks und Leptonen zu ihrer Masse kommen. Aber auch andere Theorien, wie die der Supersymmetrie (SUSY), sagen massereiche Teilchen voraus, deren Erzeugung solch hoher Energien bedarf.

Hadronphysik

Im Rahmen des Standardmodells hat man heute eine klare Vorstellung über die Wechselwirkung fundamentaler punktförmiger Teilchen wie Leptonen und Quarks. Umso überraschender ist es, wie wenig man über die Struktur von Protonen und Neutronen, die über die Bildung von Atomkernen praktisch die gesamte normale Materie bilden, und die ihrer Partner im Baryonen-Oktett versteht. Sie sind, anders als Quarks und Leptonen, nicht elementar, sondern zusammengesetzt, was sich beispielsweise darin äußert, dass sie räumlich ausgedehnt sind, anomale magnetische Momente und ein reichhaltiges Anregungsspektrum besitzen. In der tief-inelastischen Streuung bei hohen Energien konnte ihre Zusammensetzung aus Quarks klar aufgezeigt werden. Ihre Eigenschaften als gebundene Zustände hingegen treten bei dafür charakteristischen Energien von einigen GeV zu Tage. Die Quantenchromodynamik (QCD) als grundlegende Feldtheorie der Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen ist aber im Bereich mittlerer Energien und mittlerer Impulsüberträge bislang nicht lösbar, so dass neben der Gittereichtheorie (*lattice QCD*), die immer noch durch Computerkapazität und -rechengeschwindigkeit begrenzt ist, nur Modelle zur Beschreibung von Struktur und Wechselwirkung der Baryonen zur Verfügung stehen. Zu kritischem Test und Weiterentwicklung dieser Modelle fehlen bis heute signifikante experimentelle Daten. Nicht einmal die Anzahl der experimentell nachgewiesenen Resonanzen stimmt mit denjenigen der Vorhersagen überein. Bereits die Anzahl der Valenzquarks des Baryons (nämlich 3) fordert eine höhere Zahl von Resonanzen.

Für dieses Phänomen der *missing resonances* werden verschiedene Erklärungsmöglichkeiten diskutiert. So könnten jeweils zwei Quarks des Baryons einen Diquark-Zustand einnehmen und somit die Zahl der Freiheitsgrade reduzieren. Auch könnten Zustände entartet sein oder zwei Zustände eng (verglichen mit ihrer Zerfallsbreite) beieinander liegen, dann würde eine experimentell sichtbare Resonanzstruktur mehreren Quarkkonfigurationen entsprechen. Eine weitere mögliche Erklärung besteht darin, dass die Suche nach Baryonzuständen bisher hauptsächlich in der Pion-Nukleon-Streuung und in der Pion-Photoproduktion erfolgte, manche dieser Zustände aber möglicherweise gar nicht oder nur schwach an den π N-Kanal koppeln. Um Hinweise auf fehlende Resonanzen in der Produktion schwererer Mesonen zu erhalten, müssen aber zunächst deren Erzeugungsmechanismen

erforscht und verstanden werden.

Dazu haben seit den 60er Jahren, in denen der Mittelenergiebereich beschleunigertechnisch zugänglich wurde, apparative Verbesserungen erheblich geholfen. Zur Erfassung kompletter Mehrteilchen-Endzustände sind Detektoren mit möglichst vollständiger Raumwinkelabdeckung nötig. Die statistische Signifikanz der früher dafür üblichen Blasen- und Streamerkammern reicht insbesondere für im Vergleich zur Pionproduktion selten auftretende Reaktionen nicht aus. Für heute eingesetzte Koinzidenzexperimente mit Kombinationen unterschiedlicher Detektortypen war die Entwicklung von Beschleunigeranlagen, die den Experimenten statt eines stark gepulsten einen kontinuierlichen Strahl liefern (bei gleicher integrierter Zählrate), zur Unterdrückung unerwünschter zufälliger Koinzidenzen unabdingbar.

Als Beispiele für schwerere Mesonen seien Kaonen, pseudoskalare Mesonen wie η und η' sowie die Vektormesonen genannt. Gegenstand dieser Arbeit ist die Analyse der Photo-Produktion der beiden neutralen Vektormesonen $\omega(782)$ und $\Phi(1020)$ am Proton.

Physik der Vektormesonen

Im Quarkmodell werden Mesonen (Quark-Antiquark-Paare) zu **Multipletts** zusammengefasst [Grif87]. Die Mesonen eines Multipletts tragen jeweils den gleichen Gesamtspin S und Bahndrehimpuls L zwischen ihren beiden Quarks, jedoch sind sie aus unterschiedlichen **Flavours** (den Quarksorten) zusammengesetzt. Im betrachteten Energiebereich sind dies die 3 leichtesten Quarks, also die Flavours up, down und strange (u, d, s), die sich zu Nonetts anordnen lassen. Gruppentheoretisch lassen sich Flavour-Austauschoperationen innerhalb der Nonetts durch die $SU(3)$ -Gruppe beschreiben.

Für den Fall, dass der Bahndrehimpuls $L=0$ beträgt und der Gesamtspin $S=1$ (die Spins der Quarks stehen parallel), entsteht das Nonett der Grundzustands-Vektormesonen (Abbildung 1.1).

Aus Bahndrehimpuls L und Gesamtspin S ergeben sich folgende weitere Quantenzahlen:

- Der Gesamtdrehimpuls $J = |\vec{L} + \vec{S}|$ hat den Wert $J=1$
- Die Parität P , der Eigenwert des Mesonzustandes unter Raumspiegelungen ergibt sich zu $P = -(-1)^L = -1$.
- Die Ladungskonjugation C , der Eigenwert des Teilchen-Antiteilchen-Austausches ist nur für die Mesonen mit symmetrischen Quarkinhalten eine gute Quantenzahl, in diesem Falle für ρ^0 , ω und Φ . Hier gilt $C = (-1)^{L+S} = -1$.

Die genannten neutralen Vektormesonen tragen also die Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$, die denen des Photons entsprechen. Das Photon kann sich daher, in Übereinstimmung

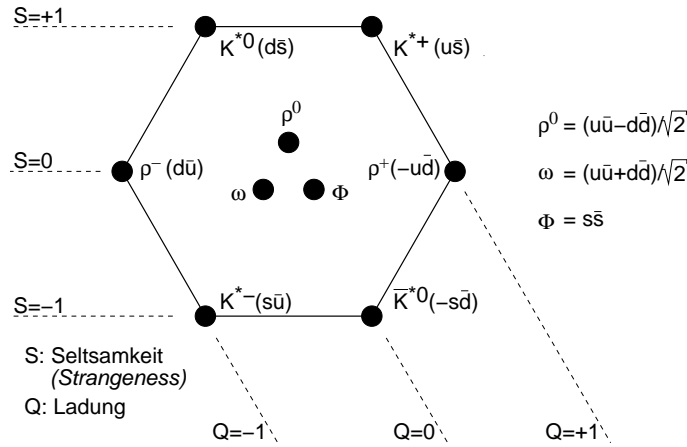


Abbildung 1.1: Das Nonett der Vektormesonen

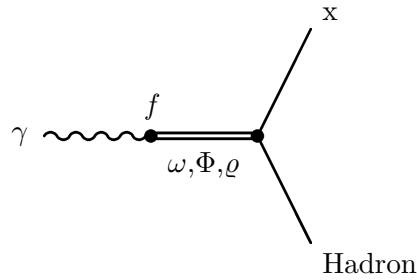


Abbildung 1.2: Photon dissoziiert in ein Vektormeson

mit der Unschärferelation, kurzzeitig in ein virtuelles Vektormeson umwandeln (Abbildung 1.2). Diesen „hadronischen“ Aspekt des Photons greift das Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM) auf, welches die Wechselwirkung von Photonen mit Hadronen für viele Reaktionen erfolgreich über den Zwischenzustand eines Vektormesons beschreibt.

Bei Photonenergien oberhalb von 3 GeV kann die Photoproduktion der Vektormesonen ρ^0 , ω und Φ praktisch vollständig als diffraktive Erzeugung, d. h. über einen $J^P=0^+$ -Austausch im t -Kanal verstanden werden [Frim96]. Damit bietet sich eine direkte Verknüpfung mit dem Vektormeson-Dominanz-Modell an [Saku69] [Krol67]. Hier spielt das ρ^0 -Meson eine dominante Rolle, da für die Kopplungsstärken f gilt: $f_{\rho^0} > f_{\omega} \gg f_{\Phi}$ [Soye96]. Im Fall der diffraktiven Vektormeson-Erzeugung wird das virtuelle Vektormeson durch den t -Kanal- 0^+ -Austausch auf die Massenschale gehoben (Abbildung 1.3(a)).

Neben der diffraktiven Erzeugung können bei niedrigen Energien auch andere Erzeugungsmechanismen auftreten, im t -Kanal zum Beispiel σ -Austausch bei der ρ -Produktion oder π^0 - bzw. η -Austausch für das ω bzw. das Φ (Abbildung 1.3(b)). Darüber hinaus ist ein Beitrag von s -Kanal-Resonanzen möglich (Abbildung 1.3(c)).

Der letzte Punkt ist für die Suche nach *missing resonances* von besonderem Interesse.

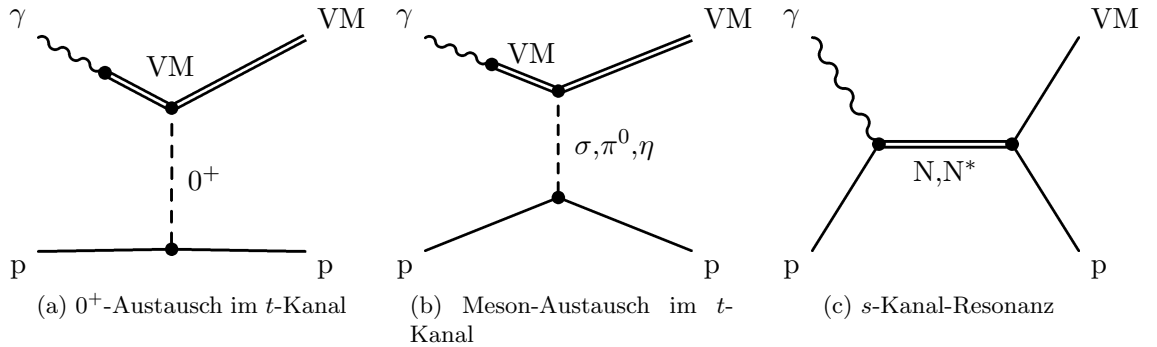


Abbildung 1.3: Denkbare Produktionsmechanismen für Vektormesonen (VM)

Bei der in dieser Arbeit beobachteten ω -Erzeugung sind dies insbesondere die von Roman Koniuk und Nathan Isgur vorhergesagten $P_{13}(1710)$ - und $F_{17}(1955)$ -Zustände [Isgu80] [Koni82]. Beide sollen mit hinreichender Stärke an das Photon und das Vektormeson koppeln, jedoch nur schwach an den πN -Endzustand. Im Bereich um $\sqrt{s} \approx 2 \text{ GeV}$ sagen auch andere Rechnungen (unter anderem in [Caps93]) Resonanzen voraus.

Im Falle des Φ -Mesons als $s\bar{s}$ -Zustand kommt als weiterer Erzeugungsmechanismus ein „Herausschlagen“ (*knock out*) eines $s\bar{s}$ -Paares aus den See-Quarks des Protons in Frage [Tito96] (Abbildung 1.4).

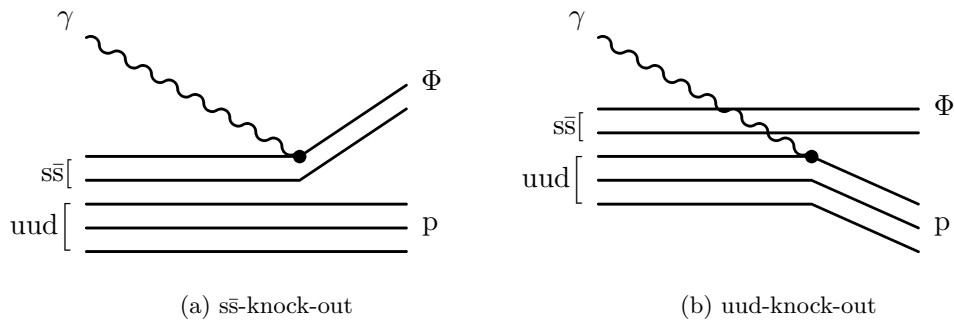


Abbildung 1.4: Φ -Produktion aus den See-Quarks des Protons

Die Möglichkeiten im Rahmen dieser Arbeit sind:

- Die Bestimmung von totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitten σ und $d\sigma/dt$.
- Analyse der Zerfallswinkelverteilungen im Gottfried-Jackson- und Helizitäts-System zur Extraktion der Spindichte-Matrixelemente a_{00}^0 , $\text{Re } a_{10}^0$ und a_{1-1}^0 .

- Vergleich der Ergebnisse mit Modellrechnungen und mit Ergebnissen bei höheren Energien.

Dazu waren umfangreiche Arbeiten an der Auswertekette des SAPHIR notwendig, die in den Kapiteln 4 bis 6 beschrieben sind. Zunächst jedoch soll der experimentelle Aufbau in den Kapiteln 2 und 3 geschildert werden, den Abschluss bilden die experimentellen Ergebnisse zum ω -Meson (Kapitel 7) und zum Φ -Meson (Kapitel 8).

2 Der Bonner Elektronen-Beschleuniger ELSA

Im Bonner Physikalischen Institut wurde im Jahre 1987 als Erweiterung zu dem bereits vorhandenen Linear-Beschleuniger und dem Synchrotron ein Stretcher-Ring gebaut [Husm85] [PIB87]. Diese drei Komponenten zusammen bilden heute die Elektron-Beschleunigeranlage ELSA (Elektron-Stretcheranlage), in der das Synchrotron nun die Aufgabe eines Boosters erfüllt. Mit dem Stretcher-Ring konnte die maximale Endenergie der Elektronen von 2.5 GeV auf 3.5 GeV gesteigert, ferner aus einem stark gepulsten Teilchenstrahl (Tastverhältnis¹ unter 3%) ein kontinuierlicher Teilchenstrahl mit einem Tastverhältnis von nahezu 100 % gemacht werden. Auf diese Weise wird bei Zweifachkoinzidenz-Experimenten der Anteil der Zufallskoinzidenzen um einen Faktor von etwa 30 gegenüber Messungen am 2.5-GeV-Synchrotron bei gleicher mittlerer Strahlintensität reduziert. Erst dadurch wurden Experimente mit Großraumwinkeldetektoren, die Mehrteilchen-Endzustände vermessen (wie zum Beispiel SAPHIR), möglich.

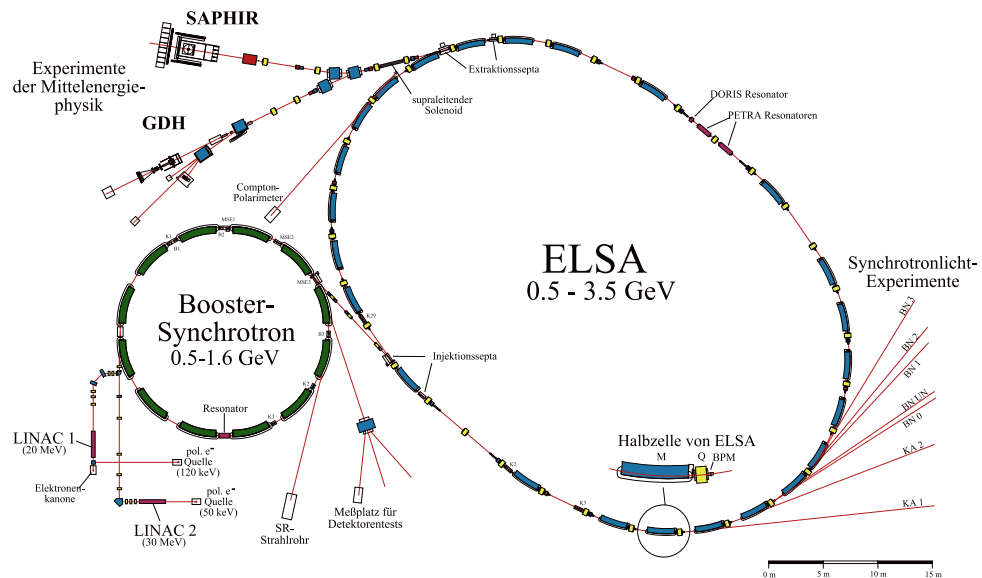


Abbildung 2.1: Die Bonner Beschleunigeranlage ELSA

Abbildung 2.1 zeigt die an ELSA angeschlossenen Experimente zur Zeit der Datennahme (1997 und 1998) mit dem SAPHIR-Detektor, mit dessen Daten diese Arbeit entstanden ist. Im Einzelnen sind dies:

¹Das Tastverhältnis (auch *duty cycle*) bezeichnet den Anteil der nutzbaren Strahlzeit an der Gesamtzeit.

- **SYLI (Synchrotronlicht)** macht sich nicht direkt die beschleunigten Elektronen, sondern das bei der Kreisbeschleunigung entstehende Synchrotronlicht zu Nutze. Dabei werden sowohl Bereiche der Grundlagenforschung (zum Beispiel Atom- und Molekülspektroskopie) als auch der angewandten Physik (zum Beispiel Röntgenlithographie) abgedeckt. Im Speichermodus kann ELSA Strahlströme von etwa 25 mA über einen Zeitraum von 4 bis 6 Stunden speichern.
- Das **GDH-Experiment (Gerasimov-Drell-Hearn)** dient der Überprüfung der gleichnamigen Summenregel, die das anomale magnetische Moment κ des Nukleons der Masse m mit den helizitätsabhängigen Photoabsorptionswirkungsquerschnitten $\sigma_{3/2}$ und $\sigma_{1/2}$ in Verbindung bringt.

$$\int_0^{\infty} \frac{d\nu}{\nu} (\sigma_{3/2}(\nu) - \sigma_{1/2}(\nu)) = \frac{2\pi^2\alpha}{m^2} \cdot \kappa^2$$

Messungen beider Wirkungsquerschnitte bei niedrigen Photon-Energien (unterhalb von 800 MeV) wurden bereits am **Mainzer Mikrotron MAMI** durchgeführt und ausgewertet, bei ELSA sind Messungen bei hohen Energien (bis 3.3 GeV) erfolgt.

- **SAPHIR (Spektrometeranlage für photoninduzierte Reaktionen)** ist ein Großraumspektrometer, bei dem energiemarkierte Photonen auf Protonen bzw. Deuteronen geschossen und die geladenen Teilchen der Mehrteilchenendzustände mit Hilfe eines Driftkammersystems und einer Flugzeitmessanlage nachgewiesen werden (siehe Kapitel 3).

Ein typischer ELSA-Betrieb für SAPHIR sah eine Zykluslänge von etwa 30 Sekunden vor. Von diesen entfielen etwa 2 Sekunden auf die Transferphase vom Synchrotron in den Stretcherring und die Nachbeschleunigung (Hochfahren der ELSA-Magneten nach dem Einfüllen und Herunterfahren nach Abschluss des Zyklusses), in der restlichen Zeit wurde der Strahl über Resonanzextraktion kontinuierlich dem Experiment zugeführt.

In der letzten Zeit konzentrierte sich die Arbeit in der Beschleunigergruppe neben Detailverbesserungen in Strahlführung und -kontrolle darauf, den angeschlossenen Experimenten polarisierte Elektronen zur Verfügung zu stellen. Zu diesem Zweck wurden 2 polarisierte Quellen und ein neuer Linear-Beschleuniger aufgebaut.

Nach dem Abbau des SAPHIR-Detektors im Jahre 1998 wurde an seinem Messplatz das folgende Experiment aufgebaut:

- Der **CRYSTAL BARREL**, in den Jahren 1989 bis 1996 am LEAR des CERN² eingesetzt, ist genau wie SAPHIR ein Großraumwinkeldetektor, vermisst jedoch mit Hilfe von 1380 Cäsium-Jodid-Kristallen Multiphotonendzustände. Betriebsbereit ist er seit Herbst 2000.

²Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire in Genf

3 Das SAPHIR-Experiment

Experimenteller Aufbau

Der SAPHIR-Detektor ist ein magnetisches Großraumspektrometer mit großer Raumwinkelakzeptanz, bei dem energiemarkierte Photonen auf ein Proton- oder Deuteron-Target treffen und Reaktionsprodukte in Driftkammern und Szintillationszählern nachgewiesen werden [Saph94]. Abbildung 3.1 zeigt eine detaillierte Ansicht des Detektors.

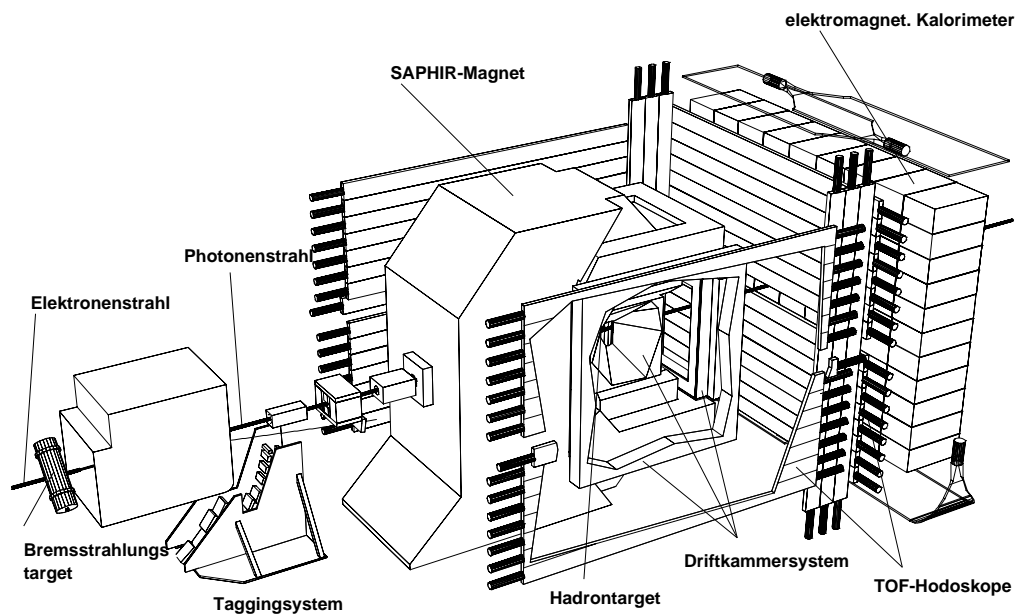


Abbildung 3.1: Der SAPHIR-Detektor

Die aus ELSA extrahierten Elektronen treffen zunächst auf das Tagging-System TOPAS II (Tagging of Photons at SAPHIR) [Burg96]. Es besteht aus einem Bremsstrahlungstarget, einem Magneten, zwei Vieldrahtproportionalkammern und darunter 14 Szintillationszählern. Die Strahlungslänge des Bremsstrahlungstargets (ausgeführt als Gold- oder Kupferfolie) bewegt sich im Promille-Bereich, so dass nur ein geringer Anteil der Elektronen Photonen erzeugt und ein mehrfacher Bremsstrahlungsprozess wenig wahrscheinlich ist. Das Magnetfeld lenkt die abgebremsten Elektronen in Richtung der Vieldrahtproportionalkammern ab, wobei aus dem Auftreffort die Elektronenergie berechnet werden kann. Aus der Energieerhaltung folgt

$$E_{\text{ELSA}} = E_{\gamma} + E_{\text{tagging}},$$

so dass damit die Photonenergie bekannt, also das Photon energiemarkiert (*to tag*, markieren) ist (siehe Kapitel 5.1). Der restliche Elektronenstrahl erfährt im Magneten nur eine geringe Ablenkung und wird im *beam dump* (einem aus Blei geformten Hohlkörper) vernichtet. Der erzeugte Photonstrahl jedoch fliegt unbeeinflusst vom Tagging-Magneten durch ein System von zwei Divergenz beschränkenden Kollimatoren und einem Reinigungsmagneten (der den Strahl von im ersten Kollimator erzeugten geladenen Teilchen, zum Beispiel Elektron-Positron-Paaren befreit) und ein Loch im SAPHIR-Magneten weiter in den eigentlichen Detektor. Dort trifft er auf das Hadron-Target, einem Zylinder aus Capton-Folie (Länge in Strahlrichtung 8 cm, Durchmesser 3 cm), der mit flüssigem Wasserstoff oder flüssigem schweren Wasserstoff (Deuterium) gefüllt ist. Da die Strahlungslänge des Targets bei ca. 1% liegt, verlässt ein Großteil der Photonen das Target ohne Wechselwirkung und wird hinter dem Kalorimeter vom Gamma-Veto-Zähler (auf dem Bild nicht zu sehen) detektiert. Hierbei handelt es sich um einen Blei-Mineralöl-Sandwich-Zähler, in dem das Photon aufschauert und die entstehenden Elektron-Positron-Paare Čerenkov-Licht erzeugen, welches mit Hilfe von Sekundärelektronenvervielfachern (Photomultipliern) detektiert wird [Benn95]. Er dient zum einen der Bestimmung des Photon-Flusses und ist zum anderen Bestandteil des Triggers (siehe unten).

Im Detektor vermessen werden sollen die Reaktionsprodukte der Reaktion eines Photons mit einem Proton oder einem Deuteron. Zu diesem Zweck ist das Target von der näherungsweise würfelförmigen ca. 1 m^3 großen zentralen Driftkammer (CDC, **C**entral **D**rift **C**hamber) umgeben, in der konzentrisch um das Target 14 zylindrische Nachweislagen gespannt sind. Eine Nachweislage besteht jeweils aus einer Aneinanderreihung sechseckiger Driftzellen. Diese bestehen aus einem Signaldraht in der Mitte, der von jeweils 6 Potentialdrähten umgeben ist (Abbildung 4.6). Innerhalb einer Zelle ist damit ein nahezu rotationssymmetrischer Verlauf des elektrischen Feldes erreicht. Von den 14 Lagen der CDC verlaufen 8 vertikal, 6 sind um 5° gegen die Vertikale geneigt (so genannte Stereo-Lagen, sie liefern eine Höheninformation). Zur Verbesserung der Höheninformation dienen weitere Horizontallagen außerhalb des zylindrischen Teils der Driftkammer.

Durchströmt wird das Volumen der CDC von einem Gasgemisch (Helium (21.25%), Neon (63.75%) und Isobutan (15%)), welches sich in Tests [Scho96] als geeignet (hohe Primäriionisation des Helium-Neon-Gemischs, wenig Vielfachstreuung und gute Quencheigenschaften des Isobutans) erwiesen hat.

CDC und Target befinden sich zwischen den Polschuhen eines C-förmigen Magneten, der im Targetbereich ein maximales Magnetfeld von 0.6 T aufweist (siehe Kapitel 5.2). Dadurch werden die Bahnen geladener Teilchen (nur diese können in der Driftkammer nachgewiesen werden) gekrümmt, und aus der Krümmung lässt sich der Impuls der Teilchen berechnen (zur Rekonstruktion einer Teilchenbahn siehe Kapitel 4.1).

Weiter in Vorwärtsrichtung ist die Vorwärtsdriftkammer (FDC, **F**orward **D**rift **C**hamber) aufgebaut. Sie besteht aus 12 horizontal und vertikal angeordneten Nachweislagen und dient der Verbesserung der Impulsauflösung in Vorwärtsrichtung [Schu02] [Glan02], in der aus kinematischen Gründen die meisten Teilchenspuren liegen. Zudem sind mit ihrer Hilfe eng beieinander liegende Spuren, die in der CDC nicht als solche erkannt werden konnten,

voneinander trennbar.

Umgeben ist das Driftkammersystem von einer Flugzeitanlage (ToF, **T**ime **o**f **F**light), die aus drei Wänden aus horizontal angeordneten ortsauflösenden Szintillationszählern und zusätzlich 6 vertikal angeordneten besteht (siehe Abbildung 5.6).

In der Mitte wurde jeweils ein Zähler ausgespart (das *Gap*), um den in der Mittelebene vorherrschenden elektromagnetischen Untergrund zu unterdrücken¹. Ausgelesen werden die Zähler zu beiden Seiten von Photomultipliern, so dass sowohl eine Flugzeit- als auch eine Trefferort-Bestimmung eines Teilchens möglich wird. Nach Zuordnung eines ToF-Treffers zu einer Teilchenspur lässt sich aus Impuls und Flugzeit die Masse und damit die Teilchensorte (namentlich Proton, Kaon oder Pion) vorhersagen. Die Kalibration der ToF-Anlage wird in Kapitel 5.3 beschrieben.

Die Aufnahme eines Ereignisses wird genau dann ausgelöst (*Trigger*), wenn es innerhalb eines Zeitfensters einen Ansprechereim Tagging-System, zwei Ansprechereim ToF-Anlage, aber keinen Ansprechereim Gamma-Veto-Zähler gab. Die analogen Daten von Signaldrähten bzw. Szintillationszählern werden dann mit geeigneten TDC²- und ADC³-Einschüben in CAMAC⁴-Crates digitalisiert und über ein bei SAPHIR entwickeltes [Neue94] System von VME⁵-Bus-Rechnern auf M68000er-Basis zu Events zusammengesetzt, um schließlich auf Band geschrieben zu werden.

Hinter der vorderen ToF-Wand steht noch ein elektromagnetisches Kalorimeter [Vogl87] [Jöpe90] [Bart96], welches durch Aufschauierung Zerfallsphotonen (beispielsweise aus dem π^0 - oder dem Σ^0 -Zerfall) nachweisen sollte. Es konnte jedoch wegen mangelnder Zuverlässigkeit der Daten erfassenden Elektronik für die vorliegende Analyse nicht verwendet werden.

Experimentelles Programm

Nach Abbau des Detektors im September 1998 konzentriert sich die Arbeit der SAPHIR-Gruppe auf die Auswertung der in den Jahren 1997 bis 1998 genommenen Daten. Hierbei sind folgende Themen von Interesse:

- **Erzeugung offener Strangeness nahe der Schwelle:** Die Untersuchung konzentriert sich zur Zeit auf die Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ [Glan02], sowie $\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+$ [Lawa02]. Ferner steht die Analyse der Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^+ \pi^-$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^- \pi^+$ [Schu02] kurz bevor. **Angeregte Zustände** wie das $\Lambda(1520)$ wurden in [Wieg01] behandelt, außerdem werden die Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^*(892) \Lambda$ und

¹Die senkrechten Zähler sind im Bereich des Gaps mit einem eingeklebten Plexiglasstück versehen.

²**T**ime to **D**igital **C**onverter

³**A**nalog to **D**igital **C**onverter

⁴**C**omputer **A**ided **M**easurement **A**nd **C**ontrol

⁵**V**ersa **M**odule **E**urope

$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda(1520)$ [Brau02] [Wiel02] untersucht. Hierbei sind neben totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitten auch das Verhalten von Polarisationsobservablen Gegenstand der Analyse.

- **Erzeugung von leichten Vektormesonen nahe der Schwelle:** Neben der vorliegenden Untersuchung, die sich mit den Mesonen $\omega(782)$ und $\Phi(1020)$ beschäftigt, steht auch die Untersuchung des $\rho^0(770)$ -Mesons auf dem Programm. Interessant ist hierbei die Analyse des Erzeugungsmechanismus. Dies gilt auch für die Produktion von pseudoskalaren η - und η' -Mesonen [Link01] [Pee02].
- Die **Photoproduktion am Deuteron** wurde mit der Auswertung der Reaktionen $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$ und $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ [Neue99] abgeschlossen, die auf länger zurückliegenden Messperioden basiert. In der letzten Datennahmephase wurde ausschließlich H_2 als Produktionstarget benutzt.

4 Die Analysekette

Im Laufe der Zeit wurden innerhalb der SAPHIR-Arbeitsgruppe verschiedene Software-Pakete entwickelt, mit denen sich stufenweise aus den Rohdaten Wirkungsquerschnitte extrahieren lassen. Dieses Kapitel behandelt die drei für diese Arbeit benutzten Pakete, namentlich das Rekonstruktionsprogramm DATEVAS, den kinematischen Fit ANALYZE und das Simulationsprogramm SAPHIR GEANT. Dabei wird besonders auf jüngste Verbesserungen einzelner Algorithmen eingegangen, die ebenfalls innerhalb der Arbeitsgruppe erfolgten und maßgeblichen Einfluss auf die Qualität der Ergebnisse der vorliegenden Arbeit haben.

4.1 Das Rekonstruktionsprogramm DATEVAS

Die von der Detektorelektronik gelieferten Rohdaten beinhalten TDC- und ADC-Werte aus den Driftkammern, den Proportionaldrahtkammern und den Szintillationszählern des Tagging-Systems sowie aus der Flugzeitanlage – in einem hardware-orientierten Format. Für die anstehende physikalische Analyse sind jedoch Impulse und Massen der Reaktionsprodukte zu bestimmen. Diese Aufgabe erledigt das bei SAPHIR entwickelte Software-Paket DATEVAS¹. Zunächst werden Spuren in der zentralen und der Vorwärts-Driftkammer gesucht, die anschließend mit einem Spline-Fit verbunden werden. Dann werden ToF-Ansprecher zugeordnet und ein Vertex-Fit durchgeführt, der versucht, einen gemeinsamen Ursprung der gefundenen Spuren zu ermitteln. Abbildung 4.1 zeigt einen schematischen Ablaufplan.

Nach der Initialisierungsphase, in der verschiedene Parameter (so genannte Datenkarten) wie ToF-Offsets (siehe Kapitel 5.3), Fehlereinstellungen für Driftkammern oder eine Magnetfeldskalierung (siehe Kapitel 5.2) eingelesen und gesetzt werden, erfolgt der Eintritt in die Event-Schleife. Die eingelesenen Rohdaten der einzelnen Detektorkomponenten werden dekodiert und in entsprechende Datenbanken gefüllt: Zunächst wird aus den Informationen des Tagging-Systems ein Tag-Kanal gebildet, der über eine Eichkurve (siehe Kapitel 5.1) eine Photonenergie liefert. Für die Driftkammern müssen die TDC-Werte der angesprochenen Drähte in Driftzeiten umgewandelt werden. Die TDCs werden im *common stop mode* betrieben, d. h. sie starten sich selbst, sobald ein Signal vorliegt, und werden vom Trigger-Signal, welches zu diesem Zweck geeignet verzögert wird, gestoppt. Folglich entsprechen kleine Driftzeiten großen TDC-Werten². Über eine experimentell bestimmte ODB (Orts-Driftzeit-Beziehung) [Haas92] werden dann die Driftzeiten in Abstände vom

¹Data Evaluation at SAPHIR

²Der TDC-Wert t_0 , der einer Driftzeit von 0 entspricht, wurde vorher anhand der Driftzeitspektren für jeden Draht einzeln bestimmt, siehe [Brau02].

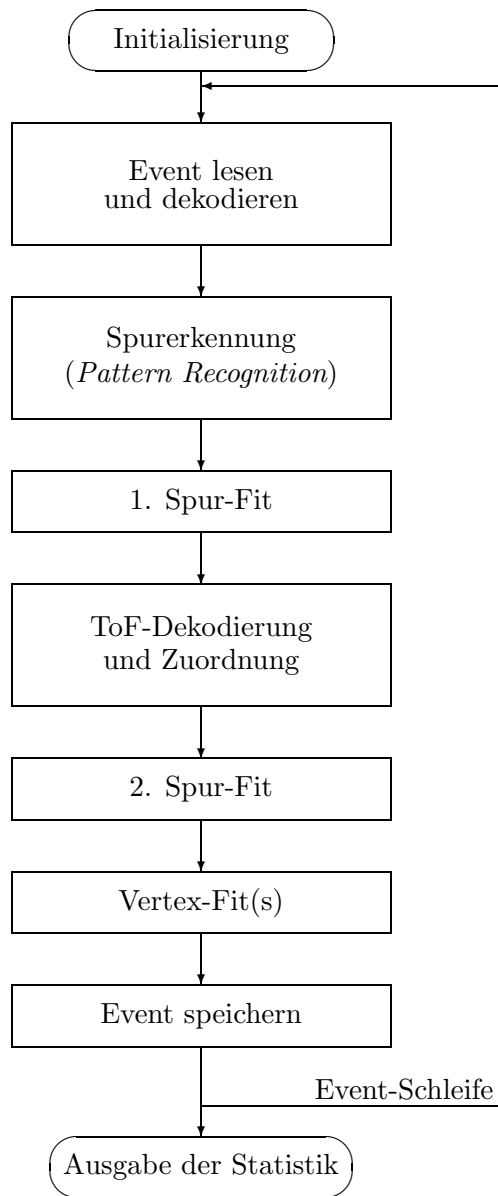


Abbildung 4.1: Schematischer Ablauf der Eventbearbeitung mit DATEVAS

Signaldraht umgewandelt. Ebenso muss eine Signaldraht-Nummer in einen Ort in der Driftkammer umgewandelt werden.

Die sich anschließende Spurerkennung (*pattern recognition*) versucht nun, in den Ansprechern der zentralen Driftkammer Teilchenspuren zu erkennen. Von der äußeren Lage der CDC aus werden mit Hilfe eines lokalen Helix-Modells Ansprechere aufgeammelt, die mutmaßlich zur gleichen Spur gehören. Die Informationen der FDC werden mit Hilfe der

PCA-Methode (**P**rinciple **C**omponents **A**nalysis) zu Spuren zusammengefasst [[Glan02](#)], da wegen des in diesem Bereich stark inhomogenen Magnetfeldes ein lokales Spurmodell versagt.

Im ersten Spurfit, der die aufgesammelten Ansprechere einem Quintic-Spline-Fit unterzieht, werden neben der Auflösung von Ambiguitäten (also der Entscheidung, ob das Teilchen rechts oder links vom Draht vorbeigeflogen ist) auch CDC- und FDC-Spuren miteinander verbunden. Nach der Dekodierung der ToF-Informationen können eventuell vorhandene ToF-Ansprecher erkannten Spuren zugeordnet werden, wodurch über die Flugzeit die Teilchenart (Proton, Kaon oder Pion) ermittelt wird. Dies ermöglicht es einem zweiten Spurfit, auch den teilchenabhängigen Energieverlust auf dem Weg durch den Detektor zu berücksichtigen. (Ist keine ToF-Information vorhanden, wird das Teilchen in diesem Fit als Pion behandelt).

Die so ermittelten Spuren werden einem Vertex-Fit unterzogen, d. h. es wird versucht, ihre Endpunkte über die innere Lage der CDC hinaus zu extrapolieren und einen gemeinsamen Ursprung zu finden [[Grün86](#)]. Ebenso wird versucht, sämtliche Kombinationen zweier Spuren mit unterschiedlichen Ladungsvorzeichen zu jeweils einem Vertex zusammenzuführen, um mögliche Sekundärvertices zu finden.

Ein Ereignis wird herausgeschrieben, wenn 2 oder mehr Spuren rekonstruiert werden konnten und der Primärvertex in einem relativ weit gefassten Bereich um das Target liegt. Plausibilitätsbetrachtungen (wie Überprüfung auf Ladungs-, Energie- und Impulserhaltung) werden von DATEVAS nicht vorgenommen. Dies ist Aufgabe der nachgeschalteten Analyseprogramme.

Sind keine weiteren Ereignisse zu bearbeiten, werden noch einige statistische Angaben über die Eventbearbeitung sowie diverse Histogramme ausgegeben.

Während der Entstehung dieser Doktorarbeit konnten an DATEVAS folgende Verbesserungen durchgeführt werden:

- Die bisher nicht in der erforderlichen Qualität implementierte Spurfindung und -anbindung der FDC über PCA wurde neu programmiert und führt nun zu zufrieden stellenden Ergebnissen [[Glan02](#)]. Die Impulsauflösung in Vorwärtsrichtung konnte dadurch um einen Faktor 4-5 verbessert werden, wie [Abbildung 4.2](#) zeigt.
- Nähere Untersuchungen des Spline-Fits haben gezeigt, dass das Verwerfen von Ansprechern mit großen Residuen während des ersten Spurfits diesen und damit die Spurrekonstruktion insgesamt erheblich verbessert [[Glan02](#)]. Das bei SAPHIR lange Zeit vorhandene Problem der „verkippten Spuren“ [[Wißk99](#)] [[Wieg01](#)], wobei ungefähr 30% der Spuren mit falscher Höheninformation in der CDC rekonstruiert wurden, konnte dadurch – zusammen mit verbesserter Simulation (vgl. [Kapitel 4.3](#)) – weitestgehend gelöst werden.

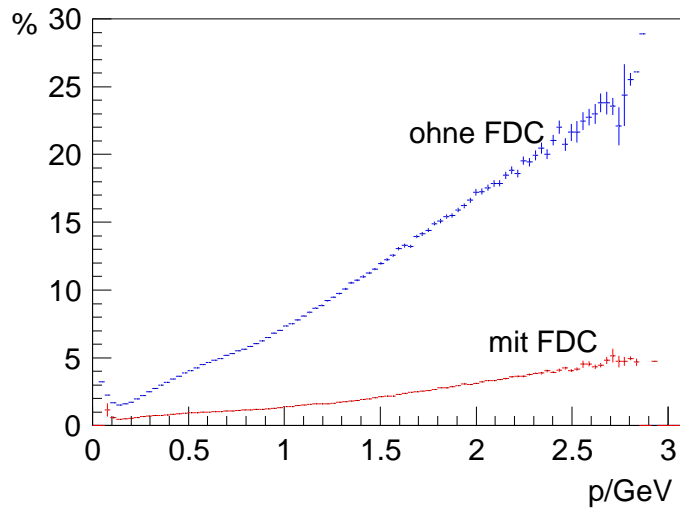


Abbildung 4.2: Impulsauflösung in Vorwärtsrichtung mit und ohne Einbindung der FDC. Das Histogramm beruht auf simulierten Daten.

4.2 Der kinematische Fit ANALYZE

Der kinematische Fit ist ein Anpassungsverfahren, welches zwei Ziele verfolgt:

- Aus den gemessenen Teilchenimpulsen und der Photonenergie wird mittels Variation innerhalb der von DATEVAS vorgegebenen Messwertfehler versucht, einen „verbesserten“ Satz kinematischer Größen zu finden, der Erhaltungssätzen wie zum Beispiel Energie- und Impulserhaltung oder der Ladungserhaltung genügen muss.
- Der Fit kann unter Annahme verschiedener Endzustandshypothesen erfolgen. Anhand eines vom Fit gelieferten Vergleichskriteriums kann dann entschieden werden, welche Reaktion (mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit) vorlag.

Es seien \vec{p}^i die Impulse der vermessenen n Endzustandsteilchen, m^i deren Massen und k die Photonenergie, dann gilt – falls alle Teilchen detektiert wurden – unter Verwendung von „natürlichen“ Einheiten ($c = 1$):

Impulserhaltung:

$$\sum_{i=1}^n p_x^i = k \quad \sum_{i=1}^n p_y^i = 0 \quad \sum_{i=1}^n p_z^i = 0$$

Energieerhaltung:

$$\sum_{i=1}^n E^i = k + m_{\text{Target}}, \quad \text{mit} \quad E^i = \sqrt{(m^i)^2 + (\vec{p}^i)^2}$$

Diese Gleichungen reduzieren die Zahl der unabhängigen Variablen um 4. Sollten alle Größen gemessen worden sein, ist das System vierfach überbestimmt, und man spricht von einem 4C-Fit (4 *constraints*, also Nebenbedingungen). Oft kann man davon aber nicht ausgehen. Prominentes Beispiel ist die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$, bei der das neutrale π^0 keine Spur in der Driftkammer hinterlässt. Im Falle **eines** ungesehenen Teilchens bleibt nur noch eine Nebenbedingung übrig (1C-Fit). Fehlen zu einer Hypothese mehr als ein Teilchen, kann diese Hypothese wegen der unvollständig vermessenen Kinematik nicht getestet werden. Das Fehlen einer oder mehrerer Massenvorhersagen aus der ToF-Anlage vermindert die Zahl der Nebenbedingungen jedoch nicht, da alle möglichen Permutationen aus Kaonen, Pionen und Protonen (letztere nur bei positiv geladener Spur) durchprobiert werden.

Der im Programm ANALYZE implementierte Algorithmus läuft nach der Methode der kleinsten Quadrate (*Least Square Fit*), bei dem eine χ^2 -Funktion minimiert wird, in die die Abweichungen der Schätzwerte des Fits von den Messwerten quadratisch eingehen. Das Verfahren arbeitet mit Lagrange-Multiplikatoren und ist den Programmen aus [Bran99] nachempfunden.

Das für den Fit verwendete Koordinatensystem zeigt Abbildung 4.3.

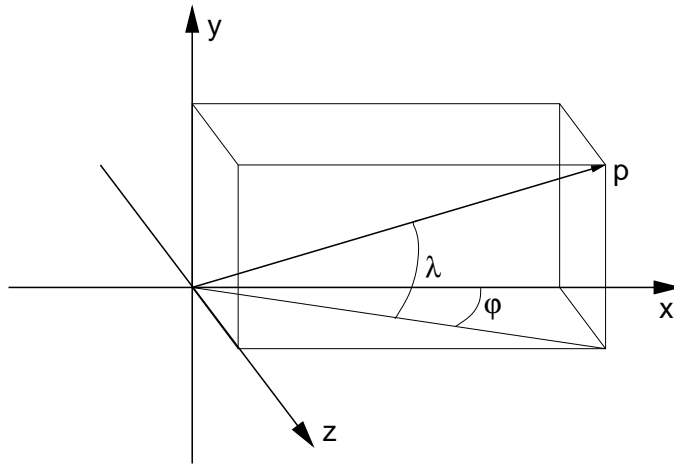


Abbildung 4.3: Das im Fit verwendete Ω -Koordinatensystem besteht aus folgenden Komponenten: Spurkrümmung am Vertex $1/|\vec{p}|$, Elevationswinkel zur Mittelebene λ und Azimutwinkel φ .

Der χ^2 -Wert aus dem Fit hängt nun noch von der Zahl der Nebenbedingungen (4C- oder 1C-Fit ab). Deshalb wird als Vergleichskriterium üblicherweise die χ^2 -Probabilität verwendet. Sie ist definiert als das Integral des χ^2 -Wertes bis ∞ über die aus der Statistik bekannte χ^2 -Verteilung für N Freiheitsgrade. Sie gibt damit die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Fit bei zutreffender Hypothese diesen oder einen größeren χ^2 -Wert liefert. Der Wert der χ^2 -Probabilität liegt zwischen 0 und 1.

Das Programm PROCESS_OMEGA³ kann anschließend aus den mit ANALYZE bearbeiteten Daten die gewünschten Reaktionen (hier $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$ zur Untersuchung der ω -Produktion und $\gamma p \rightarrow pK^+K^-$ für die Φ -Produktion) unter einstellbaren Schnitten herausfiltern und in Form von N-Tupeln bereitstellen. Diese können dann mit dem am CERN entwickelten interaktiven Programm PAW⁴ [CERN95] in vielfältiger Weise histogrammiert werden.

4.3 Das Simulationsprogramm SAPHIR GEANT

Zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten (siehe Kapitel 6.3) muss man die Akzeptanz eines Detektors ermitteln. Diese gibt an, wieviele Ereignisse eines bestimmten Typs in welchen kinematischen Bereichen detektierbar sind. Grob unterteilen kann man die Akzeptanz in eine Hardware- und eine Software-Akzeptanz.

Die Hardware-Akzeptanz wird durch die Bauweise des Detektors beeinflusst. So werden zum Beispiel Teilchen, die in steilem Winkel nach oben oder unten fliegen, fast keine Drahtansprecher in den Driftkammern erzeugen. Teilchen in der Mittelebene können wegen des *Gaps* in der ToF-Wand (siehe Kapitel 5.3) keine ToF-Informationen liefern. Ein Dreispurereignis mit 2 Teilchen in der Mittelebene wird aufgrund der Triggerbedingung gar nicht aufgezeichnet.

Unter der Software-Akzeptanz fasst man verschiedene Beiträge zusammen, die die Rekonstruktionseffizienz betreffen. Eng beieinander liegende oder sich kreuzende Spuren sind für das *pattern recognition* problematisch und können nicht immer sauber getrennt werden. FDC-Spuren können falsch an CDC-Spuren angebunden oder ToF-Ansprecher falschen Spuren zugeordnet worden sein. Weitere Beiträge zur Software-Akzeptanz liefern zum Beispiel Schnitte in Spurfit-Probabilitäten oder die Selektion von Ereignissen über die Probabilität des kinematischen Fits, hierbei können sowohl Ereignisse des gewünschten Typs fälschlicherweise verworfen als auch Ereignisse falsch zugeordnet werden.

Die Detektorakzeptanz ist – wie die Beispiele veranschaulichen – zu komplex, um analytisch berechnet werden zu können. Stattdessen wird sie mit Hilfe von Simulationsrechnungen (auch Monte-Carlo-Rechnungen genannt) bestimmt. Dabei werden mit hoher Statistik Ereignistopologien des untersuchten Reaktionstyps (und Konkurrenzkanäle mit gleichen oder ähnlichen Endzuständen) mit einem Zufallsgenerator erzeugt und das Ansprechverhalten des Detektors simuliert. Eine anschließende Rekonstruktion der künstlichen Ereignisse durch die Analysekette ermöglicht den Vergleich zwischen simulierter und rekonstruierter Kinematik. Die möglichst realistische Simulation des Ansprechverhaltens des Detektors ist dabei eine wichtige Aufgabe, die größter Sorgfalt bedarf.

In der SAPHIR-Gruppe dient dazu das Programmpaket SAPHIR GEANT. Es baut auf

³Der Name PROCESS_OMEGA ist historisch bedingt, das Programm erzeugt mittlerweile N-Tupel für beliebige Vektormesonen.

⁴Physics Analysis Workstation

dem am CERN entwickelten Monte-Carlo-Programm GEANT⁵ (Version 2) auf, in dem neben dem in Abbildung 4.4 gezeigten Programmgerüst bereits die Beschreibung verschiedener physikalischer Effekte (zum Beispiel die Vielfachstreuung im Driftkammerngas) implementiert sind [CERN83].

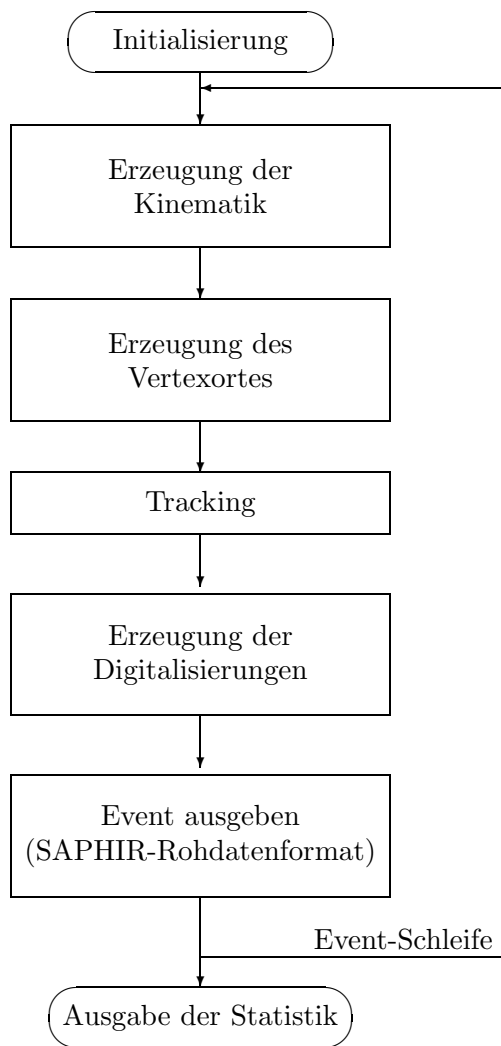


Abbildung 4.4: Schematischer Ablauf der Simulation mit SAPHIR GEANT

In der Initialisierungsphase wird die Beschreibung des zu simulierenden Detektors eingelesen, also Abmessungen und Position von Target, zentraler und vorderer Driftkammer, Szintillationszählern, Zusammensetzung des Driftkammerngases, Lage der Signal- und Potentialdrähte, Feldkarte des SAPHIR-Magnetfeldes, Lage von Hindernissen wie Targetstützen oder Driftkammerrahmen etc.

⁵Generation of **E**vents and **T**racks

Zur Erzeugung der Kinematik wird zunächst eine Photonenergie nach dem Zufallsprinzip bestimmt (im von TOPAS II abgedeckten Bereich, oberhalb der Schwelle für die zu simulierende Reaktion und gemäß dem $1/k$ -Verlauf des Bremsstrahlungsspektrums). Zur Generierung der Endzustandsteilchen können von GEANT aus verschiedene Generatoren aufgerufen werden. Bei SAPHIR werden zum einen der SAGE-Generator [Frie71], zum anderen der bei SAPHIR von C. Wu programmierte Generator verwendet. Mit beiden Generatoren ist man in der Lage, Endzustände wie $p\pi^+\pi^-$, $p\pi^+\pi^-\pi^0$, pK^+K^- sowohl im Phasenraum gleichverteilt als auch über Zwischenzustände (wie ρ , Δ^{++} , Δ^0 , ω oder Φ) zu generieren. Der Wu-Generator gestattet zusätzlich, Winkelverteilungen bei $p\pi^+\pi^-$ -Erzeugung energieabhängig vorzugeben.

Nach der Erzeugung des Vertexortes werden im *Tracking* Teilchenbahnen gemäß ihrem Impuls erzeugt – gekrümmt durch das (inhomogene) SAPHIR-Magnetfeld. Berücksichtigt wird ein möglicher Zerfall eines Teilchens sowie Vielfachstreuung und Energieverlust in den verwendeten Materialien (zum Beispiel im Target).

Die Simulation der von den Teilchen erzeugten Ansprecher in den Nachweislagen der Driftkammern und in den ToF-Zählern erledigt die Digitalisierungsstufe. Dabei ist insbesondere zu berücksichtigen, dass Signaldrähte oder Szintillationszähler nur mit einer gewissen Ansprechwahrscheinlichkeit (auch Effizienz genannt) ein Signal erzeugen. Diese muss experimentell bestimmt werden – idealerweise für jede Messperiode aufs Neue. Die Effizienz der Driftkammerdrähte beträgt je nach Teilchenart und -impuls um die 95%, die der ToF-Anlage wird in Kapitel 5.3.4 näher beleuchtet.

Die generierten Ereignisse werden dann im SAPHIR-Rohdatenformat ausgegeben und können so der gleichen Analyseketten übergeben werden, die auch von realen Daten durchlaufen wird. Am Ende der Analyseketten können von PROCESS_OMEGA (siehe Kapitel 4.2) zwei N-Tupel erzeugt werden, einmal mit der generierten, und einmal mit der rekonstruierten Kinematik. Akzeptanzen können dann mit PAW in einfacher Weise dadurch bestimmt werden, dass der Quotient zweier aus diesen N-Tupeln gefüllter Histogramme gebildet wird.

Während der Entstehung dieser Doktorarbeit konnten an SAPHIR GEANT Verbesserungen an der realistischen Beschreibung der Driftkammer vorgenommen werden. Dies zeigt Abbildung 4.5.

Die Verbesserung geht auf zwei zusätzlich implementierte Effekte zurück [Schu99][Glan02]:

- **Driftzellengeometrie.** Jede Driftzelle in der zentralen Driftkammer besteht aus einem Signaldraht in der Mitte und 6 darum angeordneten Potentialdrähten, so dass sich eine hexagonale Struktur ergibt. Diese ist aufgrund der zylindrischen Anordnung der einzelnen Lagen nicht regelmäßig, wie Abbildung 4.6 veranschaulicht. Die unregelmäßigen Sechsecke werden nun – statt der früheren Näherung durch einen Kreis – exakt simuliert, was zu dem Ausläufer bei hohen Driftzeiten (die hohen Abständen der Teilchenspur zum Signaldraht entsprechen) führt.

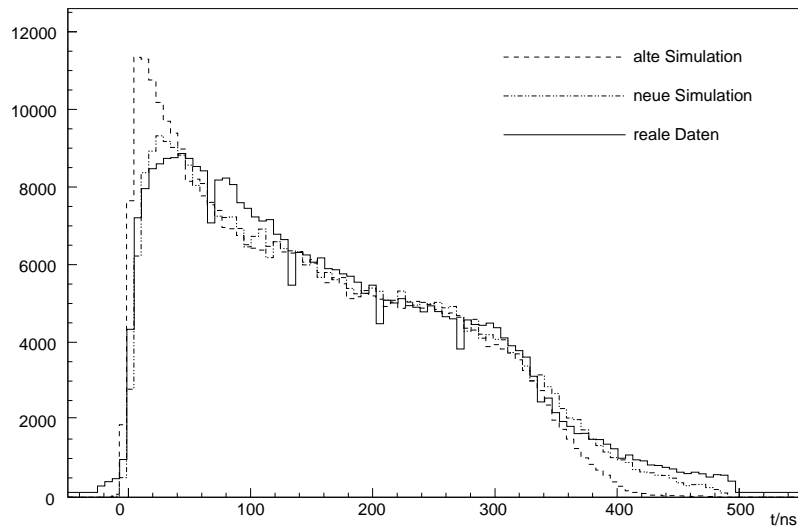


Abbildung 4.5: Driftzeitspektrum in der CDC und Vergleich mit alter und neuer Simulation. Histogrammiert wurden alle Ansprechere der 14 Lagen der CDC, dabei wurden jeweils 10000 vorselektierte reale bzw. generierte $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ -Ereignisse verwendet und die Spektren aufeinander flächennormiert.

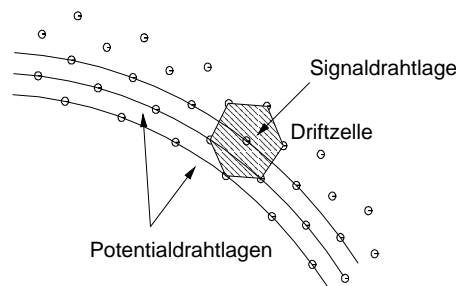


Abbildung 4.6: Driftzellen in der CDC

- **Ionisationsstatistik.** Die Ionisation des Kammergases findet statistisch verteilt entlang der Teilchenspur statt (siehe Abbildung 4.7). Im Gegensatz zur früheren Simulation darf also nicht davon ausgegangen werden, dass im minimalen Abstand zum Draht auch eine Ionisation stattfindet. Die mittlere freie Weglänge (also die mittlere Strecke zwischen zwei Ionisationen) ist eine Funktion der Teilchengeschwindigkeit β und konnte durch Anpassung an das Driftzeitspektrum bestimmt werden. Die Simulation dieser so genannten Ionisationsstatistik führt zu einem Abflachen des Driftzeitspektrums bei kleinen Driftzeiten.

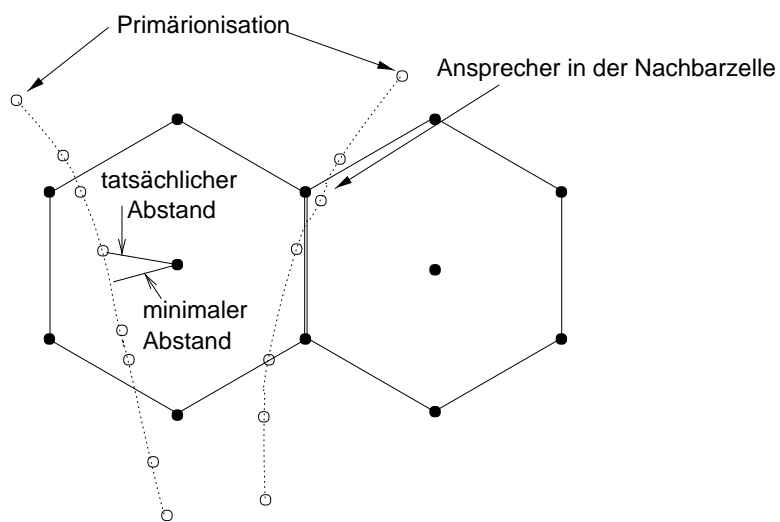


Abbildung 4.7: Statistische Verteilung der Primärionisation

5 Einstellung der Detektorparameter

In diesem Kapitel werden einige bereits in Kapitel 3 vorgestellte Detektorkomponenten und ihre Eichung näher beschrieben. Besonderes Augenmerk wird auf die ToF-Anlage gelegt, da sowohl die Bestimmung der zugehörigen Eichparameter als auch die Parameter für die Simulation im Rahmen dieser Doktorarbeit verfeinert wurden.

5.1 Eichung des Tagging-Systems TOPAS II

Das Tagging-System TOPAS II des SAPHIR-Detektors besteht aus 14 Szintillationszählern („Zeitähler“) und davor zwei Vieldrahtproportionalkammern mit insgesamt 352 Signaldrähten (Abbildung 5.1). Die Zeitähler lösen zusammen mit der ToF-Anlage einen Trigger zur Datennahme aus und legen eine relative Zeitbezugsmarke fest. Die Größe der Zeitähler ist dabei so gewählt, dass jeder Zähler der gleichen Ratenbelastung ausgesetzt ist¹. Die Proportionalkammern sorgen für eine Steigerung der Energieauflösung.

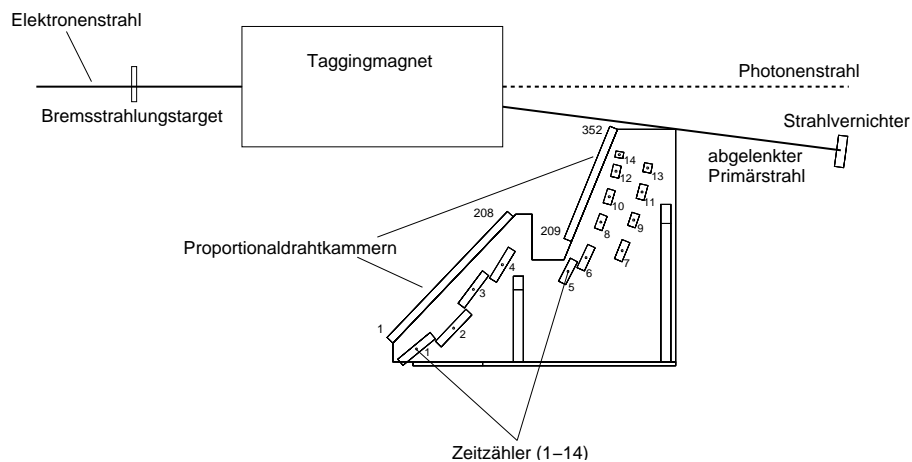


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Tagging-Systems TOPAS II. Die Drähte 206 bis 208 der ersten Kammer überlappen mit den Drähten 209 bis 211 der zweiten Kammer.

Zur Rauschunterdrückung in der Elektronik werden solche Drahtansprecher ausgeblendet, bei denen der darunterliegende Zeitähler **nicht** angesprochen hat. Oft weisen zwei oder

¹ Aufgrund des hyperbolischen Verlaufs des Bremsstrahlspektrums ist die Rate bei hohen Elektronenergien (Zähler 14) maximal und nimmt zu niedrigen Elektronenergien ab.

sogar drei benachbarte Drähte ein Signal auf. Deshalb wird zunächst aus den angesprochenen Drähten ein **Tag-Kanal** gebildet. Die Zuordnung geschieht folgendermaßen²:

Kanal 1: Ansprecher auf Draht 1
Kanal 2: Ansprecher auf Draht 1 und 2
Kanal 3: Ansprecher auf Draht 2
Kanal 4: Ansprecher auf Draht 2 und 3
usw.

Durch dieses Schema lassen sich (unter Berücksichtigung des Überlappbereichs der beiden Kammern) 694 Kanäle bilden. Gibt es keine Drahtansprecher³ oder sogar mehrere Gruppen von angesprochenen Drähten, kann auf diese Weise kein Tag-Kanal bestimmt werden. Das Ereignis wird verworfen.

Um bei mehreren Primärstrahlenergien messen zu können, wird das Magnetfeld des Tagging-Systems so eingestellt, dass der abgelenkte Primärstrahl den Strahlvernichter (*beam dump*) trifft. Zur Justierung ist vor diesem ein Leuchtschirm angebracht. Der Vorteil dieses Verfahrens ist, dass eine Eichung des Tagging-Systems durch einfache Skalierung auf verschiedene ELSA-Energien anwendbar ist. Der Bereich der energiemarkierten Photonen reicht dann von 31% bis 94.5% der ELSA-Energie.

Um aus den Tag-Kanälen Photon-Energien berechnen zu können, wurde das Tagging-System einer so genannten Einschusseichung unterzogen. Dabei wurde die ELSA-Energie auf ihre niedrigstmögliche Energie von 600 MeV (bei sehr geringer Intensität) eingestellt und der Primärelektronenstrahl ohne Bremsstrahlungstarget bei verschiedenen Magnetfeldstärken direkt in das Tagging-System gelenkt. Dabei konnte aufgrund der begrenzten Feldstärke des Tagging-Magneten nur der Bereich der oberen Proportionaldrahtkammer abgedeckt werden. Der Verlauf der Eichkurve wurde deshalb auf den Bereich der unteren Kammer extrapoliert. Eine Überprüfung dieser Eichung gelang anhand von Elektron-Positron-Paaren, die an einer Kupferfolie statt des regulären SAPHIR-Targets in der Mittelebene produziert und mit dem Detektor spektroskopiert wurden. Beide Verfahren sind in [\[Link01\]](#) und [\[Burg96\]](#) erläutert.

Bestimmung des Photonflusses

Das Tagging-System dient gleichzeitig der Bestimmung des Photonflusses im abgedeckten Energiebereich. Zu diesem Zweck werden die Pulse der Zeitzähler mit Hilfe von *Scalern* gezählt, jedoch nur, wenn diese in Koinzidenz mit einem Ansprecher im Gamma-Veto-Zähler auftreten. Untergrundereignisse im Tagging-System, die nicht mit einem ins Detektorsystem gelangten Bremsstrahlungsphoton korreliert sind, werden so unterdrückt. Während der Totzeit des Detektors und während der ELSA-Füllung wird ein Heraufzählen mit Hilfe eines *Inhibit*-Signals verhindert.

²Bei drei benachbarten Drähten wird der mittlere gewählt.

³Die Effizienz der Kammern wird in [\[Link01\]](#) zu 90% abgeschätzt.

Bei den *Scalern* handelt es sich um 24-Bit-breite Zähler, die regelmäßig ausgelesen und zurückgesetzt werden müssen. Ein Auslesen wird als so genanntes *Scaler-Event* unabhängig vom eigentlichen SAPHIR-Trigger, aber in Koinkidenz mit einem Ansprechere in den Zeitzählern mit einer Rate von etwa 2 Hz ausgelöst. Das Auslesen der Zählerstände mit **jedem** normalen SAPHIR-Trigger würde unnötig lange Totzeiten und unnötig großes Datenaufkommen bewirken.

Zur Ermittlung des Gesamtflusses braucht DATEVAS nun lediglich die einzelnen Zählerstände aufzusummieren. Um aber den Photonfluss pro Tag-Kanal zu erhalten, muss für jeden Tag-Kanal der Anteil am Gesamtfluss aller Zeitzähler bestimmt werden. Dies kann nicht mit normalen Hadron-Trigger geschehen, da deren Tag-Spektrum durch Hadron-Produktionsraten und deren Triggerwahrscheinlichkeiten verfälscht wäre. Man extrahiert stattdessen die Scaler-Events und berechnet für jeden Tag-Kanal i die Größe

$$p_i = \frac{N_{\gamma^i}^{\text{eich}}}{N^{\text{eich}}} \quad \text{mit}$$

$N_{\gamma^i}^{\text{eich}}$: Anzahl der Photonen im Tag-Kanal i , die in den Scaler-Events gefunden wurden

N^{eich} : Anzahl der Ansprechere in allen Zeitzählern, bestimmt aus deren TDC-Werten

$N_{\gamma^i}^{\text{eich}}$ wird dabei mit der gleichen Methode und den gleichen Schnitten bestimmt, wie sie später für die Bestimmung der Photonenergie verwendet werden, so dass Ineffizienzen und Softwareschnitte automatisch auskorrigiert werden. Der zu berechnenden Photonfluss im Kanal i ergibt sich dann zu:

$$N_{\gamma^i} = N^{\text{run}} \cdot p_i \quad \text{mit}$$

N^{run} : Summe der Zählerstände der Zeitzähler

Die verwendeten Variablenbezeichnungen sind [Hann96] entnommen. Dort werden auch Korrekturen des Photonflusses besprochen, ebenso findet eine Fehlerdiskussion statt.

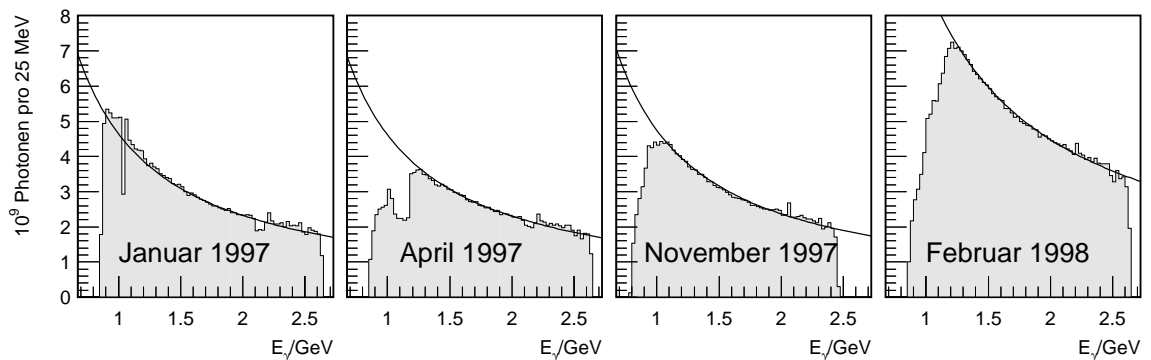


Abbildung 5.2: Photonfluss für vier SAPHIR-Strahlzeiten.

Die Flusszeichungssoftware ist für eine anschließende Analyse in der Lage, den Fluss in jedem gewünschten Energiebinning zur Verfügung zu stellen. In Abbildung 5.2 sind für die

SAPHIR-Strahlzeiten zwischen 1997 und 1998 (vgl. Kapitel 6.1) die Photonflüsse aufgetragen. Auffällig ist, dass ab der Strahlzeit im April 1997 das Spektrum für niedrige Photonenergien entgegen dem erwarteten für Bremsstrahlung charakteristischen hyperbolischen Verlauf stark abfällt. Dies konnte nach Öffnen der Proportionalkammern beim Abbau des SAPHIR-Detektors mit in diesem Bereich durch hohe Ratenbelastung abgedampften Kathodenfolien erklärt werden⁴. Das Verfahren zur Flussbestimmung kompensiert dies allerdings.

5.2 Skalierung des SAPHIR-Magnetfeldes

Das SAPHIR-Magnetfeld wurde vor Einbau der zentralen Driftkammer vermessen [Lütt84] und als Feldkarte abgespeichert. Abbildung 5.3 zeigt seine Vertikalkomponente in der Mittelebene.

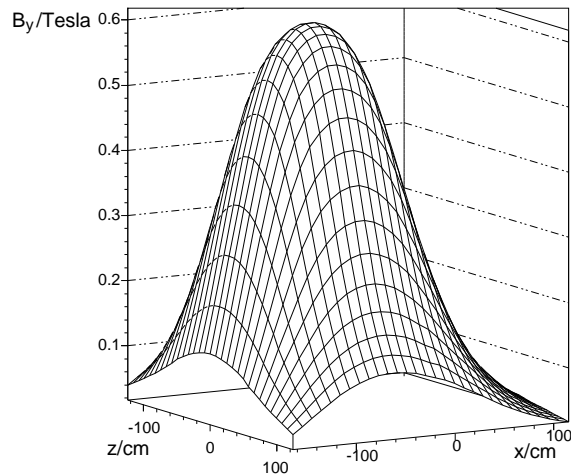


Abbildung 5.3: Vertikalkomponente des SAPHIR-Magnetfelds in der Mittelebene

Abweichungen der Feldkarte von dem während einer Messperiode wirklich vorliegenden Magnetfeld wirken sich direkt auf die Impulsbestimmung durch DATEVAS aus, da die Impulse umgekehrt proportional zur Spurkrümmung im Magnetfeld sind. Aus mehreren Gründen ist es sinnvoll, einen Skalierungsfaktor für das Magnetfeld zu bestimmen:

- Schon in früheren Auswertungen bei SAPHIR ergab sich eine Abweichung der Masse von bekannten Resonanzen (zum Beispiel ω oder η) von ihren Literaturwerten. Dies wurde dort durch eine nachträgliche Impulsskalierung um ungefähr 1% ausgeglichen.
- Aus technischen Gründen konnte der Magnetstrom nicht zuerst in den Sättigungsbereich und dann herunter auf den Sollstrom von 1400 A geregelt werden. Man befand sich also nicht auf einem definierten Ast der Hysterese-Kurve, was unterschiedliche Skalierungsfaktoren für unterschiedliche Messperioden erwarten lässt.

⁴Die „Kerbe“ im Fluss der April-Strahlzeit ist auf ein defektes Kabel zurückzuführen.

- Unstete Stellen in der Feldkarte erlauben auch Zweifel an ihrer absoluten Genauigkeit.
- Vor der Strahlzeit im November 1997 wurden im Bereich der Polschuhe zwei nicht temperaturstabilisierte Hallsonden zusammen mit Temperaturfühlern installiert. Eine Korrekturfunktion für den Hallstrom aufgrund der Temperatur wurde vorher experimentell an einem Permanentmagneten ermittelt. Die Messung weist für November 1997 neben kurzzeitigen Schwankungen im Promillebereich auch einen Sprung um ca. 3% auf. Für Februar 1998 zeigen sich bis zum vorzeitigen Ende der Messzeit (diese musste wegen des Ausfalls der unteren Spule abgebrochen werden) größere kurzzeitige Schwankungen (Abbildung 5.4). Die vergossene Spule wurde geöffnet und neben einem Windungschluss (dies ist vermutlich eine Erklärung für den 3%-Sprung in der November-Strahlzeit) auch ein Massenschluss festgestellt.

Zur Ermittlung des Skalierungsfaktors für das Magnetfeld werden für unterschiedliche Impulsskalierungen die Massen des ω und des η in der invarianten Masse des $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Systems mittels einer geeigneten Anpassungsfunktion gemessen und mit ihren Sollwerten verglichen (Abbildung 5.5). Die Dreipion-Masse wird dabei allein aus den Endzustandsteilchen berechnet, um eine vom Tagging-System unabhängige Magnetfeldeichung zu erlangen⁵. Man sieht, dass η - und ω -Masse leicht unterschiedliche Faktoren ergeben, der Fehler der η -Massenbestimmung aufgrund des kleineren Signals aber auch größer ist. Da in dieser Arbeit die ω -Produktion untersucht wird, lag es nahe, den aus dieser Masse berechneten Skalierungsfaktor für das Magnetfeld zu benutzen.

Es ergeben sich folgende Faktoren:

Strahlzeit	Faktor
Januar 1997	1.004
April 1997	0.980
November 1997 I ⁶	0.997
November 1997 II ⁶	0.967
Februar 1998	0.961

Man beachte, dass sich die beiden Skalierungsfaktoren im November ebenfalls um 3% unterscheiden, obwohl sie unabhängig von der Hallsondenmessung gewonnen wurden.

⁵Dazu sind allerdings die Annahmen nötig, dass es sich bei dem ungesehenen Teilchen tatsächlich um ein π^0 handelt und das Photon eine Divergenz von 0 aufweist.

⁶Die November-Strahlzeit wurde wegen des Sprungs im Magnetfeld aufgeteilt.

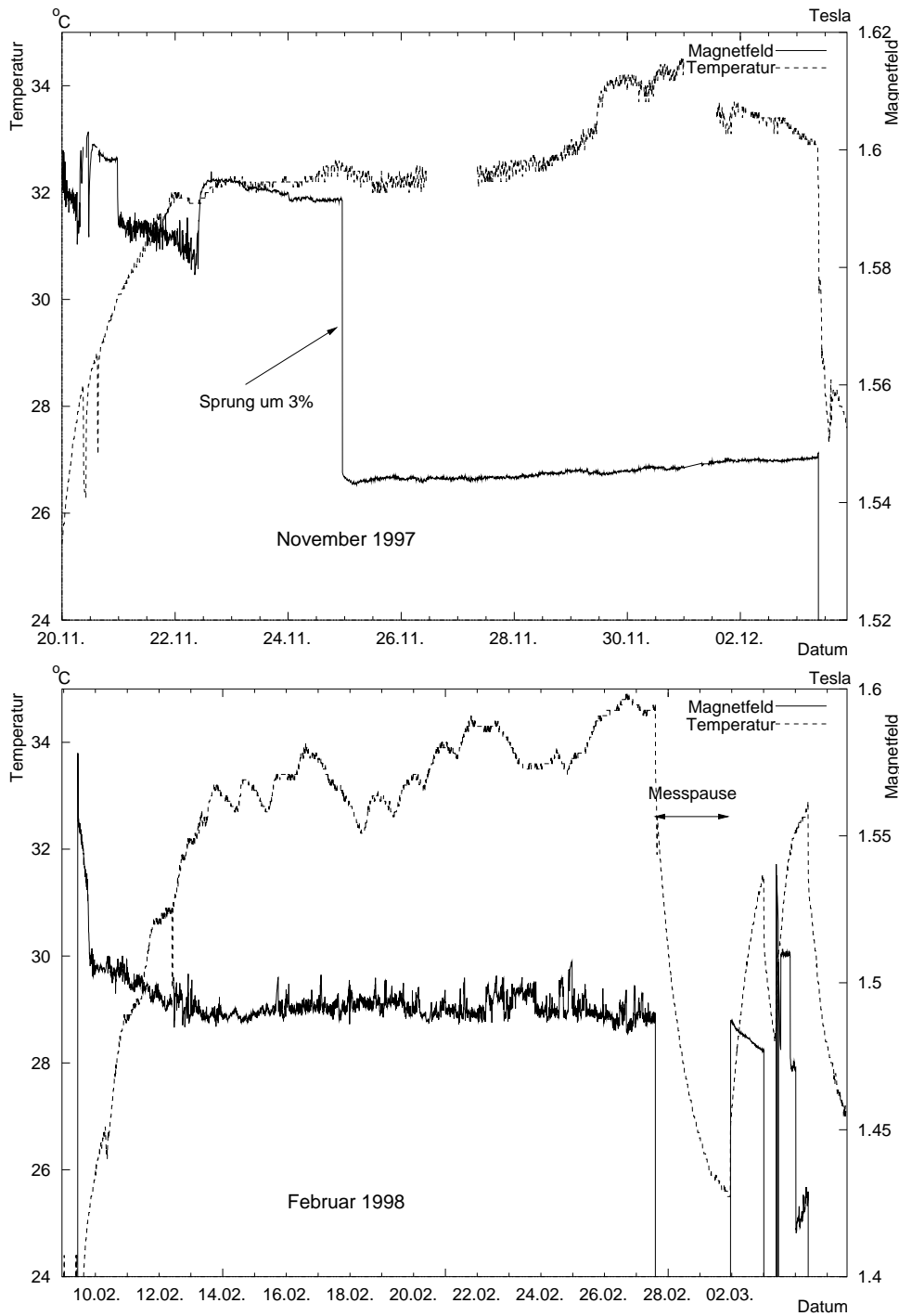


Abbildung 5.4: Verlauf des SAPHIR-Magnetfeldes am unteren Polschuh und der Hallsondentemperatur für die Strahlzeiten November 1997 und Februar 1998

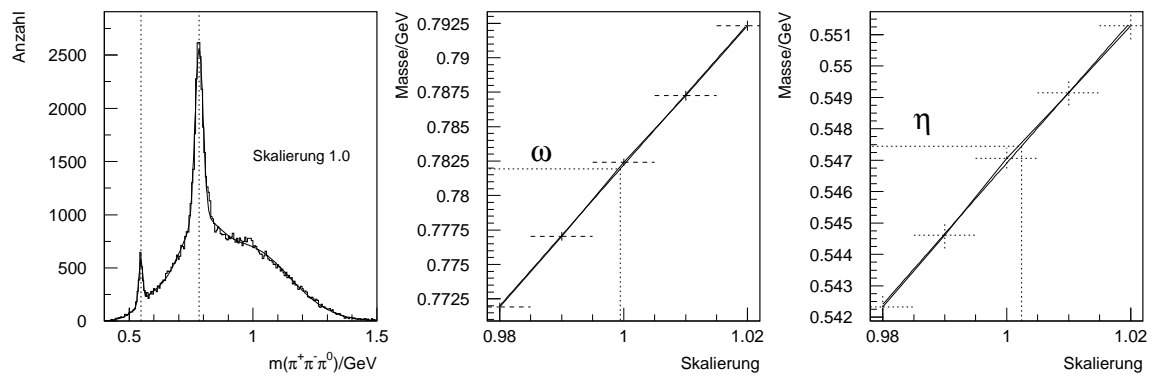


Abbildung 5.5: Bestimmung des Skalierungsfaktors für das Magnetfeld aus der Lage der η - und ω -Resonanzen (links) und η - bzw. ω -Masse für Skalierungsfaktoren zwischen 0.98 und 1.02; die gestrichelte Linie markiert die nominelle Masse (aus [PDG00]) und den daraus resultierenden Skalierungsfaktor. Im hier gezeigten Fall wurde das Verfahren bereits einmal angewendet und die Lage der ω -Masse zur Festlegung des Skalierungsfaktors verwendet. Eine zur Kontrolle erneute Anwendung des Verfahrens ergibt nun wie erwartet einen Faktor von fast genau 1.

5.3 Die Eichung der Flugzeitanlage

Wie bereits in Kapitel 3 beschrieben, ist das Driftkammersystem des SAPHIR-Detektors von drei großflächigen Szintillationszählerhodoskopen umgeben (siehe Abbildung 5.6).

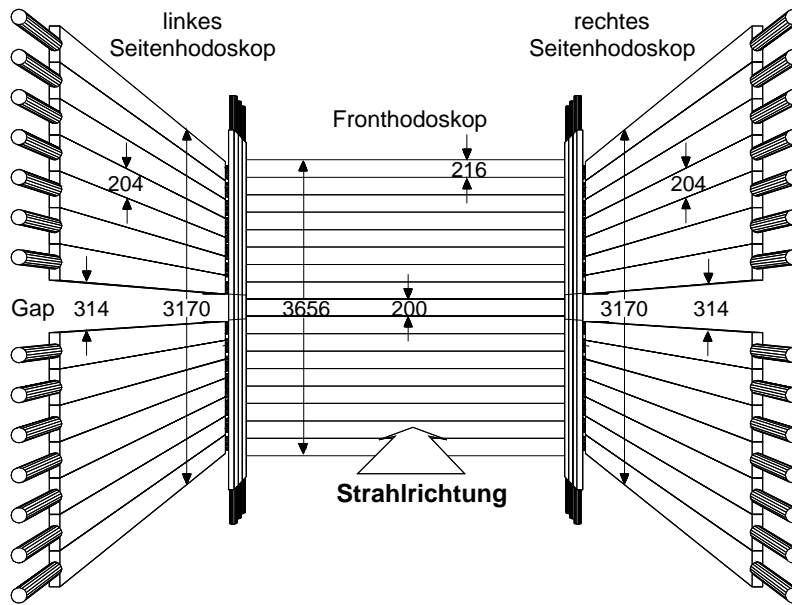


Abbildung 5.6: Die ToF-Anlage

Sie haben die Aufgabe, die Flugzeit der in den Driftkammern nachgewiesenen Reaktionsprodukte zu messen. Aus dieser Flugzeit t_{ToF} , dem aus der Spurkrümmung bekannten Impuls p und der Flugstrecke s des Teilchens kann dann nach der Formel

$$m = p \sqrt{\frac{ct_{\text{ToF}}}{s} - 1}$$

die Teilchenmasse m errechnet werden. Diese stellt bei der physikalischen Analyse ein wertvolles Kriterium dar, wenn eine Reaktionshypothese für ein Ereignis aufgestellt werden soll.

In Vorwärtsrichtung besteht die Flugzeitanlage aus 16 waagrecht montierten Zählern, welche eine Fläche von 11.75 m^2 abdecken. Seitlich befinden sich 14 ebenfalls waagrecht angebrachte Zähler mit einer Fläche von jeweils 7.71 m^2 . In der Mittelebene des Detektors befindet sich ein Spalt (das so genannte *Gap*), der der Unterdrückung nicht-hadronischer Ereignisse dient. Nicht-hadronische Ereignisse sind meist e^+e^- -Paare, deren Photonerzeugungs-Wirkungsquerschnitt um ungefähr 2 Größenordnungen höher ist als der hadronische. Aus kinematischen Gründen ist jedoch der Öffnungswinkel zwischen Positron und Elektron sehr klein, so dass deren Spuren durch das Magnetfeld aufgefächert in der Mittelebene verlaufen und daher wegen des Gaps nicht die für einen Trigger notwendigen beiden Ansprechere in der ToF-Anlage verursachen.

Zur Vermeidung von Akzeptanzverlusten in den vorderen Ecken sind hier jeweils drei senkrechte Zähler angebracht, in die im Bereich der Mittelebene ein Plexiglasstück eingeklebt wurde.

Der Aufbau eines ToF-Zählers ist in Abbildung 5.7 zu sehen. Er besteht aus NE 110, einem

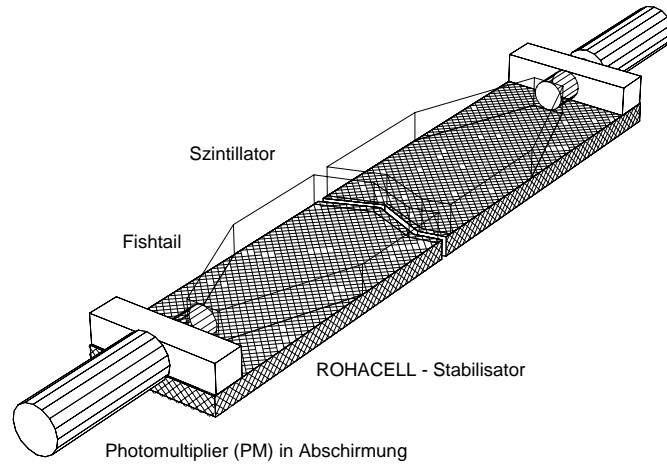


Abbildung 5.7: Aufbau eines Szintillationszählers

organischen Plastikmaterial mit zugesetztem Fluoreszenzstoff und ist zur mechanischen Stabilisierung auf eine 3 cm dicke Platte aus Rohacell aufgeklebt. Das Szintillationslicht wird von sich verjüngenden Plexiglaslichtleitern (so genannten *Fishtails*) auf beiden Seiten zu je einem Sekundärelektronenvervielfacher (*Photomultiplier*) geleitet. Dessen Signal wird zur Rauschunterdrückung in einer High-Low-Koinzidenz (siehe Kapitel 5.3.3) diskriminiert, seine Höhe mit Hilfe eines ADCs und seine Zeitlage (bezüglich eines Start-Signals aus dem Taggingssystem) mit Hilfe eines TDCs gemessen.

Aus den gemessenen Zeiten t_1 und t_2 lassen sich schon die Flugzeit t_{ToF} und der Teilchendurchtrittsort x_{ToF} berechnen:

$$t_{\text{ToF}} = \frac{1}{2}(t_1 + t_2) - \Delta_{\text{sum}} - \frac{\Delta x_{V_x}}{c} \quad \text{und}$$

$$x_{\text{ToF}} = \left[\frac{1}{2}(t_1 - t_2) - \Delta_{\text{diff}} \right] \cdot v_{\text{szint}}$$

Der Differenzoffset Δ_{diff} ergibt sich aus den Eigenschaften der Photomultiplier und TDCs sowie aus den Längen der Signalkabel, der Summenoffset Δ_{sum} berücksichtigt zusätzlich die Laufzeit des Lichts im Szintillator und einen Offset zwischen Tagging-System und ToF-Zähler. Die Offsets und die Signalausbreitungsgeschwindigkeit im Zähler v_{szint} müssen daher für jeden Zähler getrennt bestimmt werden. Bei Δx_{V_x} handelt es sich um die Ablage des Vertexortes von der Targetmitte, da die Flugzeit des Photons um diese Strecke korrigiert werden muss.

Grundlage zur Bestimmung der Offsets ist ein vom Rekonstruktionsprogramm DATEVAS (siehe Kapitel 4.1) erzeugtes N-Tupel, das für „gut rekonstruierte Spuren“ im Wesentlichen folgende Daten enthält:

- Die Koordinaten des aus den Driftkammerdaten extrapolierten Teilchendurchgangs in der ToF-Anlage
- Die Koordinaten des aus den ToF-TDCs bestimmten Teilchendurchgangs in der ToF-Anlage
- Die in der ToF-Anlage gemessene Flugzeit
- Die Flugstrecke des Teilchens
- TDC- und ADC-Werte des getroffenen ToF-Zählers
- der aus der Spurkrümmung bestimmte Teilchenimpuls
- Die Vertex-Koordinaten des betrachteten Ereignisses

Aus dieser Aufzählung ergibt sich, dass zur Erzeugung des N-Tupels bereits geeignete (Start-)Werte für Summen- und Differenz-Offsets vorhanden sein müssen. Dies ist aus vorhergehenden Messperioden und Auswertungen der Fall.

Nicht alle Spuren eines Ereignisses können von DATEVAS rekonstruiert werden, und nicht alle Spuren können einem Ansprecher in der ToF-Anlage zugeordnet werden. In das N-Tupel gelangen deshalb nur Spuren, die die folgenden Kriterien erfüllen:

- Im betrachteten Ereignis wurden mindestens zwei Spuren rekonstruiert.
- Der durch einen Anpassungsalgorithmus ermittelte Primärvertex liegt innerhalb des SAPHIR-Targets, und die Anpassung des Primärvertex ergab eine gute χ^2 -Probabilität.
- Der in die ToF-Anlage extrapolierte Verlauf der Spur ist innerhalb eines Suchfensters mit einem Ansprecher in der ToF-Anlage korreliert.⁷ Mit jedem Iterationsschritt und damit jeweils verbesserten Offsets können mehr Spuren einem Ansprecher zugeordnet werden.

5.3.1 Bestimmung der Differenzoffsets

Zur Bestimmung des Teilchendurchtrittsortes ist die Kenntnis des Differenzoffsets Δ_{diff} sowie die Geschwindigkeit der Signalausbreitung im Zähler v_{szint} notwendig. Anpassungsrechnungen zur Bestimmung von v_{szint} wurden in [Hoff93] durchgeführt, ihr Wert hängt

⁷Zur Zuordnung von Spuren in der Driftkammer zu ToF-Ansprechern siehe auch [Neue99].

von den Abmessungen und den Oberflächeneigenschaften der Zähler, aber nur schwach vom Ort des Teilchendurchgangs (siehe Simulationsrechnungen in [Wie196]) ab. Der verwendete Wert kann in Kontrollhistogrammen überprüft werden.

Zur Bestimmung eines neuen Differenzoffsets wird die Ablage einer Trefferortvorhersage zum in der ToF-Anlage gemessenen Teilchendurchtrittsort bestimmt. Der Mittelwert dieser Ablage über alle betrachteten Spuren wird zu dem alten Differenzoffset addiert. War die mittlere Ablage noch zu groß, wird das Verfahren iterativ wiederholt [Bock98]. Abbildung 5.8 zeigt die mittlere Ablage nach Abbruch der Iteration

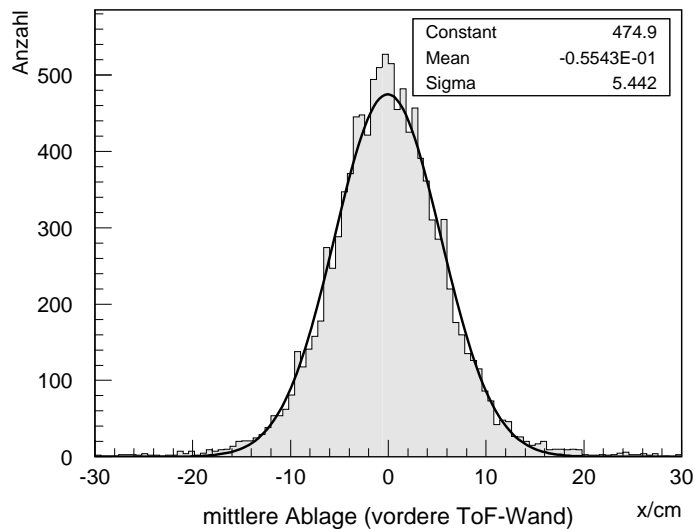


Abbildung 5.8: Mittlere Ablage nach erfolgreicher Bestimmung des Differenzoffsets. Die angepasste Gauß-Kurve zeigt, dass die mittlere Ablage mit Null verträglich ist.

5.3.2 Bestimmung der Summenoffsets

Der Summenoffset Δ_{sum} wird letztlich – über die Messung der Flugzeit – zur Bestimmung der Teilchenmasse benötigt. Das hier benutzte Sample aus gut rekonstruierbaren Spuren, die aus Rohdaten gewonnen werden, wird hauptsächlich Pionen und Protonen enthalten. Deren berechnete – mit Messfehlern behaftete – Teilchenmassen sollten also um die physikalischen Massen (Literaturwerte) verteilt sein. Zunächst definiert man eine oft verwendete Größe:

$$\beta = \frac{v}{c} = \sqrt{1 + \frac{m_0^2 c^2}{p^2}}^{-1}$$

Das β eines Teilchens ist seine Geschwindigkeit als Bruchteil der Vakuumlichtgeschwindigkeit, m_0^2 das Quadrat seiner Ruhemasse und p sein Impuls. Trägt man die Geschwindigkeit

β der Teilchen gegen ihren Impuls auf, so ergeben sich die in Abbildung 5.9 eingezeichneten Kurven. Mit Hilfe des Programmes PAW kann der Summenoffset dabei manuell verändert werden, bis das Streudiagramm eine symmetrische Verteilung der tatsächlich gemessenen Massen um die beiden Sollkurven zeigt.

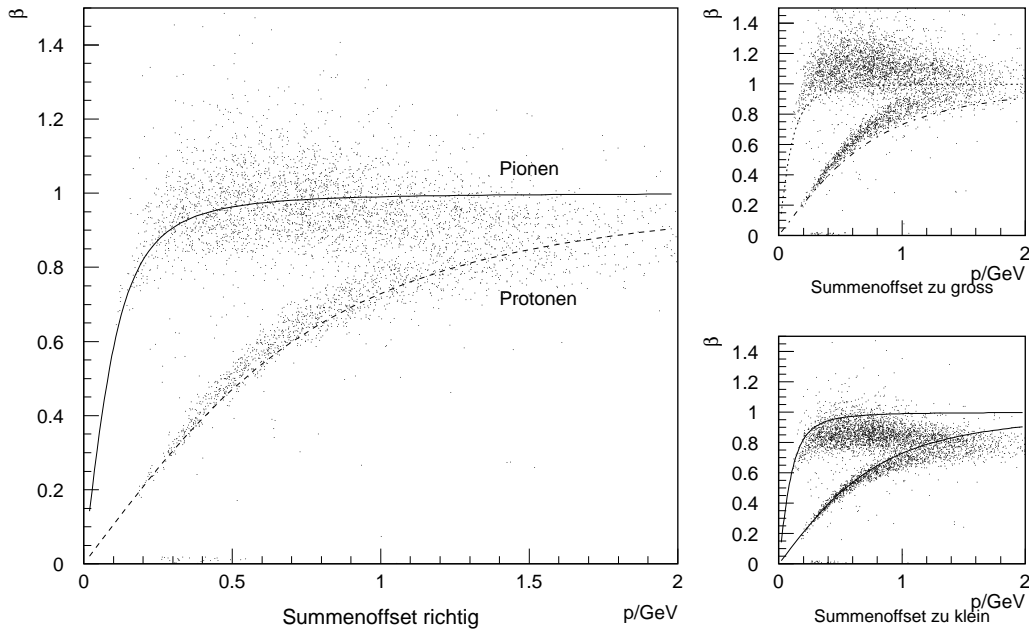


Abbildung 5.9: β eines Teilchens aufgetragen gegen seinen Impuls

Eine weitere (äquivalente) Möglichkeit besteht darin, das Quadrat der Teilchenmasse gegen den Teilchenimpuls aufzutragen (Abbildung 5.10). Dabei sollte sich ein waagerechtes Band ergeben, denn die Ruhemasse eines Teilchens hängt nicht von seinem Impuls ab.

Es zeigt sich jedoch, dass über den Summenoffset keine optimale Einstellung für Protonen und Pionen gleichzeitig gefunden werden kann. Eine Entscheidung, um welchen Teilchentyp es sich handelt, ist zwar möglich, jedoch wird, wie ein Massenhistogramm (Abbildung 5.11) zeigt, die Proton-Masse nicht richtig gemessen.

Dieses Problem wird im folgenden Abschnitt behandelt.

5.3.3 Time-Walk-Korrektur

Die Pulshöhe der von den Photomultipliern gelieferten Pulse variiert je nach deponierter Energie. Abbildung 5.12 illustriert, dass der wahre Beginn des Pulses t_0 aufgrund der nötigen Diskriminierung des Signals nicht gemessen werden kann. Stattdessen wird ein Zeitpunkt t_1 bzw. t_2 gemessen, bei der die Diskriminatorschwelle überschritten wird. Unterschiedliche Pulshöhen liefern jedoch fälschlicherweise unterschiedliche Zeitpunkte. Dieses unter dem Namen *time walk* bekannte Problem wird hier durch die Verwendung einer

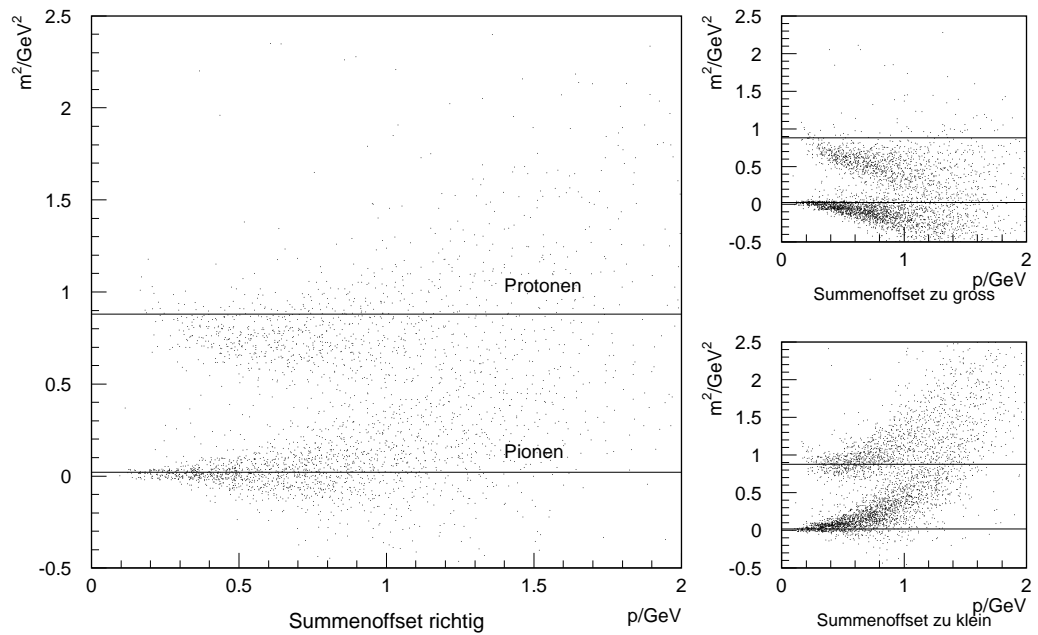


Abbildung 5.10: Masse eines Teilchens aufgetragen gegen seinen Impuls. Deutlich ist hier die Verschlechterung der Impulsauflösung bei hohen Impulsen zu beobachten.

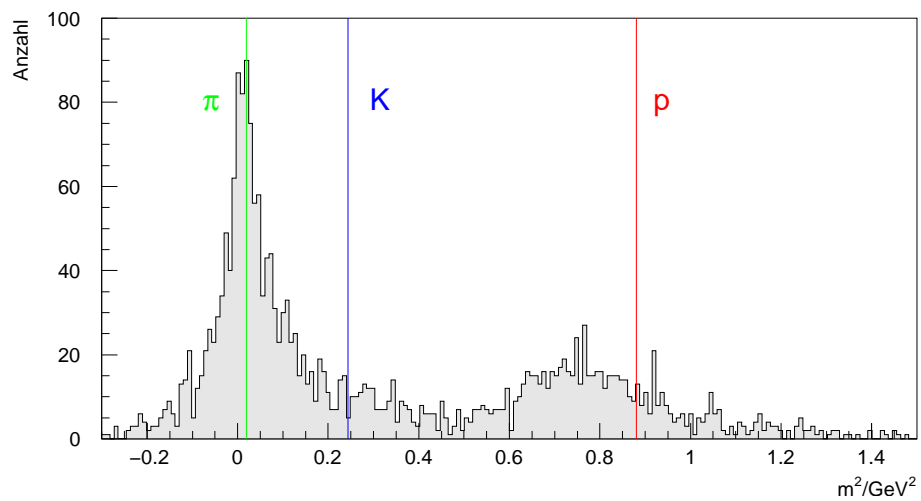


Abbildung 5.11: Quadrate der Teilchenmasse, gemessen mit der ToF-Anlage, aber noch ohne Time-Walk-Korrektur. Eingezeichnet sind die Soll-Lagen von Pionen, Kaonen und Protonen. Wegen des um zwei Größenordnungen höheren Pion-Produktionswirkungsquerschnittes sind Kaonen unterdrückt. Das Histogramm bezieht sich auf den vorderen ToF-Zähler unterhalb des Gaps, aus circa 1.1 Millionen Rohdaten-Triggern.

High-Low-Koinzidenz abgemildert. Dabei wird der Zeitpunkt durch Überschreiten einer niedrigen Low-Schwelle festgelegt (hier ist die Zeitdifferenz zwischen t_1 und t_2 noch relativ

klein), allerdings wird zur Rauschreduktion ebenfalls das Überschreiten der High-Schwelle verlangt.

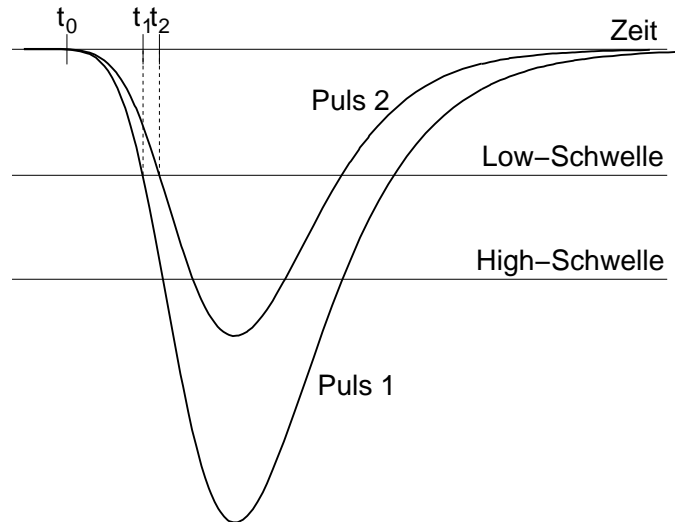


Abbildung 5.12: *Time Walk* in der High-Low-Koinzidenz

Um das Problem der falsch gemessenen Protonmasse zu lösen, wird der TDC-Wert entsprechend des *time walks* korrigiert. Als Maß für die Pulshöhe nimmt man die mittels ADC gemessene Ladung Q (die eigentlich proportional zur Fläche unter dem Puls ist). Geht man von einer parabelförmigen Anstiegsflanke aus⁸, lautet die Korrekturformel

$$t_{\text{korrigiert}} = t_{\text{gemessen}} - m \left(\frac{1}{\sqrt{Q}} - \frac{1}{\sqrt{Q_0}} \right).$$

In der Abbildung 5.13 ist zu sehen, dass Pionen meist einen niedrigen ADC-Inhalt verursachen und dort die meisten Einträge zu finden sind. Deshalb wählt man als Q_0 den Median der ADC-Verteilung, so dass zum einen sich im statistischen Mittel eine Korrektur von 0 ergibt und zum anderen die Pion-Masse kaum verschoben wird. Der Pulshöhenkorrekturfaktor m ist abhängig vom TDC und den gewählten Diskriminatoreinstellungen für High- und Low-Schwelle. Er wird empirisch gewonnen, indem gleichzeitig Pion- und Protonmasse im ToF-Massenspektrum gemäß den Literaturwerten eingestellt werden. Mit vorselektierten Ereignissen, die Kaonen enthalten, kann auch die Lage der Kaon-Masse überprüft werden. Beides ist in Abbildung 5.14 dargestellt.

5.3.4 Bestimmung der Effizienz

Da die ToF-Anlage Bestandteil der ersten Triggerstufe des SAPHIR-Detektors ist, ergibt sich aus ihrer Ansprechwahrscheinlichkeit ein wesentlicher Anteil an der Akzeptanz des

⁸Hier wären auch andere Funktionen denkbar, allerdings hat sich die Annahme eines quadratischen Anstiegs in der Praxis bewährt, siehe zum Beispiel [Lück85].

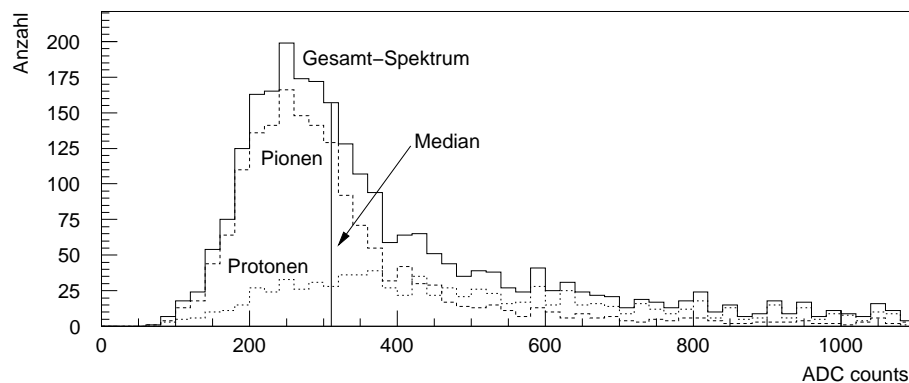


Abbildung 5.13: ADC-Spektrum der ToF-Zähler

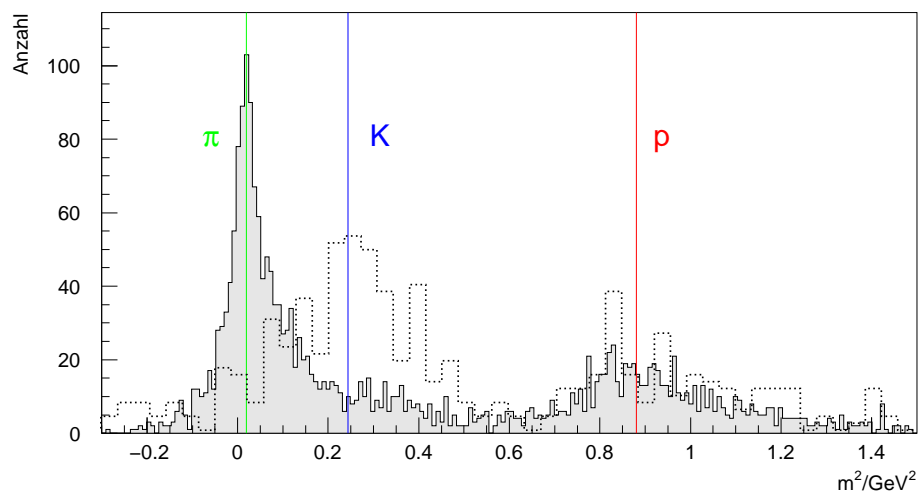


Abbildung 5.14: Quadrate der Teilchenmasse, gemessen mit der ToF-Anlage mit Korrektur des *time walks*. Überlagert ist ein Massenspektrum aus vorselektierten Daten der Reaktion $\gamma p \rightarrow pK^+K^-$ (punktierte Linie) zur Kontrolle der Kaon-Masse.

Detektors. Aufgrund des teilchenabhängigen Energieverlustes geladener Teilchen im Szintillatormaterial ist zu erwarten, dass die Ansprechwahrscheinlichkeit für Protonen und Pionen unterschiedlich sein wird⁹. Ebenso dürfte sie unterschiedlich für die verschiedenen Zähler der ToF-Anlage sein, sie könnte sogar vom Durchtrittsort entlang eines Zählers abhängen.

Die Bestimmung der Effizienz wird erst nach der vollständigen Ereignisrekonstruktion möglich, weil danach diejenigen Ereignisse ausgewählt werden können, bei denen eine Identifizierung der Teilchenart möglichst zweifelsfrei erfolgen konnte. Als Schnittkriterium kommt hier zum Einsatz, dass nur Dreispur-Ereignisse benutzt werden, deren

⁹Protonen sind ab einem Impuls von etwa 1 GeV an minimalionisierend, Pionen schon ab etwa 0.15 GeV. Ein Pion wird demzufolge weniger Licht im Szintillator erzeugen und die Effizienz für Pionen damit geringer sein.

χ^2 -Probabilität des kinematischen Fits größer ist als 1%. Ferner werden weitere Bedingungen an die Spurqualität gestellt, so zum Beispiel, dass die Spuren keine Hindernisse wie Targetstützen oder Driftkammerrahmen getroffen haben [Neue99]. Aufgrund dieser relativ harten Schnittkriterien ist zur Bestimmung der Effizienz die volle Statistik der jeweiligen Messperioden nötig. Auf eine wünschenswerte Untersuchung einer teilchengeschwindigkeits- und damit energieverlustabhängigen Ansprechwahrscheinlichkeit muss deshalb verzichtet werden, ebenso auf eine Bestimmung der Effizienz für Kaonen.

Die Überprüfung des Verfahrens mit simulierten Daten ergab, dass die so bestimmten Effizienzen innerhalb der Messfehler mit denen übereinstimmen, die für die Simulation verwendet wurden.

Die in Abbildung 5.15 dargestellten Histogramme werden als Datenkarte in das Simulationsprogramm SAPHIR GEANT eingelesen, damit dort Ansprecher in der ToF-Anlage gemäß ihrer Ansprechwahrscheinlichkeit erzeugt werden können. Bedingt durch das Verfahren zu ihrer Bestimmung existieren Bereiche, für die keine Effizienz-Information vorliegt. Die Gründe dafür sind kinematischer Art (so finden sich in der linken ToF-Wand so gut wie keine Protonen), manche Teile der ToF-Wand werden aber auch durch Driftkammerrahmen u. ä. abgeschattet. Deren Effizienz wird dann aus stärker bevölkerten Histogramm-Bins extra- oder interpoliert (vorzugsweise aus dem gleichen Zähler). Soll von einer Pion-Effizienz auf eine Proton-Effizienz geschlossen werden, wird mit einem empirisch gewonnenen Faktor von 1.2 skaliert. Für Kaonen, Myonen, Elektronen und Positronen wird die Pion-Effizienz verwendet.

Beim Vergleich der unterschiedlichen Messperioden fällt auf, dass die Ansprechwahrscheinlichkeit im Januar 1997 durchweg schlechter war als in den nachfolgenden Strahlzeiten. Dies liegt daran, dass die schlechte Effizienz nach einer ersten Auswertung dieser Strahlzeit aufgefallen war und daraufhin die Hochspannungen der Photomultiplier neu eingestellt wurden.

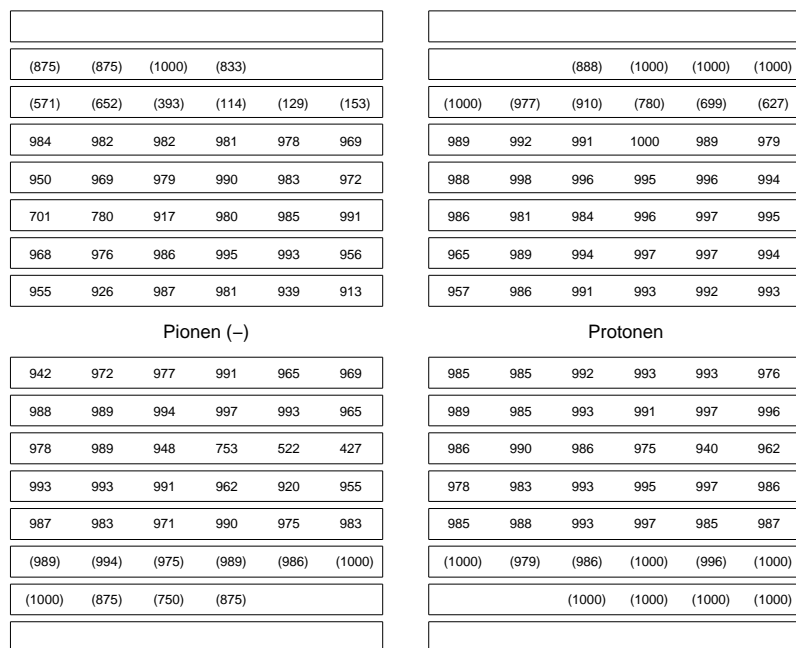


Abbildung 5.15: Zwei exemplarisch ausgewählte Histogramme zur ToF-Effizienz (in Promille), hier für die vordere Wand, für Pionen und Protonen. Eingeklammerte ToF-Effizienzen sind wegen mangelhafter Statistik als zweifelhaft anzusehen.

6 Bestimmung inklusiver Wirkungsquerschnitte

6.1 Ereignisrekonstruktion

In der Zeit von Januar 1997 bis Februar 1998 gab es insgesamt vier Strahlzeiten mit dem SAPHIR-Detektor. Die letzte Strahlzeit musste vorzeitig abgebrochen werden. Der Ausfall der unteren Spule führte schließlich zur Demontage des gesamten Detektors.

Strahlzeit	Zeitraum	ELSA-Energie	Anzahl Trigger
Januar 1997	06.01.-20.01.	2.8 GeV	29 350 000
April 1997	15.04.-25.04.	2.8 GeV	33 745 000
	25.04.-28.04.	1.6 GeV	13 821 000
November 1997	20.11.-03.12.	2.6 GeV	47 028 000
Februar 1998	10.02.-04.03.	2.8 GeV	56 599 000

Im Rahmen dieser Doktorarbeit konnten die Strahlzeiten Januar 1997, November 1997 und Februar 1998 verwendet werden. Die Strahlzeit im April 1997 wies Unstimmigkeiten in der absoluten Normierung auf, die nicht mehr rechtzeitig aufgeklärt werden konnten. Ihre Daten gelangten deshalb nicht in die vorliegende Arbeit.

Von den knapp 133 Millionen Triggern ist nur ein Bruchteil für die Physik-Analyse brauchbar. Anhand der von den Analyseprogrammen ausgegebenen Statistiken kann man verfolgen, nach welchen Bearbeitungsschritten wie viele Trigger herausfallen. Dies soll einmal am Beispiel der Strahlzeit Februar 1998 aufgeschlüsselt werden (Abbildung 6.1).

- 8% der Trigger sind Scaler-Events (Kapitel 5.1).
- Aus 22% der Trigger konnte kein sinnvoller Tag-Kanal gewonnen werden (Kapitel 5.1).
- 17% der Trigger liefern keine Driftkammer-Informationen. Meist bedeutet dies, dass es in der zentralen Driftkammer keine Ansprechere gab, so dass keine Spuren rekonstruierbar sind. Ab und an kann es aber auch passieren, dass fast alle Drähte einen Ansprechere zeigen (meist durch Elektronikprobleme).
- Bei 21% der Ereignisse kann die Spurerkennung keine oder nur eine Spur ausmachen. Auch diese Events sind unbrauchbar.
- In 3% der Fälle konnten zwar Spuren rekonstruiert werden, ihr gemeinsamer Vertex liegt aber soweit außerhalb des Targets, dass auch diese Events unbrauchbar sind.

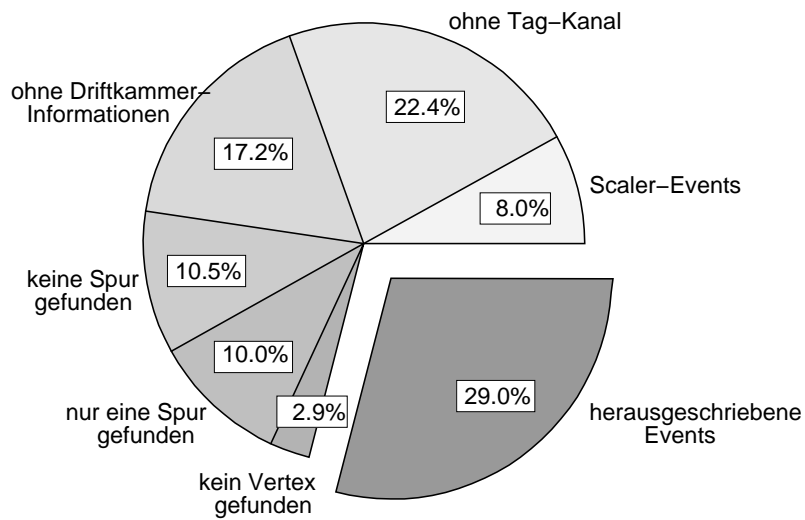


Abbildung 6.1: Anteile der Trigger, die in den verschiedenen Bearbeitungsschritten von DATEVAS herausfallen.

- 29% der Trigger werden als potenzielle hadronische Events mit Vertex im Bereich des Targets herausgeschrieben für die weitere Bearbeitung mit ANALYZE.

DATEVAS liefert neben herausgeschriebenen rekonstruierten Events auch über alle Events summierte Kontrollhistogramme. Ein Beispiel ist die Verteilung der Vertex-Koordinaten, die in [Abbildung 6.2](#) zu sehen ist.

[Abbildung 6.3](#) zeigt ein rekonstruiertes Event im SAPHIR-Detektor, dargestellt mit dem Programm EVENTDISPLAY.

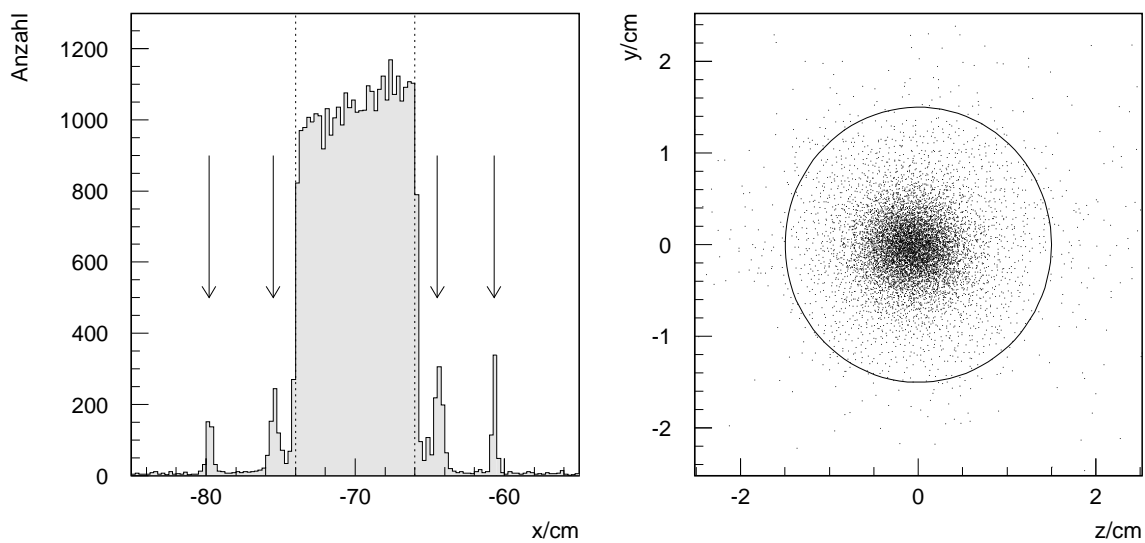


Abbildung 6.2: Diese beiden Histogramme, in denen die Verteilung der Koordinaten der Target-Primärvertices für Dreispur-Ereignisse aufgetragen sind, beruhen auf einem Rohdatensample mit ca. 1 Mio. Triggern. In der Verteilung entlang der Strahlachse (links) zeigen sich an den mit Pfeilen markierten Peaks Begrenzungsfolien aus Kapton, das Targetvolumen mit flüssigem Wasserstoff befand sich zwischen den gestrichelten Linien. Das rechte Bild zeigt die Vertex-Verteilung in der dazu senkrechten y - z -Ebene. Der eingezeichnete Kreis markiert den Targetzylinder.

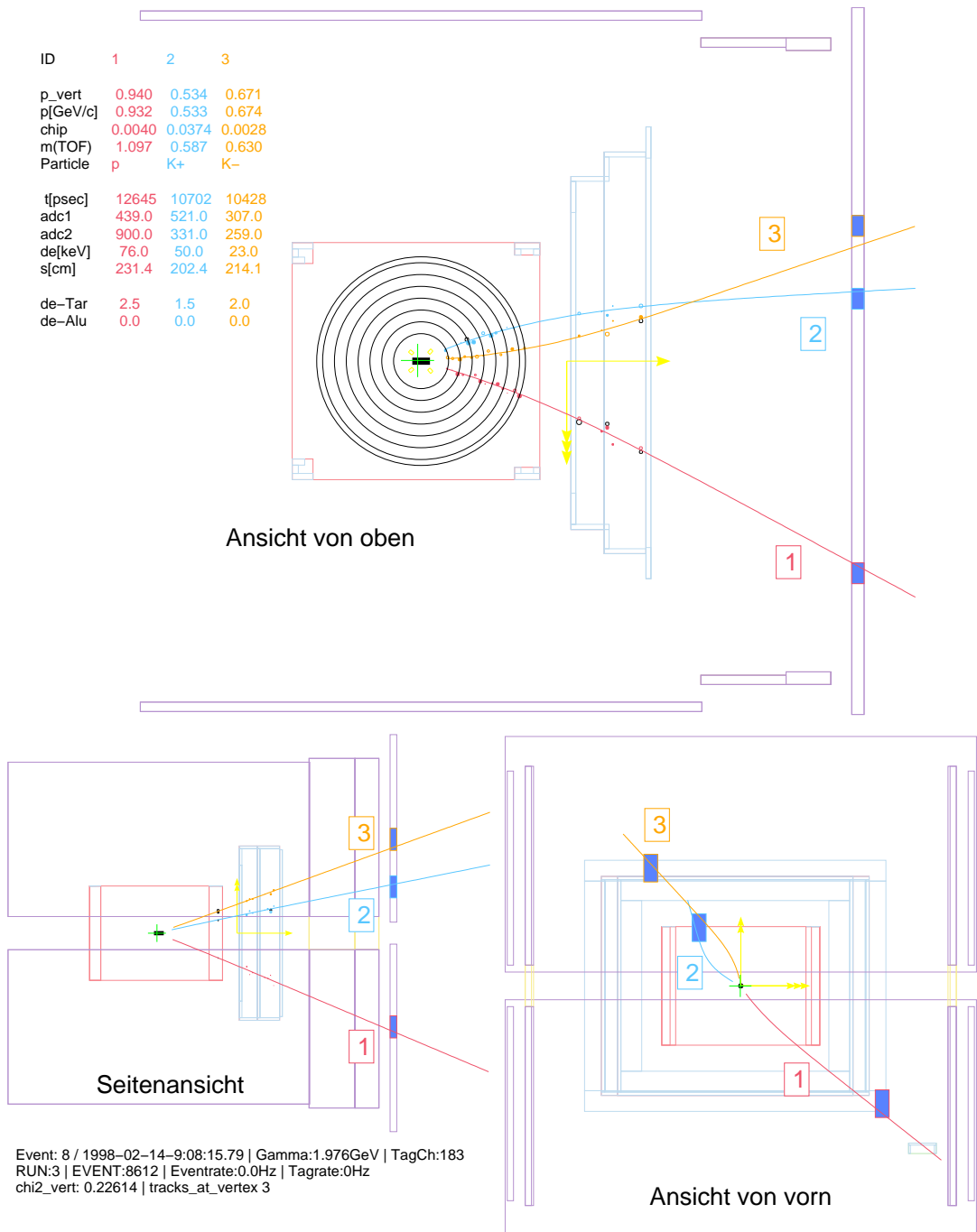


Abbildung 6.3: Vollständig rekonstruiertes Dreispur-Ereignis im SAPHIR-Detektor, aus verschiedenen Blickwinkeln betrachtet. Es konnten alle Spurstücke in der FDC an CDC-Spuren angebunden werden, ebenso konnten alle 3 ToF-Ansprecher zugeordnet werden. Es handelt sich offenbar um ein Ereignis der Art $\gamma p \rightarrow pK^+K^-$.

6.2 Ereignisselektion

Die von DATEVAS rekonstruierte Kinematik wird nun mehreren kinematischen Fits unterzogen, um die Qualität der Impulse zu verbessern und deren Verträglichkeit mit den folgenden Reaktionshypothesen zu prüfen und zu quantifizieren¹:

- $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$, $\gamma p \rightarrow pK^+K^-$
- $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$, $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\eta$
- $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^+\pi^-$, $\gamma p \rightarrow nK^+\pi^+\pi^-$
- $\gamma p \rightarrow K^+\pi^-$, $\gamma p \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$
- $\gamma p \rightarrow e^+e^-$

Im Rahmen dieser Arbeit werden die ersten drei weiter ausgewertet.

Zur Beurteilung des kinematischen Fits werden so genannte Pull-Diagramme herangezogen. Man definiert:

$$\text{pull}(\xi) = \frac{\xi_{\text{kin.Fit}} - \xi_{\text{gemessen}}}{\sigma_\xi}$$

Die Pull-Diagramme zeigen für jede verwendete Koordinate ξ , ob der verwendete Fehler σ_ξ korrekt ist und ob eine systematische Abweichung der gemessenen von den wahren Größen vorliegt. Bei richtiger Einstellung der Parameter ergibt sich eine normierte Gauß-Kurve um den Mittelwert 0. Korreliert dazu ergibt sich dann im Idealfall eine flache Verteilung der χ^2 -Probabilität. Die Abbildung 6.4 zeigt einige Pull-Verteilungen am Beispiel der Strahlzeit Februar 1998. Wegen des im Vorfeld justierten Magnetfeldes war keine Impulskalierung nötig, jedoch zeigte sich, dass die im DATEVAS eingestellten Fehlergrenzen um etwa einen Faktor 2 erhöht werden mussten.

Besonders deutlich wird die Verbesserung der Impulse durch den kinematischen Fit in den Spektren der invarianten Masse² des $\pi^+\pi^-\pi^0$ - und des K^+K^- -Subsystems vor und nach dem Fit (Abbildungen 6.5 und 6.6).

¹Es sind lediglich die für Dreispurereignisse getesteten Hypothesen aufgeführt.

²Die **invariante Masse** eines Mehrteilchensystems ist definiert als

$$m_{\text{inv}} = \sqrt{(\mathbf{p}_1 + \dots + \mathbf{p}_n)^2}$$

wobei $\mathbf{p}_i = (E_i, \vec{p}_i)$ die Viererimpulse der beteiligten Teilchen darstellen und demzufolge beim Quadrieren die Minkowski-Metrik benutzt wird:

$$m_{\text{inv}} = \sqrt{(E_1 + \dots + E_n)^2 - (\vec{p}_1 + \dots + \vec{p}_n)^2}$$

Invariant ist diese Größe unter Lorentztransformationen.

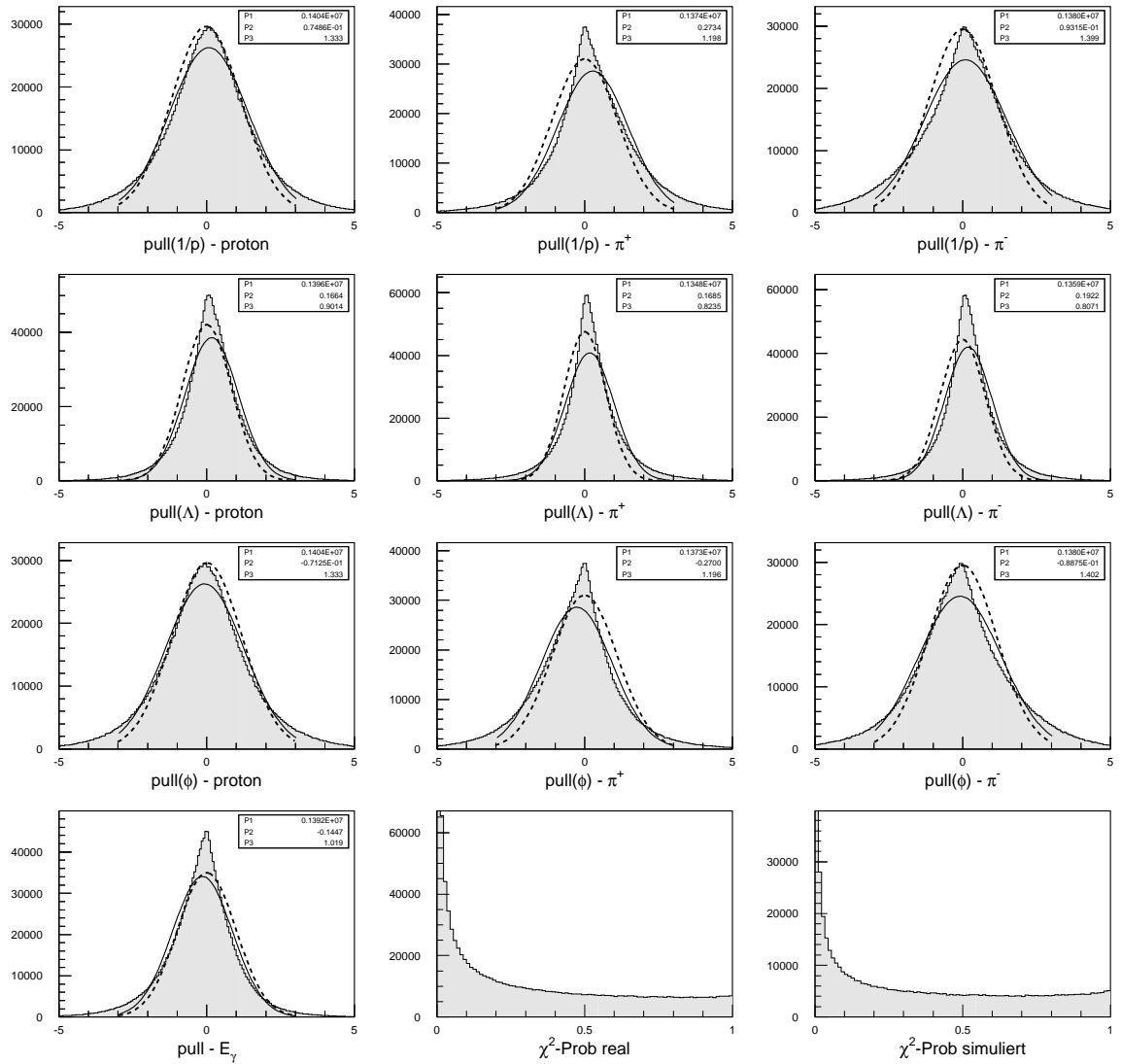


Abbildung 6.4: Pull- und χ^2 -Probabilitätsverteilung für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$, hier am Beispiel der Strahlzeit Februar 1998. Eingezeichnet ist ein Gaußkurven-Fit an die realen Daten (durchgezogene Linie), zusätzlich ein Fit an entsprechend flächennormierte Pull-Diagramme simulierter Daten (gestrichelte Linie). Man erkennt die relativ gute Übereinstimmung zwischen realen und simulierten Daten. Die Breite des Pulls für den Elevationswinkel Λ ist noch nicht zufrieden stellend.

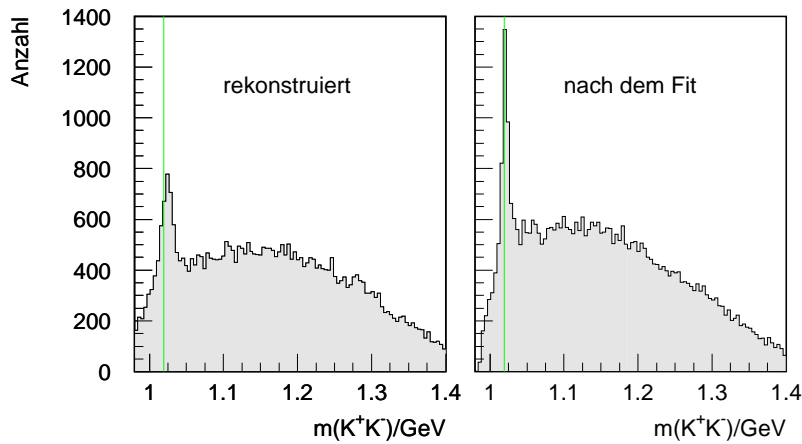


Abbildung 6.5: Die Verteilung der invarianten Masse des K^+K^- -Subsystems vor und nach dem kinematischen Fit. Durch den Fit wird die Möglichkeit zur Signalabtrennung offensichtlich verbessert. Die senkrechte Linie zeigt die nominelle Lage der Φ -Resonanz.

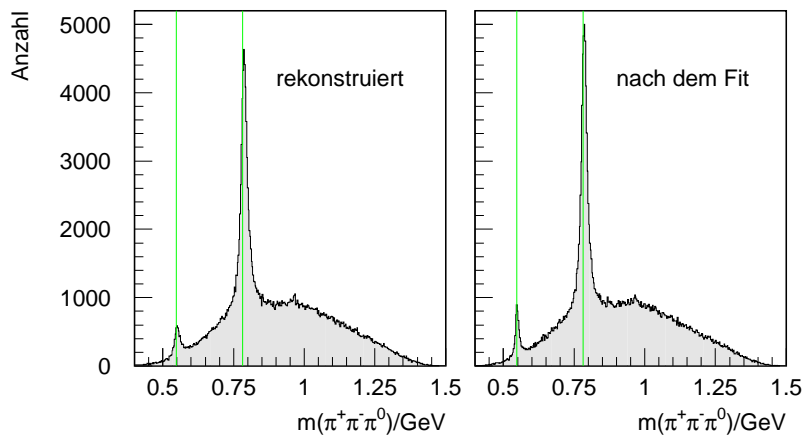


Abbildung 6.6: Die Verteilung der invarianten Masse des $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Subsystems vor und nach dem kinematischen Fit. Die senkrechten Linien zeigen die nominellen Lagen der η - und der ω -Resonanz.

Um die Qualität der Trennung zweier Reaktionen über den kinematischen Fit zu beurteilen, bieten sich Crosstalk-Histogramme an. In diesen werden die χ^2 -Probabilitäten der beiden Reaktionen gegeneinander aufgetragen (Beispiele folgen in den nächsten Abschnitten in den Abbildungen 6.7 und 6.11). Die Mehrzahl der Ereignisse, die für eine Reaktionshypothese eine gute Probabilität zugeordnet bekommen, erhalten für die alternative Hypothese eine Probabilität nahe 0 und umgekehrt, so dass eine eindeutige Entscheidung ermöglicht wird.

6.3 Extraktion von Wirkungsquerschnitten

Der **totale Wirkungsquerschnitt** ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, mit der eine Reaktion des betrachteten Typs stattfindet und hat die Einheit einer Fläche. Aus praktischen Gründen wird die Einheit $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ benutzt.

Üblicherweise gibt man den totalen Wirkungsquerschnitt als Funktion der Photonenergie an, wobei man die Photonenergie in endlich breite Intervalle (*Bins*) aufteilt. Man spricht hier auch von der **Anregungsfunktion** für die betrachtete Reaktion.

Der Wirkungsquerschnitt σ_{tot} in einem Bin errechnet sich aus:

$$\sigma_{\text{tot}}(E) = \frac{N(E)}{L(E)} \quad \text{mit} \quad L(E) = \hat{\rho}_T \cdot F_\gamma(E) = \frac{\rho_T \cdot N_A \cdot l}{m_T} \cdot F_\gamma(E)$$

E :	betrachtetes Energiebin
$N(E)$:	Anzahl der Ereignisse im Energiebin
$L(E)$:	über die Messperiode aufintegrierte Luminosität im Energiebin
$F_\gamma(E)$:	Zahl der Photonen, die das Target getroffen haben (<i>Photonfluss</i>)
$\hat{\rho}_T$:	Targetflächendichte (Zahl der Targetteilchen pro Fläche)
ρ_T :	Dichte des Targetmaterials
N_A :	Avogadro-Konstante
m_T :	Masse eines Mols von Targetteilchen
l :	Länge des Targets

An dieser Stelle seien drei mögliche systematische Fehlerquellen, die sich für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte durch die Messanordnung ergeben, quantifiziert:

- Die Dichte ρ_T des Targetmaterials, hier des flüssigen Wasserstoffs, beträgt $0.0708 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ [PDG00]. Problematisch kann hier Blasenbildung im Target sein, wodurch die Dichte effektiv geringer würde. Eine Abschätzung dieses Fehlers bei SAPHIR ist schwierig, jedoch wird er aufgrund der Erfahrungen an früheren Bonner Experimenten in [Wißk99] mit ungefähr 1 % angegeben.
- Die vom Photonenstrahl durchquerte Targetlänge l ist nur dann gleich der geometrischen Targetlänge $l = 8 \text{ cm}$, wenn Zylinderachse und Photonflugrichtung parallel laufen. Die Divergenz des kollimierten Photon-Strahls kann aus geometrischen Gründen höchstens 0.8 mrad betragen, so dass dieser Fehler weit unterhalb des Promillebereichs anzusiedeln ist.
- Der statistische Fehler des Photonflusses $F_\gamma(E)$ ist wegen der sehr großen Anzahl an Photonen sicher vernachlässigbar.

Zur Ermittlung der Größe $N(E)$ bestimmt man die Zahl der nachgewiesenen Ereignisse in den realen Daten und korrigiert sie auf die wahre Zahl gemäß der Akzeptanz des Detektors. Dabei ist zu beachten, dass die Akzeptanz im Allgemeinen abhängig von weiteren

Variablen, zum Beispiel von einem Produktionswinkel θ ist. Da man nicht davon ausgehen kann, dass die realen Daten gleichverteilt in θ sind, muss für ein Energiebin E ein mit der Anzahl der realen Daten gewichtetes Akzeptanzmittel bestimmt werden. Dabei gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten:

- Bei der Simulation des Detektors generiert man die Ereignisse so, dass die Verteilung weitgehend realen Daten entspricht. Dann liefert der Quotient aus der Anzahl der rekonstruierten Daten zur Anzahl der simulierten automatisch das gewünschte Akzeptanzmittel. Nachteil dieses Verfahrens ist, dass die Verteilung der realen Daten in allen erdenklichen Variablen a priori nicht bekannt ist, sondern gerade gemessen werden soll.
- Man simuliert gleichverteilt, unterteilt die Variable θ jedoch in weitere Bins. Dann berechnet man die Akzeptanzen differentiell, akzeptanzkorrigiert die Anzahl der realen Daten für jedes θ -Bin separat und summiert über alle θ -Bins auf. Nachteil dieses Verfahrens ist, dass die Statistik sowohl der realen als auch der simulierten Daten dafür ausreichend sein muss.

In der Photoproduktion ergeben Energie- und Impulserhaltung bei festgelegtem Anfangszustand für eine Reaktion mit n erzeugten Teilchen genau $3n - 4$ freie Variablen. Für die zunächst betrachteten Wirkungsquerschnitte der Zweipion- bzw. Dreipion-Photoproduktion konnte – ermöglicht durch die hohe Ereigniszahl – die Akzeptanz fünffach differentiell in den folgenden Variablen bestimmt werden:

E_γ	Photon-Energie
p_p	Impulsbetrag des Protons
p_{π^-}	Impulsbetrag des negativen Pions
θ_p	Produktionswinkel des Protons im CMS ³
θ_{π^-}	Produktionswinkel des negativen Pions im CMS ³

Da mit fünf Variablen zumindest die Zweipion-Produktion ($n = 3$) vollständig beschrieben ist, dürften Unterschiede zwischen den Verteilungen realer und simulierter Daten keinen Einfluss haben, solange jedes kinematisch erlaubte Bin durch die Simulation gefüllt wird. Tests haben sogar nur leichte Unterschiede zu einfach differentiell bestimmten Wirkungsquerschnitten ergeben⁴. Auch sind beide Wirkungsquerschnitte wenig sensitiv auf die Breite der Pulls (Abbildung 6.4), so dass der nicht gut bekannte Fehler für den Elevationswinkel Λ nicht relevant sein sollte.

6.3.1 $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ eignet sich sehr gut als Test für die Akzeptanzrechnung. Die Selektion der Ereignisse gelingt aufgrund des 4C-Fits⁵

³CMS: Center of Mass System, Schwerpunktsystem

⁴Die geringe Ereigniszahl gestattete für die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes der Reaktion $\gamma p \rightarrow pK^+K^-$ nur ein einfach differentielles Verfahren.

⁵Auf Ereignisse, bei denen ein Teilchen nicht rekonstruiert wurde, kann verzichtet werden.

nahezu untergrundfrei. Mögliche Konkurrenzkanäle mit Wirkungsquerschnitten ähnlicher Größenordnungen sind Endzustände mit neutralem Teilchen ($p\pi^+\pi^-\pi^0$ und $n\pi^+\pi^+\pi^-$), die sich über einen Vergleich der χ^2 -Probabilität gut abtrennen lassen, wie Abbildung 6.7 am Beispiel des $p\pi^+\pi^-\pi^0$ -Endzustandes zeigt. Zudem wurde der inklusive Zweipion-

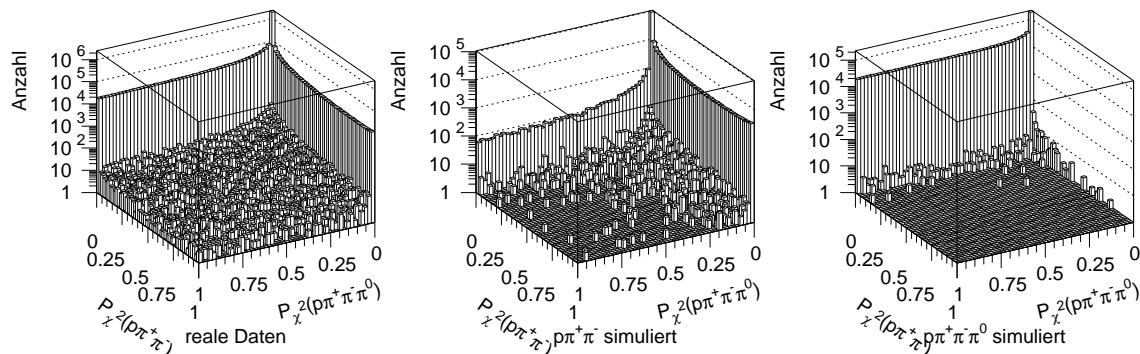


Abbildung 6.7: Crosstalk-Histogramme zur Abtrennung des $p\pi^+\pi^-\pi^0$ - vom $p\pi^+\pi^-$ -Endzustand. Während links die Probabilitäten realer Daten aufgetragen sind, sind daneben die von simulierten $p\pi^+\pi^-\pi^0$ - bzw. $p\pi^+\pi^-$ -Endzuständen zu sehen. Die Anzahl der falsch zugeordneten Ereignisse ist vernachlässigbar klein (man beachte die logarithmische Skala).

produktions-Wirkungsquerschnitt im Energiebereich von SAPHIR bereits von mehreren früheren Experimenten gut vermessen, vornehmlich von Blaskammerexperimenten, deren Akzeptanzrechnung als unproblematisch gilt. Ein weiterer Vorteil ist die hohe Ereigniszahl, so dass die systematische Unsicherheit nicht durch den statistischen Fehler überdeckt wird.

Da verschiedene Reaktionskanäle zum Endzustand $p\pi^+\pi^-$ führen, wurden neben 500 000 im Phasenraum gleichverteilten $p\pi^+\pi^-$ -Ereignissen jeweils 1 Mio. Ereignisse mit $p\rho^0$ - und $\Delta^{++}\pi^-$ -Produktion simuliert.

Das Ergebnis ist in Abbildung 6.8 zu sehen. Die Vergleichsdaten stammen von folgenden Experimenten [Land88]:

Experiment	Detektor	Photonenergie
ABBHHM [ABBH68][ABBH69]	Blaskammer (DESY)	1.4-5.8 GeV
AHHM [AHHM75]	Streamer-Kammer (DESY)	1.6-6.3 GeV
Ballam et al. [Ball72] [Ball73]	Blaskammer (SLAC)	2.8, 4.7 GeV
Davier et al. [Davi68]	Streamer-Kammer (SLAC)	1 - 16 GeV
Eisenberg et al. [Eise72]	Blaskammer (SLAC)	2 - 8 GeV
Hauser [Haus67]	Spektrometrie in diskreten Winkeln (Caltech)	0.9-1.3 GeV
Daphne [Daph91]	Großraumwinkeldetektor (MAMI)	bis 850 MeV

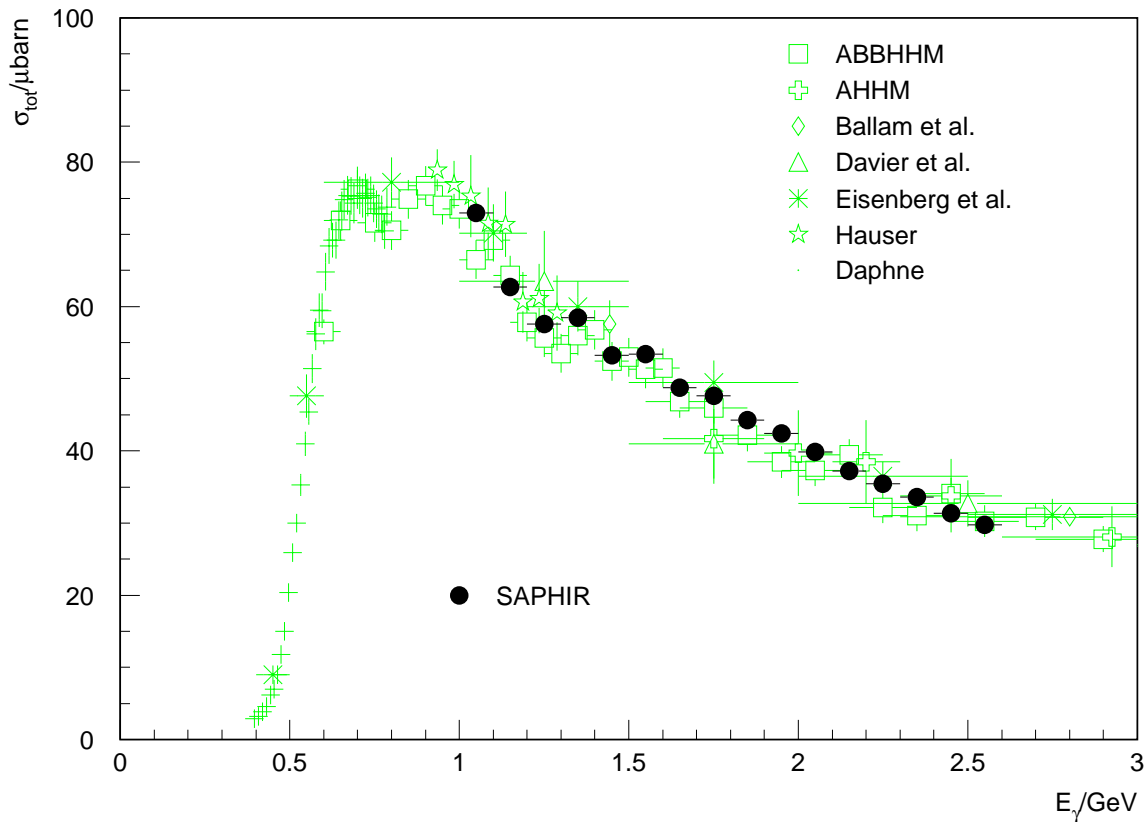


Abbildung 6.8: Totaler Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ im Vergleich zu früheren Experimenten.

6.3.2 $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$

Die Selektion dieses Endzustandes ist erheblich schwieriger, da das neutrale π^0 im Detektor nicht nachgewiesen werden kann und demzufolge nur ein (weniger aussagekräftiger) 1C-Fit durchgeführt werden kann. Eine alleinige Abtrennung durch Vergleich der χ^2 -Probabilitäten erwies sich als unzureichend. Es wurde deswegen zusätzlich ein absoluter Schnitt in der χ^2 -Probabilität ($P_{\chi^2}(p\pi^+\pi^-\pi^0) > 0.001$) eingeführt, der die Zahl der Ereignisse mit zum Beispiel 2 neutralen Pionen im Endzustand reduziert. Zudem wurde für das über den kinematischen Fit identifizierte Proton eine Massenvorhersage der ToF-Anlage im Bereich der Protonenmasse verlangt ($0.7 \text{ GeV} < m_{\text{ToF}}(p) < 1.2 \text{ GeV}$), wodurch fehlinterpretierte $n\pi^+\pi^+\pi^-$ -Ereignisse eliminiert werden, wie Abbildung 6.9 verdeutlicht.

Das Ergebnis ist in Abbildung 6.10 zu sehen. Eine Unsicherheit in der absoluten Höhe des Wirkungsquerschnittes im Bereich von einigen Prozent ergibt sich aus der Wahl des Schnittes in der χ^2 -Probabilität.

Für die Untersuchung der ω -Produktion wurden der harte Schnitt auf die Probabilität und auf die ToF-Massenvorhersage des Protons allerdings etwas aufgeweicht bzw. fallen

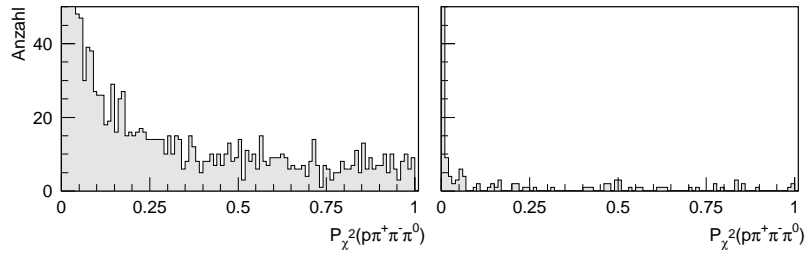


Abbildung 6.9: Der (simulierte) Endzustand $n\pi^+\pi^+\pi^-$ kann gute Probabilitäten für den Endzustand $p\pi^+\pi^-\pi^0$ erhalten (links). Ein Schnitt auf eine ToF-Massenvorhersage für das Proton eliminiert diese fehlinterpretierten Ereignisse weitgehend (rechts).

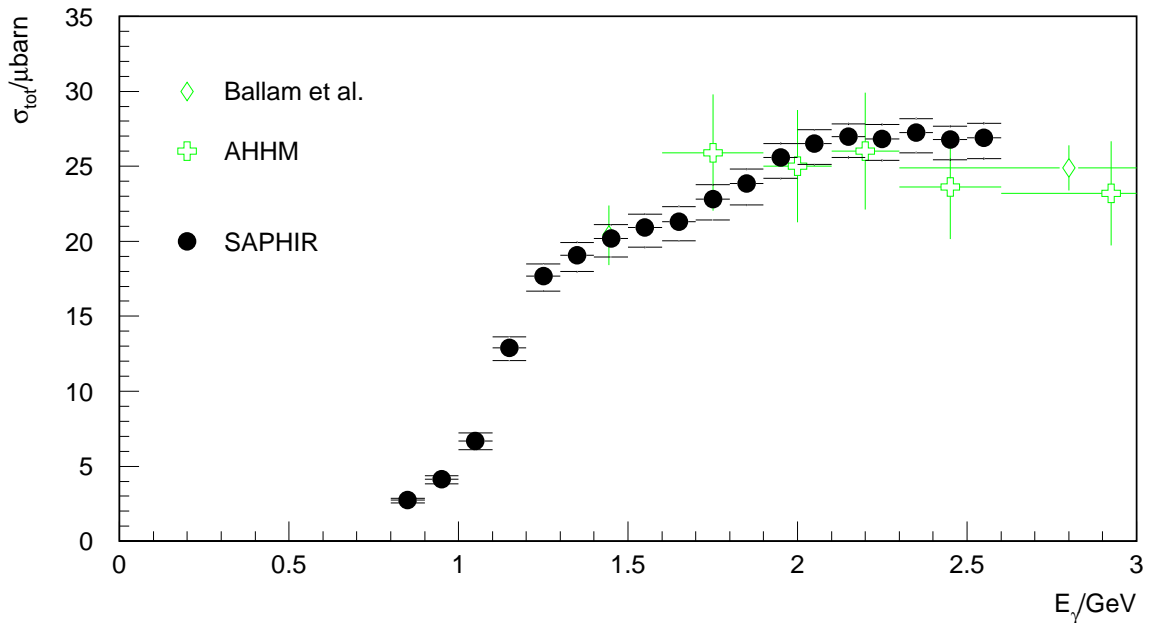


Abbildung 6.10: Totaler Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$ im Vergleich zu früheren Experimenten. Zusätzlich ist durch waagerechte Balken angedeutet, wie sich die Variation des absoluten Schnitts in der χ^2 -Probabilität um jeweils eine Größenordnung auswirkt.

gelassen, weil auch Teile des ω -Signals dadurch verloren gingen. Da das ω aber ohnehin über einen Fit in der invarianten Masse des $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Systems von Untergrund, dessen Zusammensetzung nicht bekannt sein muss, abgetrennt wird, spielen einige wenige fehlinterpretierte Ereignisse dort keine Rolle.

6.3.3 $\gamma p \rightarrow pK^+K^-$

Die Abtrennung dieser Ereignisse von $p\pi^+\pi^-$ -Endzuständen ist ebenfalls über die χ^2 -Probabilitäten möglich, wie die Abbildung 6.11 zeigt. Jedoch gibt es Probleme bei kleinen

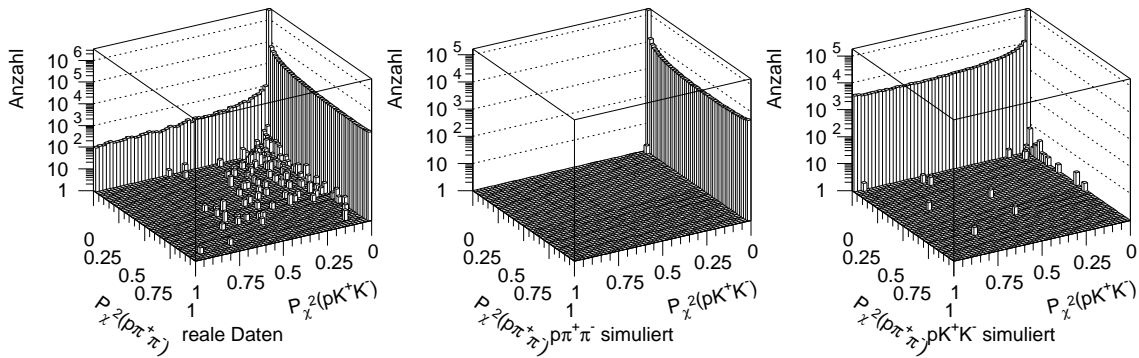


Abbildung 6.11: Crosstalk-Histogramme zur Abtrennung des pK^+K^- - vom $p\pi^+\pi^-$ -Endzustand. Während links die Probabilitäten realer Daten aufgetragen sind, sind daneben die von simulierten pK^+K^- - bzw. $p\pi^+\pi^-$ -Endzuständen zu sehen.

Probabilitäten ($P_{\chi^2} < 10^{-3}$), wie in Abbildung 6.12 dargestellt ist. Aufgrund des viel höheren Produktionswirkungsquerschnittes für Pionen gibt es in diesem Bereich pionische Kontaminationen. Zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes (Abbildung 6.13) wird deshalb wieder ein absoluter Schnitt ($P_{\chi^2}(pK^+K^-) > 0.001$) durchgeführt. Auf

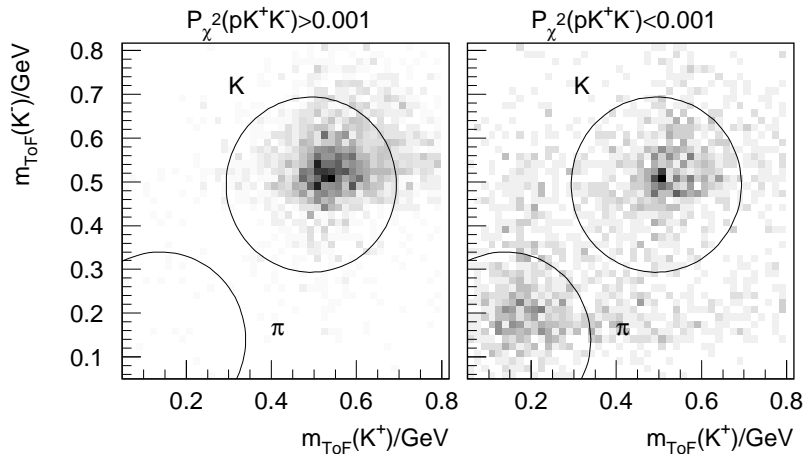


Abbildung 6.12: ToF-Massenvorhersage für die über den kinematischen Fit identifizierten Kaonen. Für $P_{\chi^2} > 10^{-3}$ gelingt die Abtrennung von Pionen sehr gut, darunter jedoch nicht. Ein absoluter Schnitt in der Probabilität eliminiert allerdings auch kaonische Ereignisse. Pion- und Kaon-Massen sind durch Kreise markiert.

einen Schnitt in der ToF-Masse gegen Pionen kann dann verzichtet werden, der auf die zahlreichen Spuren ohne ToF-Massenvorhersage keinen Effekt hätte.

Abbildung 6.12 zeigt deutlich, dass durch den harten Schnitt in der Probabilität auch kaonische Ereignisse wegfallen. Daher wurde dieser für die Untersuchung der Φ -Produktion aus Gründen der statistischen Signifikanz ebenfalls nicht angewendet. Auch hier ist die Zusammensetzung des Untergrundes nicht von Belang, solange sich das Signal des Φ -Mesons deutlich vom Untergrund abhebt, die Verunreinigung durch pionische Prozesse

also gering ist.

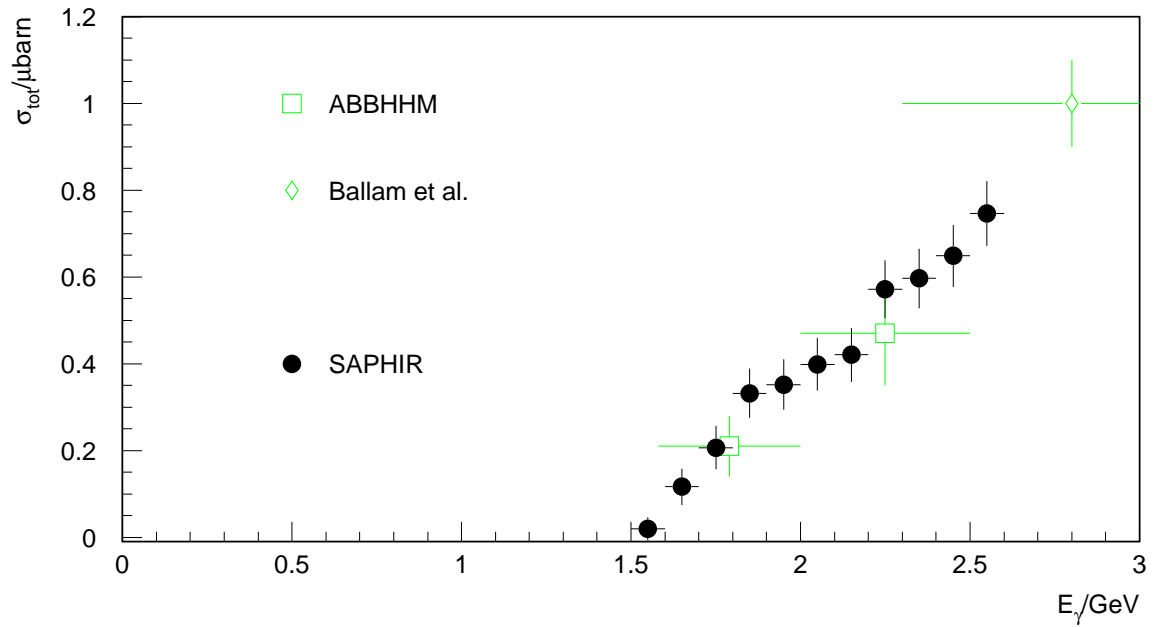


Abbildung 6.13: Totaler Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \rightarrow pK^+K^-$ im Vergleich zu früheren Experimenten.

7 $\omega(782)$

7.1 Physikalische Daten

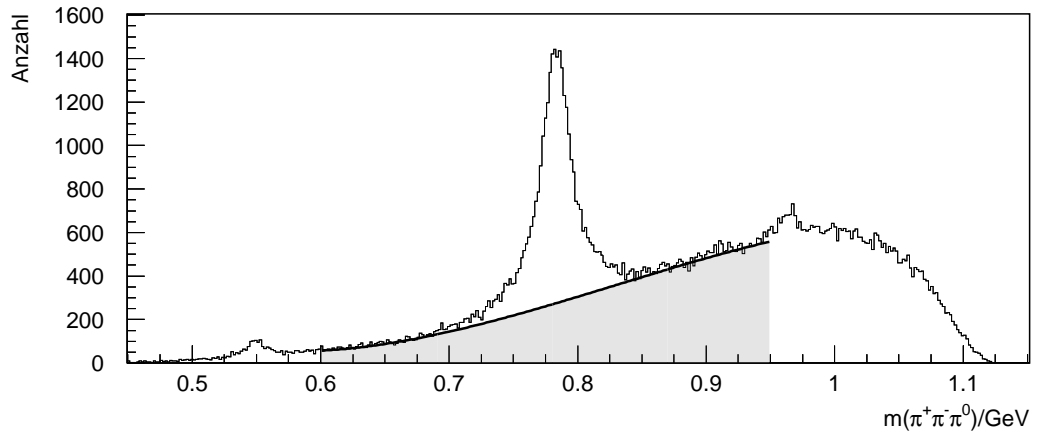
Zunächst seien einige Daten des $\omega(782)$ tabellarisch zusammengefasst [PDG00]:

Masse m_ω	782.57 ± 0.12 MeV
Breite Γ_ω	8.44 ± 0.09 MeV
Zerfallsmodi	$\pi^+\pi^-\pi^0$ (88.6 ± 0.7) %
	$\pi^0\gamma$ (8.66 ± 0.35) %
	$\pi^+\pi^-$ (2.23 ± 0.30) %
	andere < 2 %

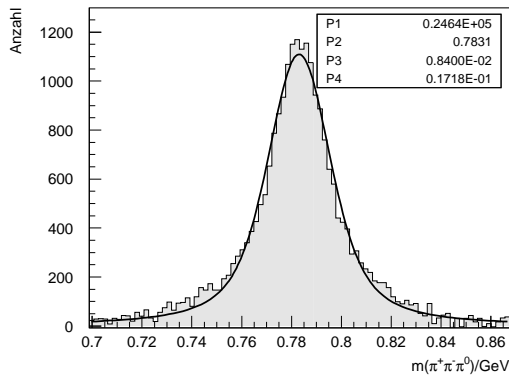
Aus der Zerfallsbreite Γ_ω lässt sich über die Heisenbergsche Unschärferelation die mittlere Lebensdauer τ des ω -Mesons berechnen. Sie liegt in der Größenordnung 10^{-22} Sekunden. In dieser Zeit könnte das ω , selbst wenn es mit Lichtgeschwindigkeit flöge, gerade einmal $c\tau \approx 10^{-14}$ m zurücklegen. Es kann das Wasserstoff-Atom, an dessen Kern es erzeugt wurde, in der Mehrzahl der Fälle gar nicht verlassen. Ein Nachweis gelingt also niemals direkt, sondern nur über die Zerfallsprodukte. In der Verteilung der invarianten Masse des $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Systems ist das ω -Signal sehr gut zu beobachten (siehe auch Kapitel 5.2), eine Analyse des $\pi^+\pi^-$ -Systems lohnt sich wegen des geringen Verzweigungsverhältnisses nicht, zumal diese Massenverteilung durch die sehr breite ρ^0 -Resonanz dominiert ist. Der neutrale Zerfallskanal wird mit SAPHIR nicht erfasst.

7.2 Untergrundabtrennung

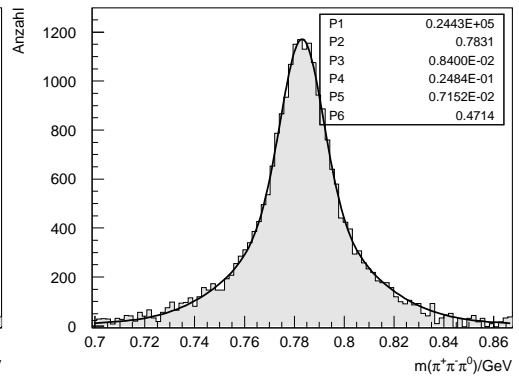
Zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten ist zunächst die Anzahl der ω -Mesonen in verschiedenen Bereichen kinematischer Variablen zu ermitteln. Dazu ist eine Untergrundabtrennung nötig. Wie in Abbildung 7.1(a) zu sehen, gelingt dies in dem Fall, dass unter- und oberhalb des Signals Untergrund vorhanden ist, sehr gut mit einem Polynom 3. Grades, welches zu beiden Seiten des Signals an den Untergrund angepasst wird. Subtrahiert man diese Funktion von der Verteilung der invarianten Masse, bleibt nur noch das ω -Signal übrig. Zur funktionalen Parametrisierung seiner Form überlegt man sich, dass sich die natürliche Linienform mit einer Breit-Wigner-Funktion der Breite Γ_ω beschreiben lässt, diese jedoch durch die endliche Auflösung des Detektors mit einer Gauß-Funktion gefaltet ist. Die resultierende Funktion nennt sich Voigt-Funktion und kann an das Signal angepasst werden (Abbildung 7.1(b)). Es zeigt sich jedoch, dass eine Faltung der



(a) Untergrundabtrennung des ω -Signals über ein Polynom 3. Grades



(b) Anpassung einer Voigt-Funktion an das ω -Signal



(c) Anpassung einer doppelten Voigt-Funktion an das ω -Signal

Abbildung 7.1: Untergrundabtrennung und Signalparametrisierung des ω -Signals

Breit-Wigner-Funktion mit *zwei* Gauß-Funktionen (genannt doppelte Voigt-Funktion) das Signal erheblich besser beschreibt (Abbildung 7.1(c)). Eine mögliche Erklärung für diese zunächst empirisch gewonnene Beschreibung wäre, dass sich die detektierten Spuren grob in zwei Typen mit unterschiedlich guten Impulsaufösungen einteilen lassen, abhängig davon, ob eine Rekonstruktion in der FDC möglich war oder nicht.

Die doppelte Voigt-Funktion besitzt 6 Parameter:

- P1 N_ω Fläche unterhalb der Funktion (entspricht der Anzahl der ω s)
- P2 m_ω Scheitelpunkt der Funktion (entspricht der mittleren Masse der ω s)
- P3 Γ_ω Breite der Breit-Wigner-Funktion
(wird als konstant gemäß dem Literatur-Wert angenommen)

- P4 $\sigma_{\omega,1}$ Breite der ersten Gauß-Funktion
- P5 $\sigma_{\omega,2}$ Breite der zweiten Gauß-Funktion
- P6 α_{σ} Verhältnis der beiden Gauß-Funktionen

Tests mit verschiedenen Untergrundpolynomen (ersten und fünften Grades) sowie mit um einen Faktor $3/2$ vergrößerten Binbreiten lassen eine Abschätzung des systematischen Fehlers dieser Abtrennmethode zu 5 % sinnvoll erscheinen.

Wie bereits erwähnt, funktioniert die Untergrundabtrennung genau dann zufrieden stellend, wenn unter- und oberhalb des Signals Untergrundstützpunkte vorhanden sind. Aus kinematischen Gründen ist dies jedoch nicht immer der Fall. Bei niedrigen Photonenergien E_{γ} ist der Bereich größerer $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massen je nach 4er-Impulsübertrag t^1 kinematisch verboten, teilweise schneidet die kinematische Grenze sogar in das Signal selbst, so dass auch nicht mehr die Form einer doppelten Voigt-Funktion vorliegt. Die fehlenden Stützstellen oberhalb der ω -Masse machen eine einfache Polynom-Anpassung unmöglich. Stattdessen wurden schrittweise folgende Versuche unternommen:

Die erste Idee war, die Form des Untergrundes durch Simulation von im Phasenraum gleichverteilten $p\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen zu gewinnen. Die rekonstruierten Ereignisse wurden wie die gemessenen Daten histogrammiert, ebenso rekonstruierte simulierte $p\omega$ -Ereignisse. Die Summe beider Histogramme (jeweils mit einem Skalierungsfaktor als Parameter) wurde an die gemessene Verteilung angepasst. Diese gelingt jedoch nicht besonders gut, wie Abbildung 7.2 zeigt. Die Anpassung von Untergrund- plus ω -Verteilung an die Daten erweist sich als nicht zufrieden stellend.

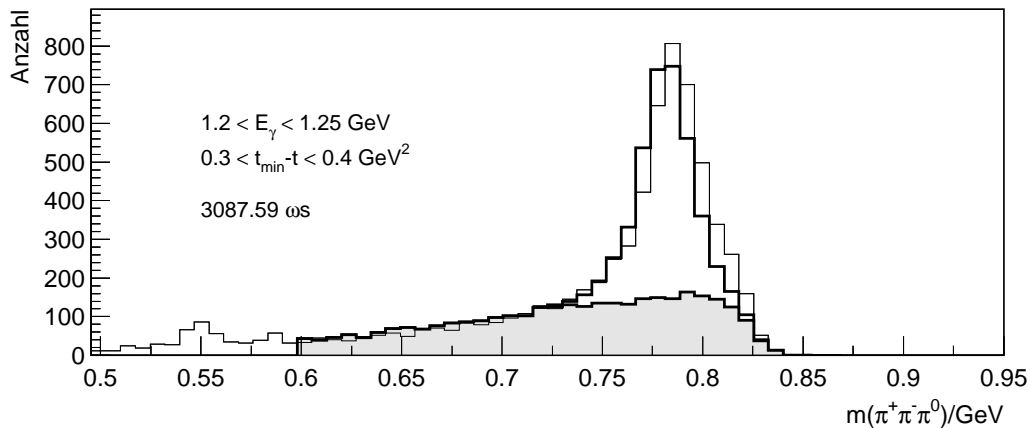


Abbildung 7.2: Anpassung von simuliertem Untergrund im kinematisch ungünstigen Fall

Den Grund dafür zeigt Abbildung 7.3, bei der die gleiche Methode auf ein Histogramm mit Untergrund oberhalb des ω -Peaks angewendet wurde. Der Untergrund wird stark unterschätzt. Offensichtlich reicht die gewählte einfache Beschreibung des Untergrundes

¹Genau gesagt handelt es sich bei t um das Quadrat des 4er-Impulsübertrages, $t = (q - k)^2$ mit q, k : 4er-Impuls des ω -Mesons bzw. des Photons, siehe Kapitel 7.3 und Anhang A.

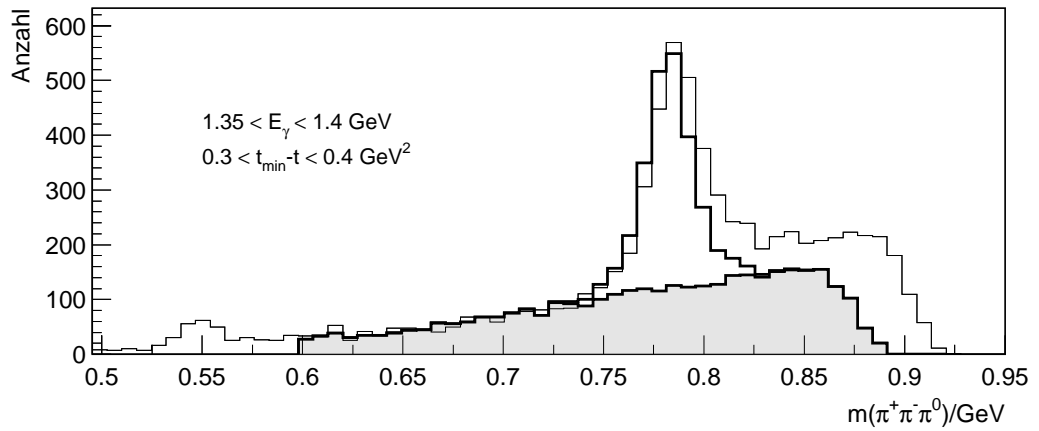


Abbildung 7.3: Der Vergleich zeigt, dass die Beschreibung des Untergrundes oberhalb des ω -Signals mit simuliertem Untergrund nicht gelingt.

nicht aus. Da jedoch unbekannt ist, welche $p3\pi$ -Endzustände in welcher Stärke zusätzlich zum Untergrund beitragen und in welchem Maße Endzustände mit mehr als einem neutralen Teilchen, kann die Form des Untergrundes nicht über die Simulation festgelegt werden.

Eine nähere Untersuchung der Untergrund-Polynome hatte zum Ergebnis, dass sich die Parameter des Untergrund-Polynoms für gleiche t -, aber unterschiedliche Photonenergie-Bereiche bis auf einen Skalierungsfaktor a nur wenig unterscheiden, wie [Abbildung 7.4](#) zeigt.

Dies führte zu dem Versuch, mit bis auf einen Skalierungsfaktor aus höheren Photonenergie-Bereichen festgelegten Polynomkoeffizienten den Untergrund an den Massenbereich von 0.6 bis 0.725 GeV anzupassen. Zusätzlich wurde auf diesen Untergrund ein rekonstruiertes simuliertes ω -Signal aufgesetzt, wie [Abbildung 7.5](#) zeigt. Insgesamt wird der Verlauf der Daten jedoch immer noch nicht gut getroffen. Der Grund dafür ist in der Nichtberücksichtigung des kinematischen Abfalls des Untergrundes zu suchen.

Deshalb wurde aus den rekonstruierten simulierten Daten ein entsprechender kinematischer Abfall übernommen, indem in dem betrachteten Massenbereich das skalierte Polynom mit entsprechenden Faktoren multipliziert wurde. Zusammen mit dem rekonstruierten simulierten ω -Signal konnte dann eine gute Anpassung an die gemessenen Daten durchgeführt werden. Dies zeigt [Abbildung 7.6](#).

Kritischer Punkt für die Abschätzung des systematischen Fehlers ist die Wahl des Startpunktes des kinematischen Abfalls (in der [Abbildung](#) als Knick zu erkennen). Deren Unsicherheit beträgt bei Betrachten der simulierten Daten etwa die Breite eines Bins. Das entspricht Abweichungen im Signalinhalt von etwa 3%. Insgesamt wird der systematische Fehler aufgrund der Unsicherheit dieser Abtrennmethode vorsichtig auf 10% abgeschätzt. Auf eine Glättung des Knicks in der Untergrundfunktion wird verzichtet, da dies den Signalinhalt im Rahmen der Fehler nicht verändert.

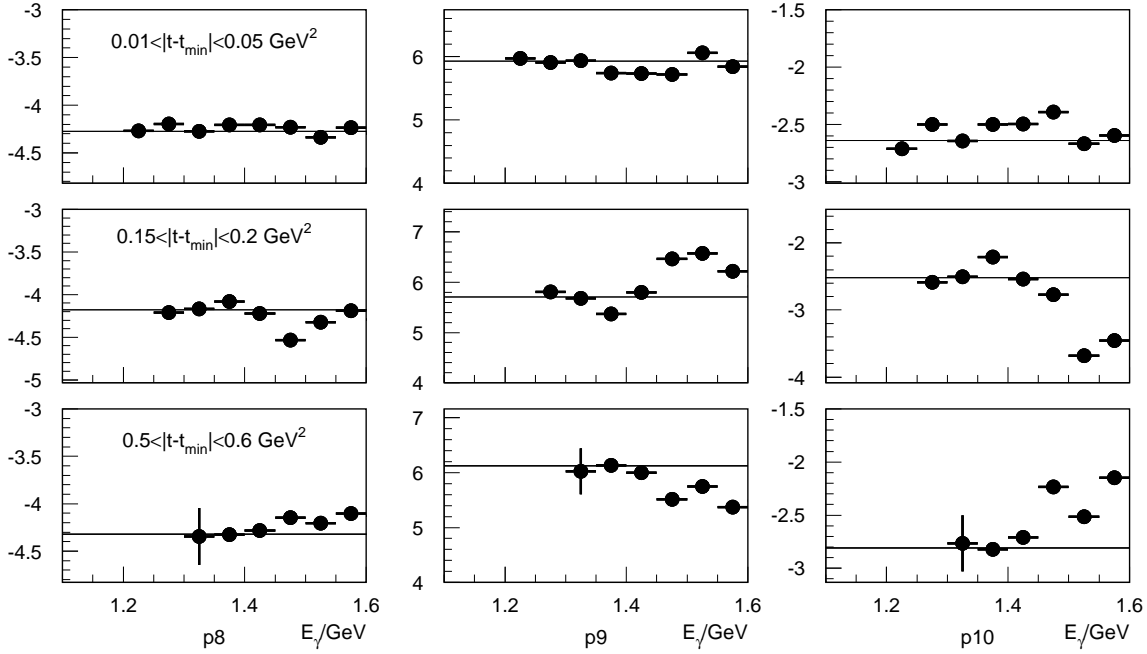


Abbildung 7.4: Die Koeffizienten des Polynoms $u(m) = a(1 + p_8 m + p_9 m^2 + p_{10} m^3)$ in Abhängigkeit von der Photonenergie, exemplarisch für 3 t -Bereiche.

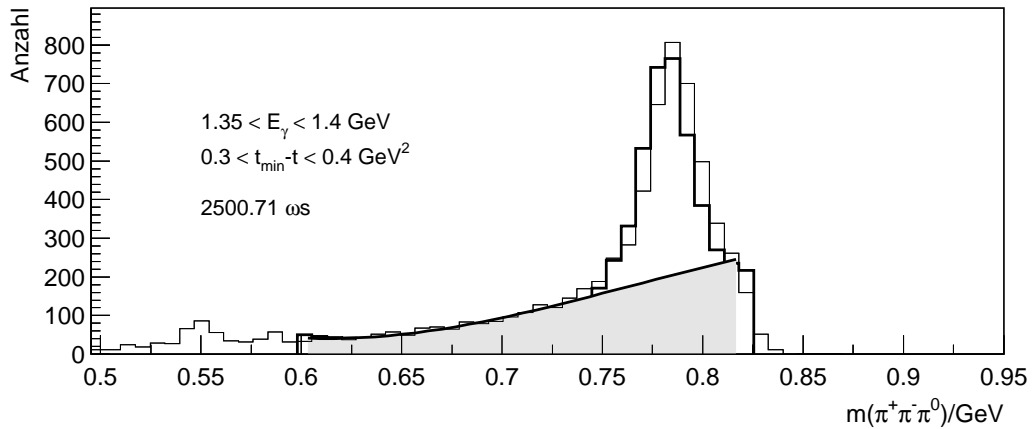


Abbildung 7.5: Die Form des Untergrundes wird beibehalten, indem die Polynomkoeffizienten bis auf einen Skalierungsfaktor aus den Massenverteilungen bei höherer Photonenergie festgelegt werden.

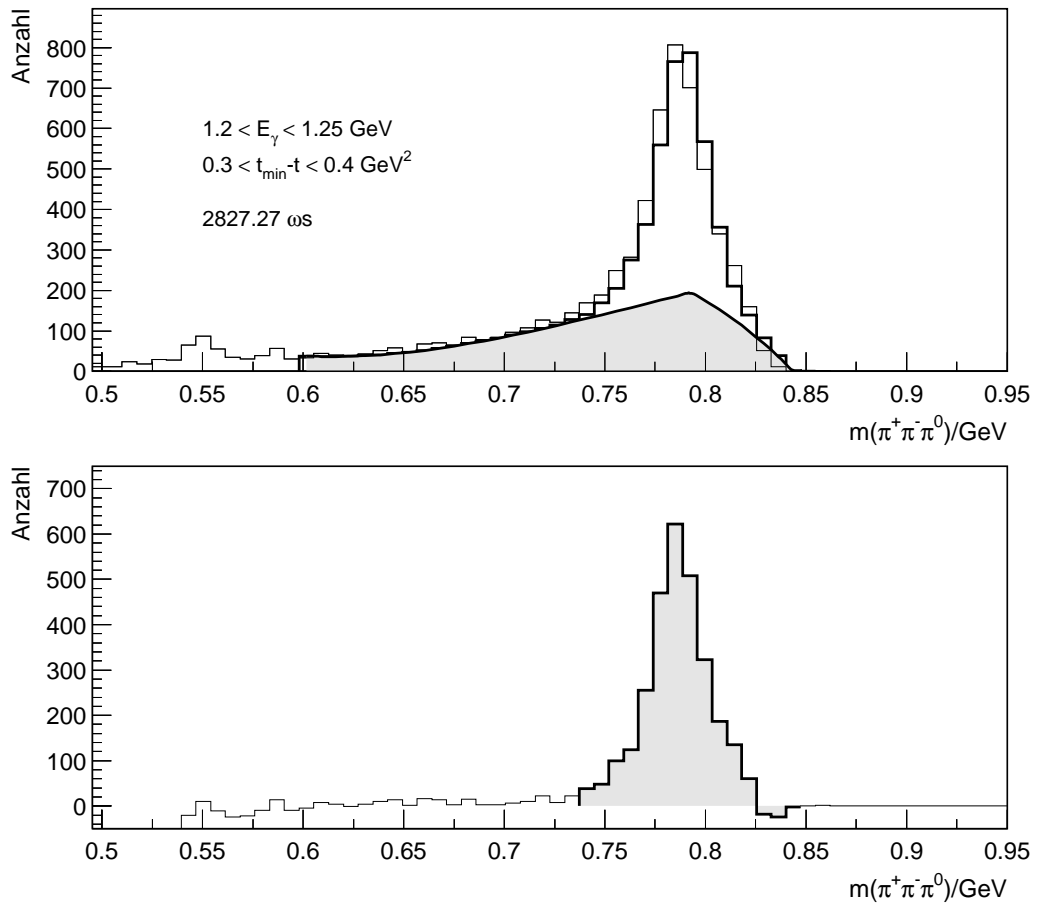


Abbildung 7.6: Die Anpassung eines Polynoms mit zusätzlichem kinematischen Abfall liefert ein zufrieden stellendes Ergebnis (oben) und nach Subtraktion des Untergrundes das darunter abgebildete ω -Signal.

7.3 Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$

Zur Untersuchung des Erzeugungsmechanismusses des ω -Mesons ist zuerst der Verlauf des totalen Wirkungsquerschnittes von Interesse. Wie in Kapitel 6.3 ausgeführt, ist die Akzeptanz sicherlich von mehreren kinematischen Variablen abhängig. Neben der Berücksichtigung der Photonenergie sollte sie deshalb in Abhängigkeit einer weiteren geeigneten Variablen berechnet werden. Die Analyse beginnt deswegen mit der Bestimmung des bezüglich des Impulsübertrages t differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dt$, der ebenfalls Hinweise auf den Erzeugungsmechanismus verspricht.

Ergibt sich im kinematisch erlaubten Bereich von t_{\min} bis t_{\max} (siehe Anhang A) ein exponentieller Abfall, dessen Energieabhängigkeit gering ist, ist diffraktive Erzeugung

wahrscheinlich [Pred98]. Die Abbildung 7.7(a) verdeutlicht den Verlauf der kinematischen Grenzen in Abhängigkeit von der Photonenergie E_γ . Zur besseren Handhabbarkeit der Wirkungsquerschnitte wird der Impulsübertrag t immer um seinen minimalen Impulsübertrag t_{\min} korrigiert. Dies zeigt Abbildung 7.7(b), in der auch das verwendete Energie- und Impulsübertragsbinning eingezeichnet ist.

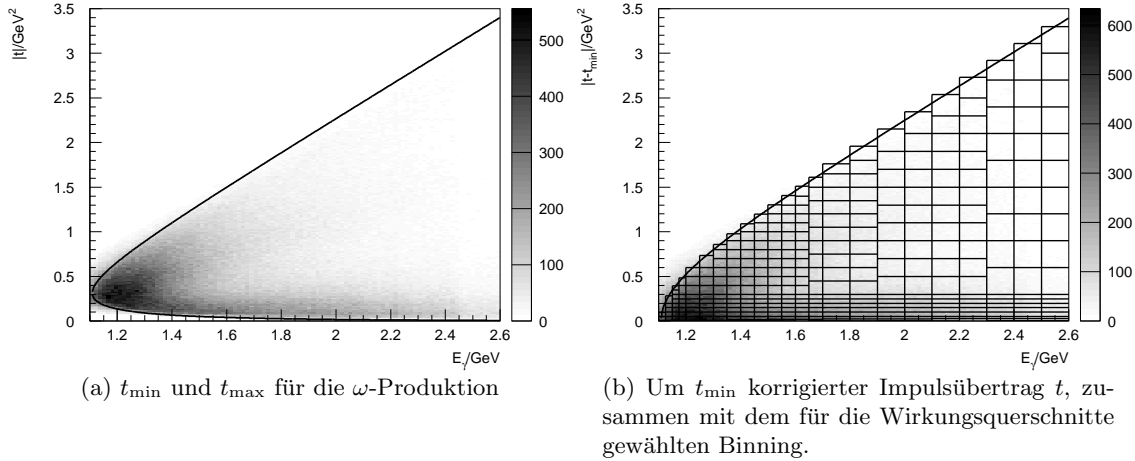


Abbildung 7.7: Kinematisch erlaubter Bereich für den Betrag des Impulsübertrags t . Eingezeichnet ist zusätzlich die Verteilung der Messdaten für identifizierte Ereignisse des Typs $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$.

Die Berechnung der Akzeptanz erweist sich bei kleinen t als problematisch. Die Abbildung 7.8 zeigt den Akzeptanzfaktor in Abhängigkeit von t , allerdings in einem erheblich feineren Binning, als es später zur Angabe der Wirkungsquerschnitte verwendet wird. Es fällt auf, dass nahe $|t - t_{\min}| = 0 \text{ GeV}^2$ der Akzeptanzfaktor stark ansteigt, also die Akzeptanz sehr schlecht wird. Dies liegt daran, dass in diesem Bereich der Labor-Impuls

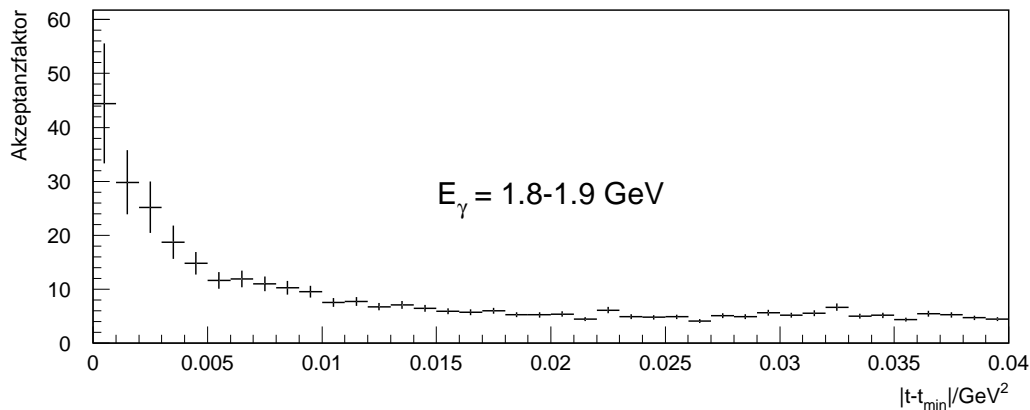


Abbildung 7.8: Verlauf des Akzeptanzfaktors bei kleinen Impulsüberträgen.

des Target-Protons so klein ist, dass das Proton aufgrund des Energieverlustes im Target nicht nachgewiesen wird oder sogar das Target nicht verlassen kann. Dadurch bedingt ist auch der Fehler des Akzeptanzfaktors sehr groß, so dass er nicht als zuverlässig gelten kann. Der Wirkungsquerschnitt kann also erst ab einem energieabhängigen Startwert (dieser variiert von $|t - t_{\min}| = 0.01 \text{ GeV}^2$ bei niedrigen bis zu $|t - t_{\min}| = 0.03 \text{ GeV}^2$ bei hohen Energien) bestimmt werden. Dies ist allerdings später bei der Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes (siehe dort) zu berücksichtigen. Des Weiteren werden die ersten 6 t -Bins jeweils in 50 Sub-Bins unterteilt und die Dreipion-Massenspektren dieser Sub-Bins einzeln akzeptanzkorrigiert. Die Abtrennung des ω -Signals vom Untergrund erfolgt in diesem Fall erst nach der Summation über alle Spektren eines t -Bins. Eine weitere Korrektur betrifft das jeweils höchste t -Bin. Aufgrund der rechteckigen Form enthält es einen dreieckigen „Zipfel“, der kinematisch nicht erlaubt ist (siehe Abbildung 7.7(b)), noch deutlicher zu beobachten ist dieser Sachverhalt in dem entsprechenden Bild für die Φ -Produktion, Abbildung 8.2(b)). Der Inhalt dieses Bins wird deshalb mit einem Korrekturfaktor multipliziert, der sich aus dem Verhältnis der kinematisch erlaubten zur Gesamtbinfläche ergibt.

Die auf die beschriebene Weise erzeugten Wirkungsquerschnitte zeigen die Abbildungen 7.9 und 7.10.

Auffällig ist, dass für kleine Impulsüberträge t die Anpassung einer Exponentialfunktion² der Form $e^{a-b|t|}$, die bei dominantem t -Kanal-Austausch erwartet wird, möglich ist, zu höheren t jedoch eine deutliche Abweichung vorliegt. Die Strichstärke der eingezeichneten Exponentialfunktion deutet dabei an, bis zu welchem Bin die Anpassung erfolgte. Die Wahl dieses Bins erfolgte unter Beachtung des Geradenverlaufs visuell. Zusätzlich lässt sich an den grauen Balken die geschätzte Größe des systematischen Fehlers (je nach Abtrennmethode 10% oder 5%) ablesen.

Die Slope-Parameter b sind energieabhängig in Abbildung 7.11 aufgetragen, zusammen mit den Ergebnissen früherer Messungen.

Simuliert wurden zur Bestimmung der Akzeptanz 2 Mio. Ereignisse des Typs $\gamma p \rightarrow p\omega \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$, und zwar unter Annahme diffraktiver Produktion mit einem mittleren Slope-Parameter von $b = 5 \text{ GeV}^{-2}$.

²In der gewählten logarithmischen Darstellung erscheint die Exponentialfunktion als Gerade.

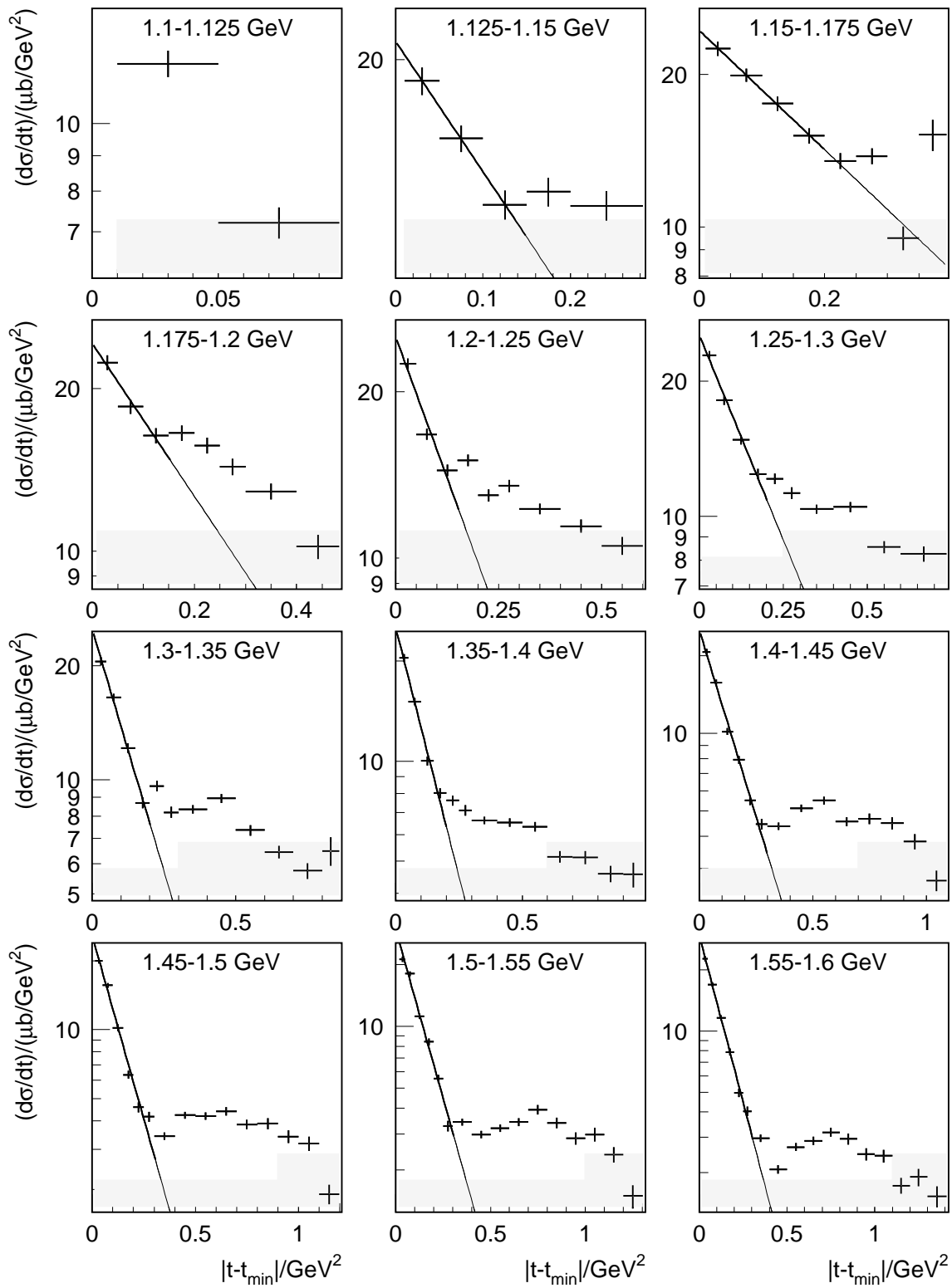


Abbildung 7.9: Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt$ im Energiebereich 1.1-1.6 GeV

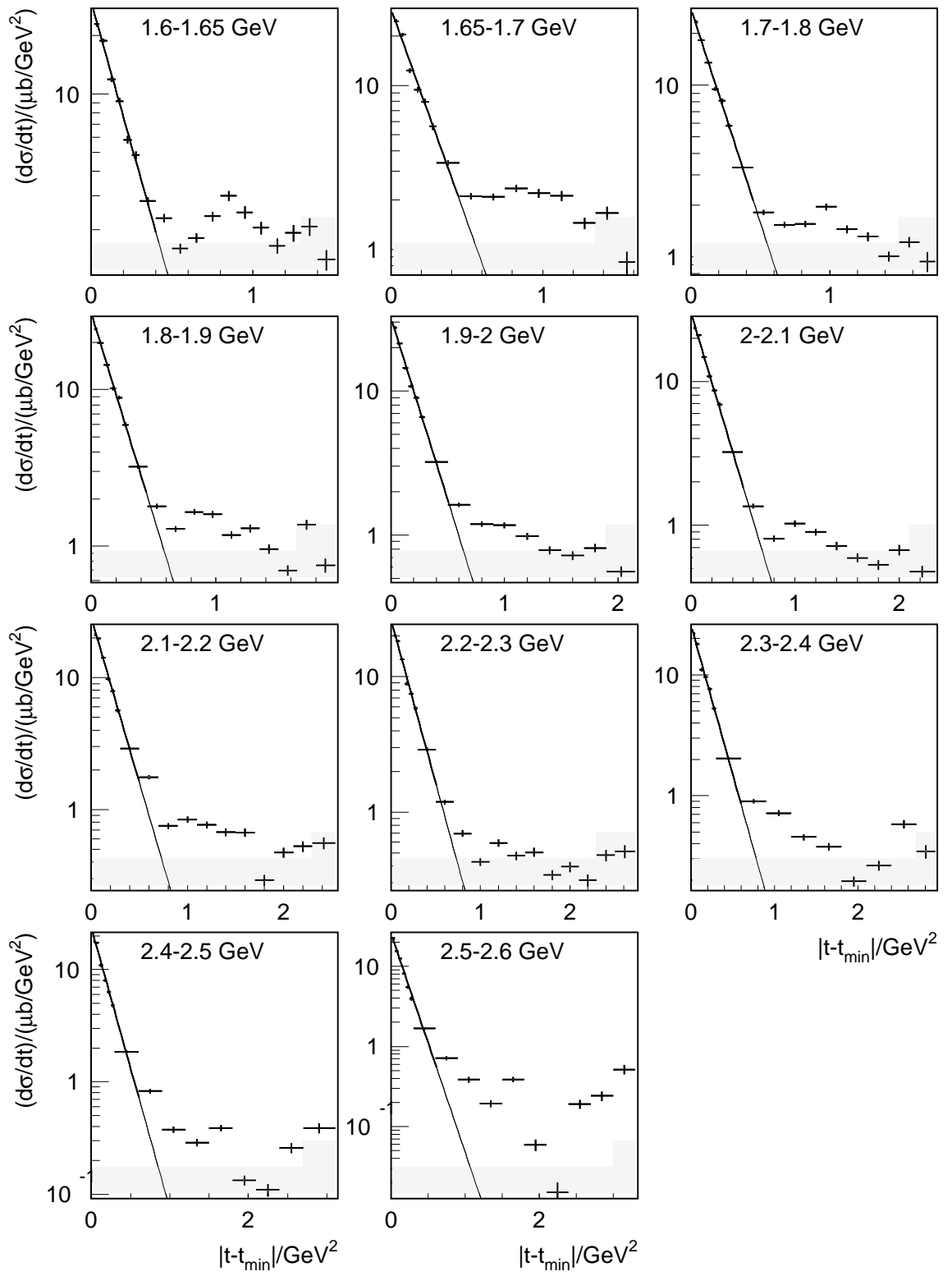


Abbildung 7.10: Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt$ im Energiebereich 1.6-2.6 GeV

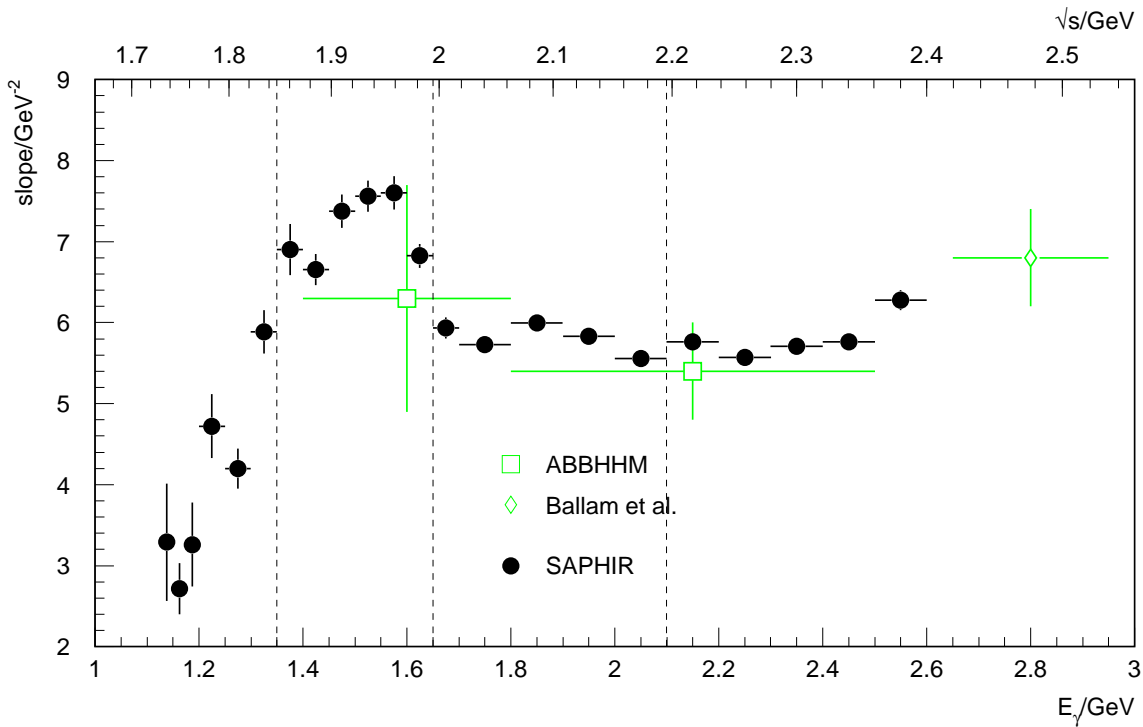


Abbildung 7.11: Slope-Parameter b in Abhängigkeit von der Photonenergie E_γ bzw. der Gesamtenergie \sqrt{s} mit Vergleichsdaten [ABBH68] [Ball73]. Für weitere Untersuchungen werden 4 Energiebereiche gewählt (durch gestrichelte Linien angedeutet), im zweiten Bereich sind etwas höhere Slope-Parameter zu erkennen.

7.4 Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot}

Wegen der Probleme bei der Akzeptanzbestimmung im Bereich kleiner Impulsüberträge t wurde die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes in zwei Schritten vorgenommen: In dem t -Bereich, in dem eine Exponentialfunktion angepasst werden konnte, wird diese analytisch integriert, in dem verbleibenden Bereich höherer $|t|$ werden die Bin-Inhalte aufsummiert. Das Verhalten des differentiellen Wirkungsquerschnittes wird also zu kleinen $|t|$ extrapoliert. Der so erhaltene Wirkungsquerschnitt (Abbildung 7.12) steigt an der Schwelle schnell an auf einen Wert von fast $9 \mu\text{barn}$ und weist zu höheren Photonenergien hin eine leicht fallende Tendenz auf. Man erkennt die prinzipielle Übereinstimmung mit früheren Experimenten.

Vergleiche des totalen Wirkungsquerschnittes zwischen den 3 verwendeten Messperioden (siehe Kapitel 6.1) ergaben eine systematische Unsicherheit von maximal 8 % des absoluten Wertes.

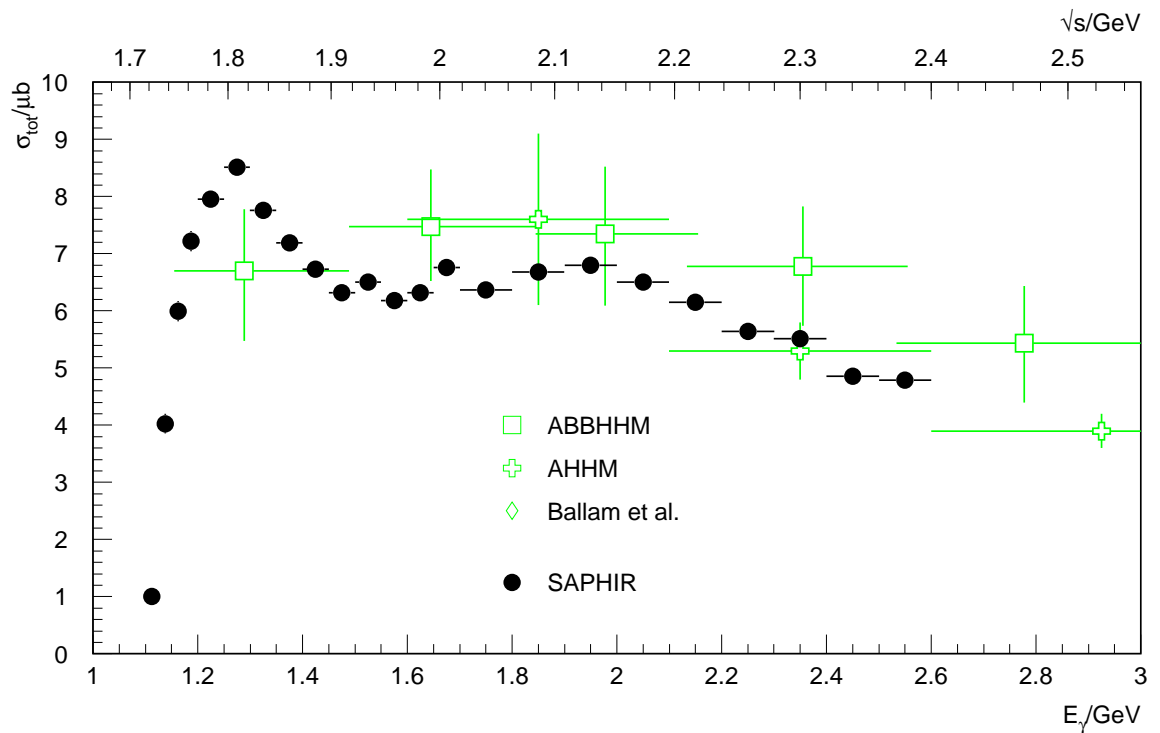


Abbildung 7.12: Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$ in Abhängigkeit von der Photonenergie E_γ bzw. der Gesamtenergie \sqrt{s} mit Vergleichsdaten [ABBH68] [AHHM75] [Ball73].

7.5 Zerfallswinkelverteilungen

Weitere Einsicht in den Produktionsmechanismus von Vektormesonen können Zerfallswinkelverteilungen in geeignet gewählten Koordinatensystemen liefern. Die im Rahmen dieser Doktorarbeit verwendeten Systeme, das **Gottfried-Jackson-** und das **Helizitätssystem** sind in Anhang B beschrieben.

Die Strukturen des Verlaufs des Wirkungsquerschnittes und des slope-Parameters b sowie die Anzahl der nachgewiesenen Ereignisse lassen für die Untersuchung der Zerfallswinkelverteilungen die Unterteilung in 4 Energiebereiche (Abbildung 7.11) sinnvoll erscheinen, ebenso die Betrachtung bei kleinen und großen t .

Die Abbildung 7.13 zeigt die Verteilungen im Gottfried-Jackson-System, die Abbildung 7.14 die Verteilungen im Helizitätssystem. Auffällig ist, dass im Gottfried-Jackson ein Umklappen der Parabel beim Übergang von kleinen zu großen t auftritt – korreliert mit der Abweichung vom exponentiellen Abfall. Hierauf wird in Abschnitt 7.8 näher eingegangen.

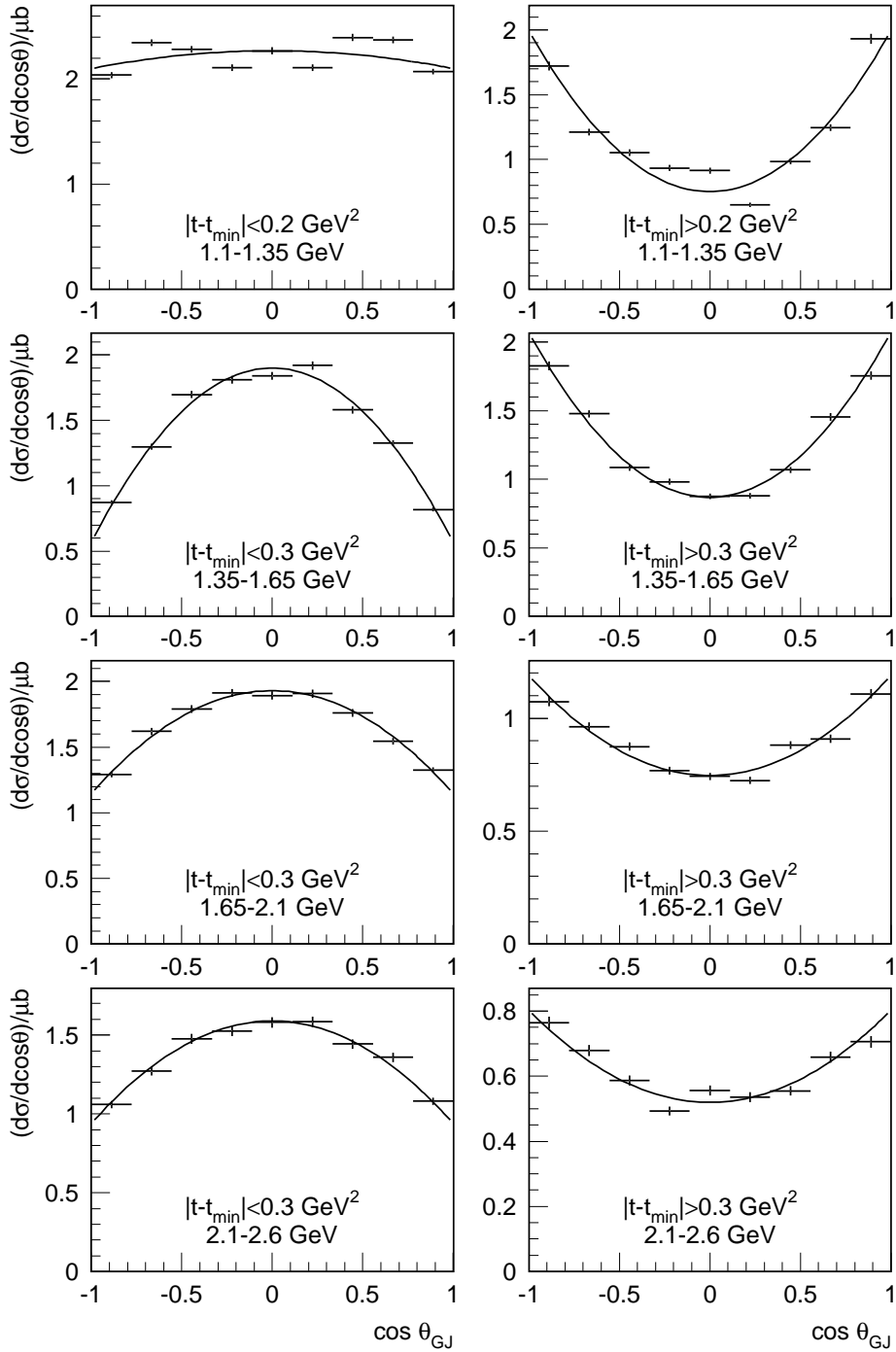


Abbildung 7.13: Zerfallswinkelverteilungen im Gottfried-Jackson-System

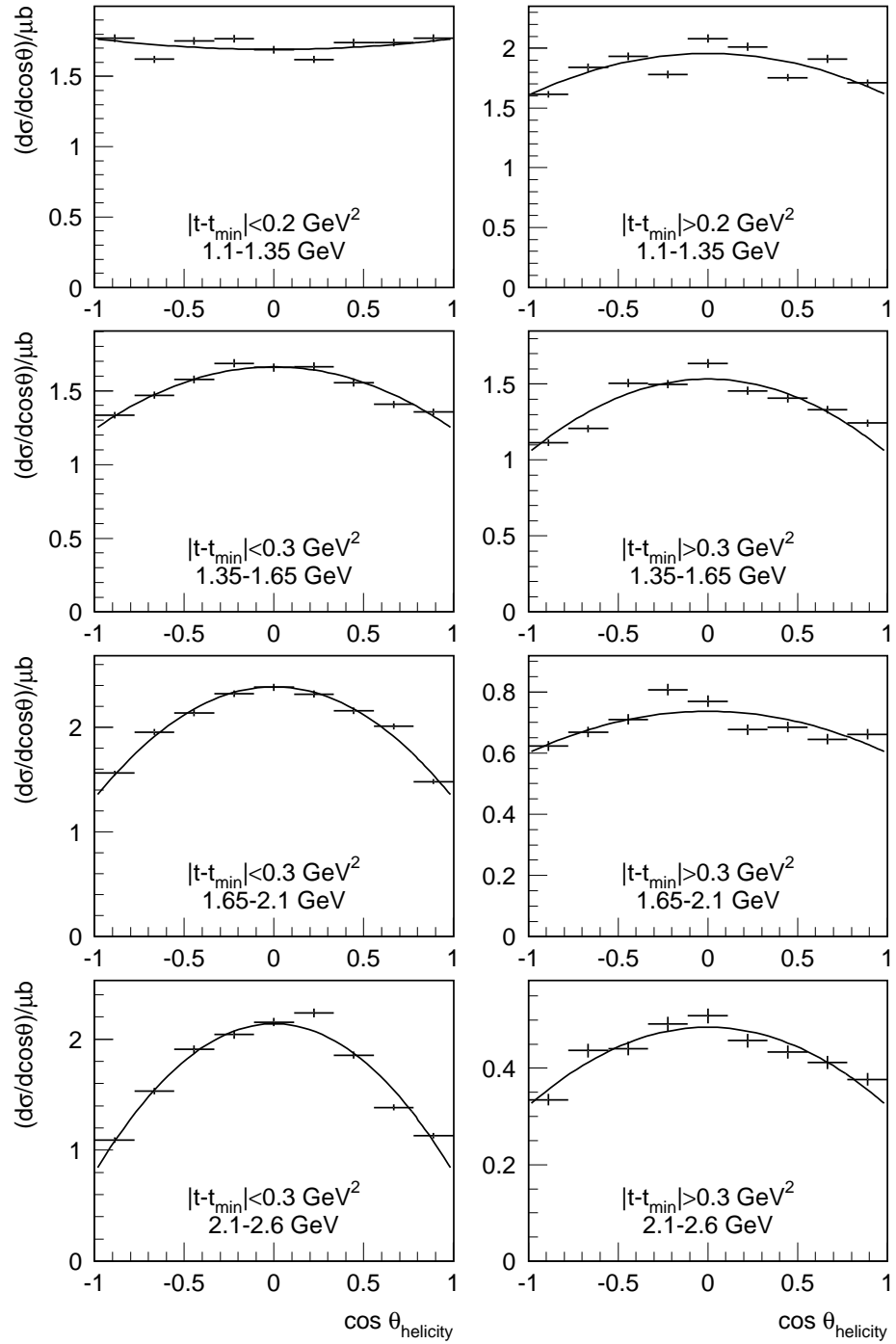


Abbildung 7.14: Zerfallswinkelverteilungen im Helizitäts-System

Zur Bestimmung der Spindichtematrixkoeffizienten wird die zweidimensionale Funktion

$$W(\theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{1}{2}(1 - a_{00}) + \frac{1}{2}(3a_{00} - 1) \cos^2 \theta - a_{1-1} \sin^2 \theta \cos 2\phi - \sqrt{2}a_{10} \sin 2\theta \cos \phi \right)$$

an eine in den Winkeln θ und ϕ bestimmte Zerfallswinkelverteilung angepasst (siehe Anhang B). Ein Beispiel dafür zeigt die Abbildung 7.15³, die ermittelten Spindichtematrixelemente sind in den Tabellen 7.1 und 7.2 zusammengefasst.

E_γ	$ t - t_{\min} $	a_{00}	a_{1-1}	a_{10}
1.1-1.35 GeV	$< 0.2 \text{ GeV}^2$	0.3017 ± 0.0116	-0.0067 ± 0.0102	-0.0738 ± 0.0064
	$> 0.2 \text{ GeV}^2$	0.6167 ± 0.0133	-0.0063 ± 0.0084	-0.0692 ± 0.0074
1.35-1.65 GeV	$< 0.3 \text{ GeV}^2$	0.1290 ± 0.0105	0.0305 ± 0.0116	0.0302 ± 0.0060
	$> 0.3 \text{ GeV}^2$	0.5525 ± 0.0130	-0.0139 ± 0.0094	-0.0966 ± 0.0075
1.65-2.1 GeV	$< 0.3 \text{ GeV}^2$	0.2233 ± 0.0110	0.0324 ± 0.0106	0.0721 ± 0.0060
	$> 0.3 \text{ GeV}^2$	0.4405 ± 0.0143	-0.0102 ± 0.0113	-0.0339 ± 0.0084
2.1-2.6 GeV	$< 0.3 \text{ GeV}^2$	0.2370 ± 0.0115	0.0531 ± 0.0115	0.0772 ± 0.0064
	$> 0.3 \text{ GeV}^2$	0.4608 ± 0.0145	0.0284 ± 0.0118	-0.0726 ± 0.0089

Tabelle 7.1: Spindichtematrixelemente im Gottfried-Jackson-System

E_γ	$ t - t_{\min} $	a_{00}	a_{1-1}	a_{10}
1.1-1.35 GeV	$< 0.2 \text{ GeV}^2$	0.3133 ± 0.0017	-0.0001 ± 0.0014	-0.0036 ± 0.0010
	$> 0.2 \text{ GeV}^2$	0.2868 ± 0.0023	-0.1350 ± 0.0019	-0.0846 ± 0.0014
1.35-1.65 GeV	$< 0.3 \text{ GeV}^2$	0.2702 ± 0.0021	0.0977 ± 0.0017	-0.0582 ± 0.0011
	$> 0.3 \text{ GeV}^2$	0.2616 ± 0.0022	-0.1316 ± 0.0018	-0.0728 ± 0.0013
1.65-2.1 GeV	$< 0.3 \text{ GeV}^2$	0.2020 ± 0.0017	0.0220 ± 0.0015	-0.0705 ± 0.0009
	$> 0.3 \text{ GeV}^2$	0.2867 ± 0.0024	-0.0681 ± 0.0020	-0.0639 ± 0.0014
2.1-2.6 GeV	$< 0.3 \text{ GeV}^2$	0.1604 ± 0.0020	0.0202 ± 0.0019	-0.0534 ± 0.0011
	$> 0.3 \text{ GeV}^2$	0.2509 ± 0.0032	-0.0528 ± 0.0028	-0.0486 ± 0.0018

Tabelle 7.2: Spindichtematrixelemente im Helizitäts-System

³Eine vollständige Darstellung befindet sich im Anhang B.1.

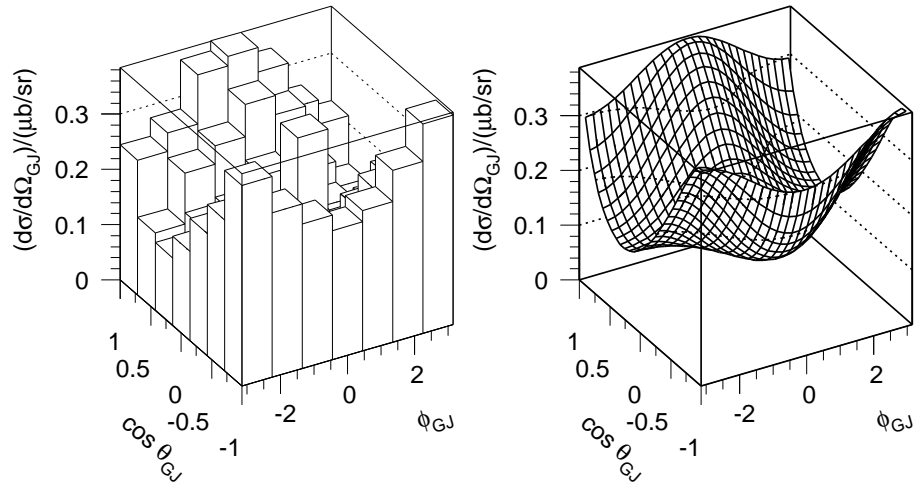


Abbildung 7.15: Zweidimensionale Anpassung zur Bestimmung der Spindichtematrixelemente (hier am Beispiel des Photonenergiebereichs $1.35 \text{ GeV} < E_\gamma < 1.65 \text{ GeV}$ und $|t - t_{\min}| > 0.3 \text{ GeV}^2$ im Gottfried-Jackson-System)

7.6 Anregungsfunktionen unter verschiedenen Streuwinkeln

Der Streuwinkels des Mesons im Schwerpunktsystem θ_{CM} ist eindeutig mit dem Impulsübertrag t verknüpft (siehe Anhang A). Um den Einfluss von Resonanzen auf die ω -Erzeugung zu untersuchen, bieten sich neben Winkelverteilungen in θ_{CM} auch Anregungskurven für die verschiedenen Winkelbereiche an. Es zeigte sich, dass bei Winkelverteilungen im Bereich kleiner und mittlerer Winkel ein starker diffraktiver Anteil den Resonanzinfluss völlig überdeckt, während unter größeren Winkeln die statistische Unsicherheit und der ω -Abtrennung eine Analyse erschweren. Auch stellte sich eine Anpassung von Legendre-Polynomen oder Potenzen der \cos -Funktion, wie sie in der Pion-Photoproduktion üblich ist, als nicht sinnvoll heraus, da sich diese aufgrund der nicht berücksichtigten Interferenzen mit dem starken diffraktiven Anteil nicht physikalisch interpretieren lassen. Mit Hilfe der Anregungskurven für bestimmte Winkelbereiche hingegen gewinnt man einen unmittelbaren Hinweis auf Resonanzstrukturen, da der diffraktive Anteil sich nur schwach mit der Energie ändert.

Zur Umgehung der bereits beschriebenen Akzeptanzprobleme bei kleinen und Untergrundabtrennungsprobleme bei großen $|t - t_{\min}|$ beschränken sich die Untersuchungen auf Winkel zwischen 18.5° und 161.5° , aufgeteilt in 11 Bins (Abbildung 7.16).

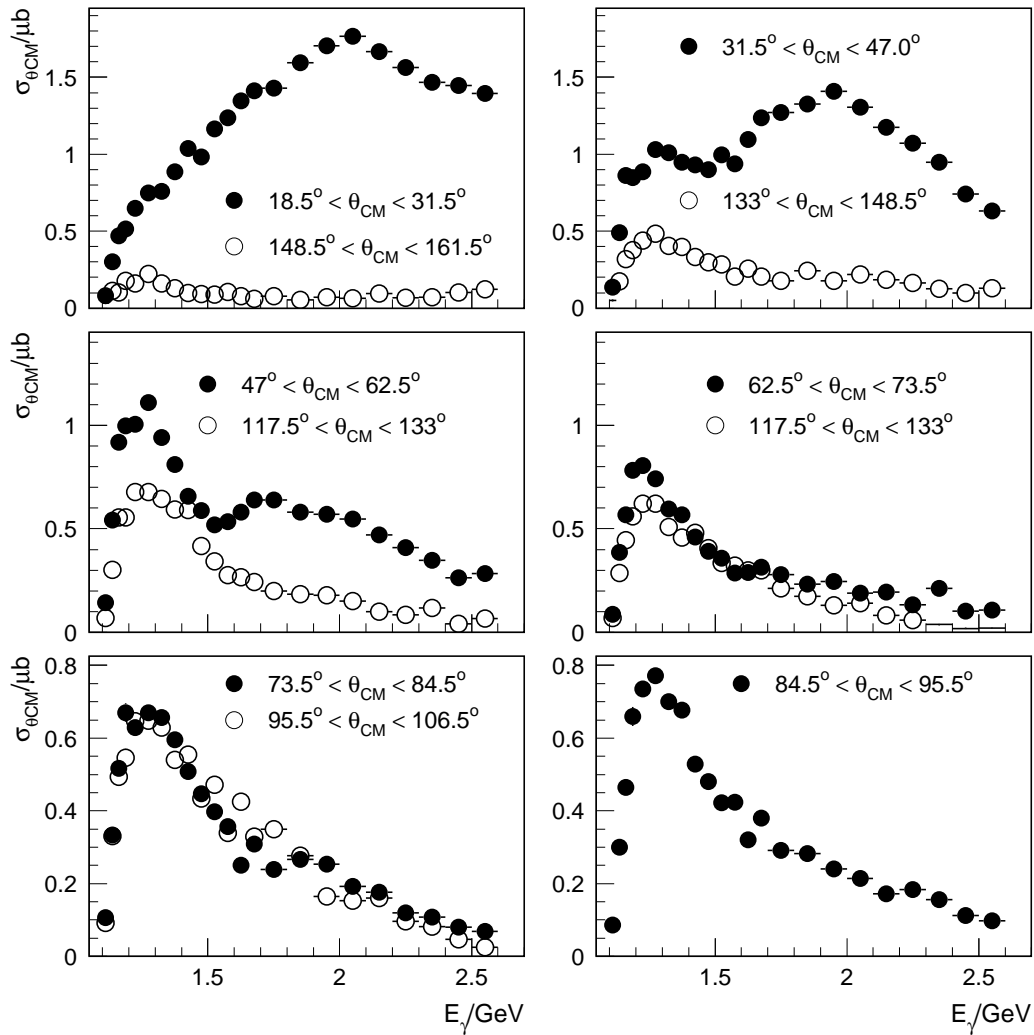


Abbildung 7.16: Anregungsfunktionen für 11 Winkelbereiche des Streuwinkels des ω -Mesons im Schwerpunktsystem θ_{CM} . Da unter Vernachlässigung von Interferenztermen Resonanzen immer in einer um 90° symmetrischen Winkelverteilung zerfallen, sind die Anregungskurven für symmetrische Winkelbereiche gemeinsam aufgetragen.

Um einen Hinweis auf die Energie der schwelennahen Resonanz zu bekommen, ist in Abbildung 7.17 der totale Wirkungsquerschnitt aus Abbildung 7.12 aufgetragen, multipliziert mit einem inversen s-Wellen-Phasenraumfaktor k/q (mit k : Photonenergie, q : Impuls des ω -Mesons, jeweils im Schwerpunktsystem). Eine Interpretation erfolgt in Abschnitt 7.8.

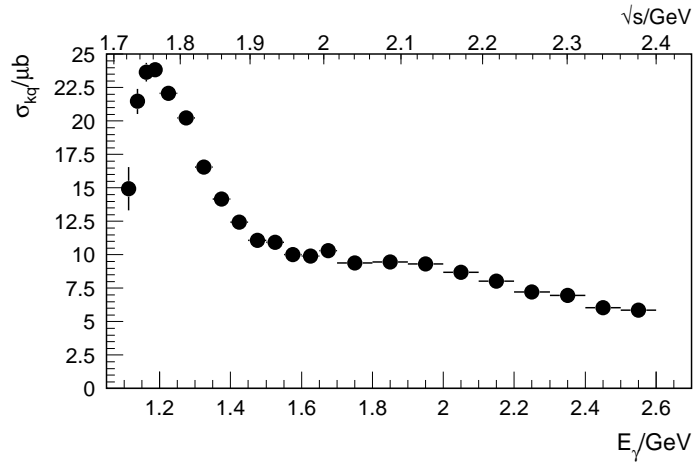


Abbildung 7.17: Totaler Wirkungsquerschnitt für die ω -Produktion, multipliziert mit inversem s-Wellen-Phasenraumfaktor k/q

7.7 Fehlerdiskussion

Bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die ω -Photoproduktion zeigten sich zwei wesentliche systematische Fehlerquellen:

- Die Abtrennung des ω -Signals vom Untergrund in der invarianten Masse des Dreipion-Systems lieferte je nach Abtrennungsmethode eine Unsicherheit von 5-10 %, wie in Kapitel 7.2 beschrieben ist.
- Ein Vergleich zwischen den 3 ausgewerteten Messperioden lieferte im totalen Wirkungsquerschnitt bei Photonenergien um 1.3 GeV eine Abweichung von ca. 8 % vom Mittelwert der 3 Messungen, bei höheren Photonenergien lag sie darunter. Diese Abweichungen spiegeln die Unterschiede in den Messpunkten der differentiellen Wirkungsquerschnitte zwischen den einzelnen Messperioden wider, wobei insbesondere Abweichungen bei kleinen $|t|$ -Werten wegen der Extrapolation zu $|t - t_{\min}| = 0$ hin einen großen Einfluss haben. Die maximalen Abweichungen der Slope-Parameter betragen ebenfalls 8 %. Im Bereich höherer $|t - t_{\min}|$ -Werte bewegten sich die Unsicherheiten im 2σ -Bereich der statistischen Zählratenfluktuationen, jedoch zeigten die Abweichungen zwischen den einzelnen Runs nicht generell in eine Richtung. Da diese Abweichungen nicht durch die Statistik der Zählrate oder die Unsicherheit der

Abtrennung erklärt werden können, werden sie den systematischen Fehlern zugeschlagen.

Der Fehler der Akzeptanz konnte im Vergleich dazu durch die hohe Zahl der simulierten Ereignisse klein gehalten werden.

7.8 Interpretation der Ergebnisse

Die vorliegenden Ergebnisse lassen den Schluss zu, dass die bei hohen Energien dominante diffraktive Erzeugung der ω -Mesonen [Omeg84] [ZEUS96b] auch im schwelennahen Energiebereich eine Rolle spielt. Jedoch weisen einige Beobachtungen auf Beiträge anderer Produktionsmechanismen hin. So dürfte bei diffraktiver Erzeugung (sogar generell bei t -Kanal-Austausch) die Abhängigkeit des slope-Parameters b (Abbildung 7.11) von der Photonenergie E_γ bzw. der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} nur schwach sein. Die beobachtete starke Energieabhängigkeit des slope-Parameters bei Photonenergien von 1.5 bis 1.7 GeV zeigt daher den Einfluss von s -Kanal-Beiträgen an. Da sich hier der nahezu exponentielle Abfall bei kleinen $|t - t_{\min}|$ -Werten aus der Überlagerung von s - und t -Kanal-Beiträgen ergibt, macht sein Betrag – genauer gesagt seine Abweichung von dem bei hohen Energien auftretenden Wert – keine direkte Aussage über die Stärke des diffraktiven Anteils.

Auch der steile Anstieg des totalen Wirkungsquerschnittes von der Schwelle bis zu einem Maximum bei 1.3 GeV deutet auf den Beitrag einer oder mehrerer Resonanzen um $\sqrt{s} = 1.7$ GeV hin. Wegen der Schwellennähe kommen nur Resonanzen in Frage, die höchstens mit einem $l = 1$ des ωp -Systems zerfallen. Im Falle $l = 1$ würde der Zerfall eine Winkelverteilung der Form $A - B \cos^2 \theta_{\text{CM}}$ ($B > 0$) im Schwerpunktsystem, also mit einem Maximum bei $\theta_{\text{CM}} = 90^\circ$ ergeben, für $l = 0$ ergäbe sich eine isotrope Winkelverteilung.

Obwohl sich in den winkelabhängigen Anregungskurven in Abbildung 7.16 auf den ersten Blick um $\theta_{\text{CM}} = 90^\circ$ ein Maximum ausprägt, welches bei sehr kleinen und sehr großen Winkeln kaum sichtbar ist, so zeigt doch eine nähere Betrachtung, dass in allen Winkelbereichen ein etwa gleich großer Resonanzbeitrag vorliegt, der aber im Bereich der kleineren Winkel auf einem größeren diffraktiven Anteil liegt. Der Anstieg der Anregungskurven mit der Energie in Schwellennähe mit $q^{1.2-1.3}$ deutet ebenfalls auf eine s -Welle ($l = 0$) hin⁴. Qualitativ kann man unter Vernachlässigung von Interferenztermen die wesentlichen Züge der ω -Erzeugung, wie sie sich in den Anregungskurven zeigen, im Schwellenbereich als Überlagerung von t -Kanal-Austausch und einem Resonanzbeitrag ($\sqrt{s} \approx 1.7$ GeV) von etwa $0.2 \mu\text{b/sr}$ beschreiben. Unter den Resonanzen, die in Quarkpotentialmodellen für einen Zerfall in ωp angegeben werden, würde die $P_{13}(1710)$ [Koni82] in Frage kommen. Abbildung 7.17 zeigt, dass der Mittelwert der Resonanz im Bereich der Schwelle liegt.

Der Beitrag einer solchen Resonanz ist auch mit den Winkelverteilungen im Gottfried-Jackson-System (Abbildung 7.13) verträglich. Hier sollte sich eine rein diffraktive Erzeu-

⁴ q bezeichnet den Mesonimpuls im Schwerpunktsystem, der Anstieg des Wirkungsquerschnitts erfolgt mit q^{2l+1} [DeBe64] [Lage81] [CGLN57].

gung (0^+ -Austausch im t -Kanal) durch eine $\sin^2 \theta_{\text{GJ}}$ -Form darstellen. Im Photonenergiebereich E_γ von 1.1 GeV bis 1.35 GeV (entsprechend einer Schwerpunktsenergie \sqrt{s} von 1.72 GeV bis 1.85 GeV) ergibt sich eine starke Abweichung von obiger Form, während zwischen einem E_γ von 1.35 GeV und 1.65 GeV (\sqrt{s} von 1.85 GeV bis 1.99 GeV) für $|t - t_{\text{min}}|$ -Werte unterhalb von 0.3 GeV^2 beinahe eine $\sin^2 \theta_{\text{GJ}}$ -Verteilung erreicht wird. Eine solch starke Änderung mit der Energie kann nicht über einen zusätzlichen t -Kanal-Austausch, der nur eine schwache Abhängigkeit von \sqrt{s} hätte, erklärt werden. Andererseits ist der exponentielle Abfall hier deutlich steiler, als bei rein diffraktiver Produktion zu erwarten wäre. Zu höheren Energien hin nimmt die Abweichung vom $\sin^2 \theta_{\text{GJ}}$ -Verhalten wieder etwas zu, was weitere, schwächere Resonanzbeiträge im Bereich $\sqrt{s} \approx 2 \text{ GeV}$ vermuten lässt.

Zu höheren Werten des korrigierten Impulsübertrages $|t - t_{\text{min}}|$ lässt sich der Wirkungsquerschnitt generell nicht mehr über eine Exponentialfunktion beschreiben. Dies ist korreliert mit einem deutlichen Umklappen der Winkelverteilung im Gottfried-Jackson-System, also einer Verletzung der t -Kanal-Helizitätserhaltung.

Ab einer Photonenergie von etwa 1.65 GeV schließlich scheint die diffraktive Produktion für kleine $|t - t_{\text{min}}|$ dominant zu werden.

8 $\Phi(1020)$

8.1 Physikalische Daten

Auch das Vektormeson $\Phi(1020)$ wird zuerst kurz vorgestellt [PDG00]:

Masse m_Φ	1019.417 ± 0.014 MeV	
Breite Γ_Φ	4.458 ± 0.032 MeV	
Zerfallsmodi	K^+K^-	(49.2 ± 0.7) %
	$K_L^0 K_S^0$	(33.8 ± 0.6) %
	$\rho\pi$ und $\pi^+\pi^-\pi^0$	(15.5 ± 0.6) %
	andere	< 1.5 %

Die Auswertung erfolgt analog zur Auswertung des $\omega(782)$ durch Untergrundabtrennung in der Verteilung der invarianten Masse des K^+K^- -Systems.

8.2 Untergrundabtrennung

Im Falle des Φ -Mesons befindet sich das abzutrennende Signal in der Nähe der kinematischen Schwelle für die Reaktion $\gamma p \rightarrow pK^+K^-$, so dass links vom Signal nur sehr wenige Stützstellen zur Anpassung des Untergrundes vorhanden sind. Es zeigt sich jedoch, dass zu dessen Beschreibung eine Funktion $u(m)$ der Form

$$u(m) = a \cdot (m - a_1)^{b_1} \cdot (m - a_2)^{b_2}$$

mit

- m invariante Masse des K^+K^- -Systems
- a Skalierungsfaktor
- a_1, a_2 Nullstellen des Untergrundes
- b_1, b_2 Exponenten

gut geeignet ist, die Beschreibung des Signals gelingt wie im Falle des ω -Mesons mit einer doppelten Voigt-Funktion (Abbildung 8.1). Obwohl sich hier keine Probleme in der Untergrundabtrennung aus kinematischen Gründen ergeben, wird deren systematische Unsicherheit aufgrund des größeren Binnings durchgängig auf 10 % abgeschätzt.

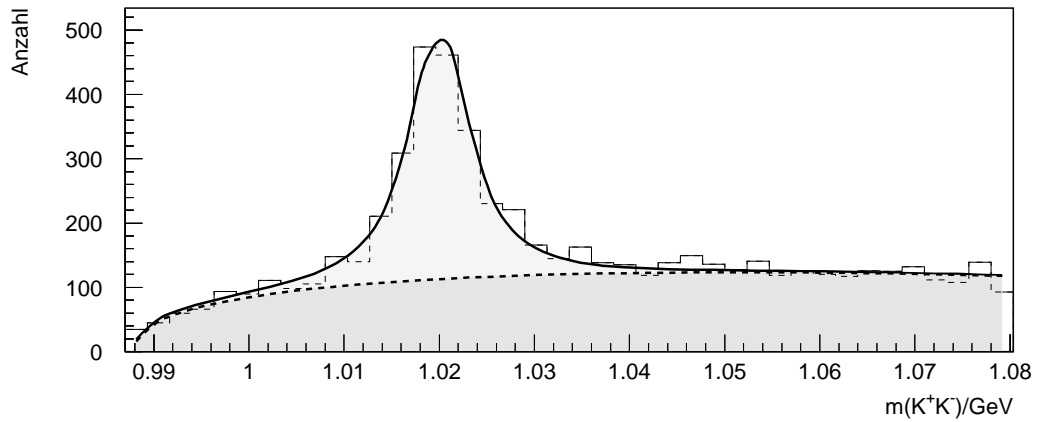


Abbildung 8.1: Untergrundabtrennung und Parametrisierung des Φ -Signals

8.3 Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$

Auch im Falle des Φ wird der Impulsübertrag t um seinen kinematisch erlaubten Mindestbetrag t_{\min} korrigiert. Die vorhandene Statistik erlaubt jedoch nur ein gegenüber der Untersuchung des ω erheblich gröberes Binning (Abbildung 8.2).

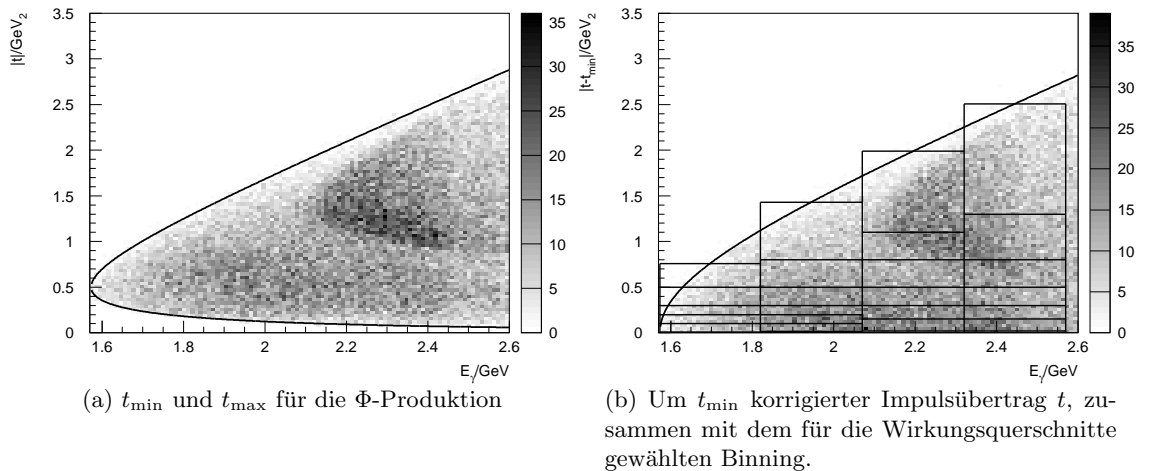


Abbildung 8.2: Kinematisch erlaubter Bereich für den Betrag des Impulsübertrags t . Eingezeichnet ist zusätzlich die Verteilung der Messdaten für identifizierte Ereignisse des Typs $\gamma p \rightarrow pK^+K^-$.

Die Simulation der Φ -Ereignisse erfolgte zunächst mit einem Slope-Parameter von $b = 4 \text{ GeV}^{-2}$, in einem zweiten Schritt wurden die aus ersten Ergebnissen gewonnenen Slope-Parameter und zusätzlich die Winkel-Verteilungen im Gottfried-Jackson-System in die Simulation eingebaut und die Akzeptanzrechnung wiederholt.

Wie schon bei der Auswertung des ω -Mesons lässt sich auch hier die Akzeptanz bei sehr kleinen t nicht zuverlässig bestimmen (siehe Kapitel 7.3), der Startwert für $|t - t_{\min}|$ variiert je nach Energie zwischen 0.01 GeV^2 und 0.02 GeV^2 . Auch wird aus kinematischen Gründen das jeweils höchste t -Bin wieder mit einem Korrekturfaktor versehen. Zusätzlich muss hier noch beachtet werden, dass im ersten Energiebin für höhere t nicht mehr der gesamte Photonenergiebereich beiträgt (Abbildung 8.2(b)). Dies wird korrigiert, indem für den Luminositätsfaktor nur der Fluss des kinematisch abgedeckten Bereichs aufintegriert wird.

Die auf die beschriebene Weise erzeugten Wirkungsquerschnitte zeigt die Abbildung 8.3.

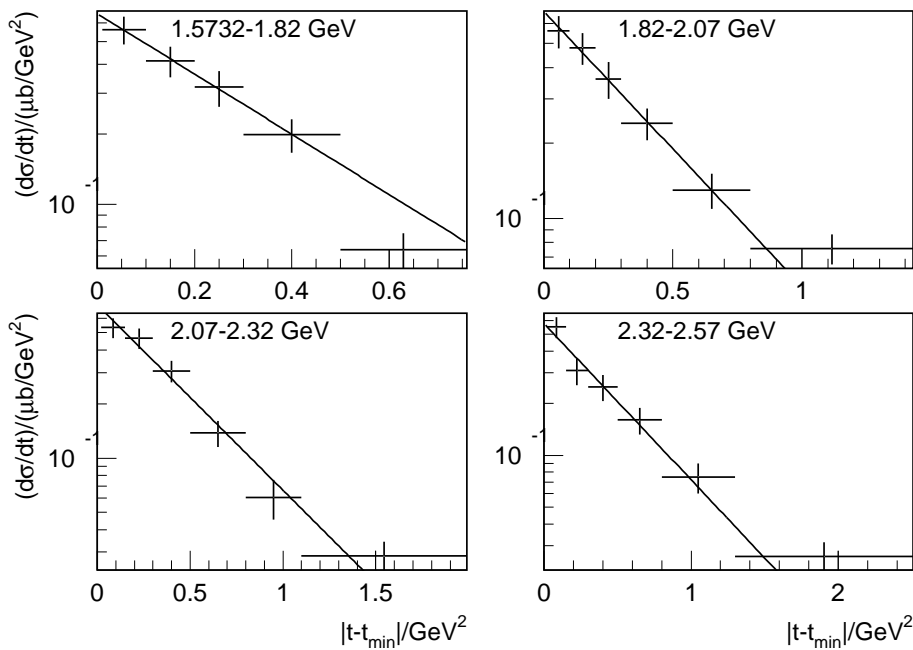


Abbildung 8.3: Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt$

Über den gesamten Energiebereich kann eine Exponential-Funktion der Form $e^{a-b|t|}$ angepasst werden, was auf eine Erzeugung des Φ -Mesons durch t -Kanal-Austausch hinweist. Die auf diese Weise ermittelten Slope-Parameter b sind in Abbildung 8.4 zu sehen.

8.4 Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot}

Zur Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes wurde in jedem Bin die angepasste Exponentialfunktion bis zum 4. t -Bin analytisch integriert, danach die Bin-Inhalte aufsummiert. Das Ergebnis zeigt Abbildung 8.5. Es wird ein maximaler Wirkungsquerschnitt von etwa $0.3 \mu\text{barn}$ erreicht.

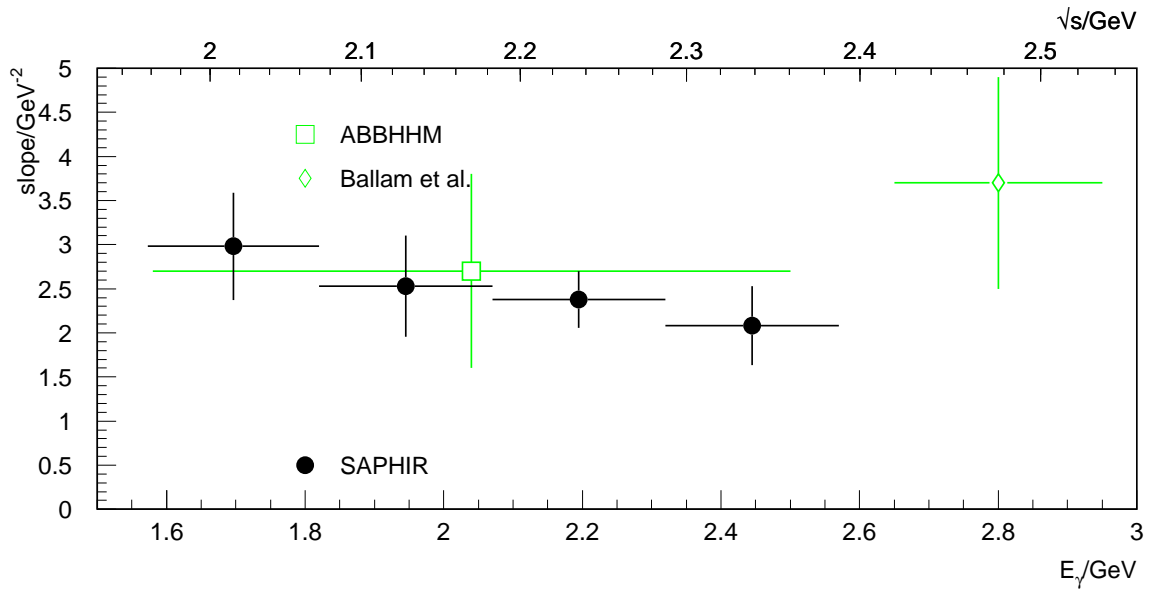


Abbildung 8.4: Slope-Parameter b in Abhängigkeit von der Photonenergie E_γ bzw. der Gesamtenergie \sqrt{s} mit Vergleichsdaten [ABBH68] [Ball73]. Bei höheren Energien (etwa ab 5 GeV) wurde ein Slope von ca. 4 GeV^{-2} gemessen [ZEUS96a].

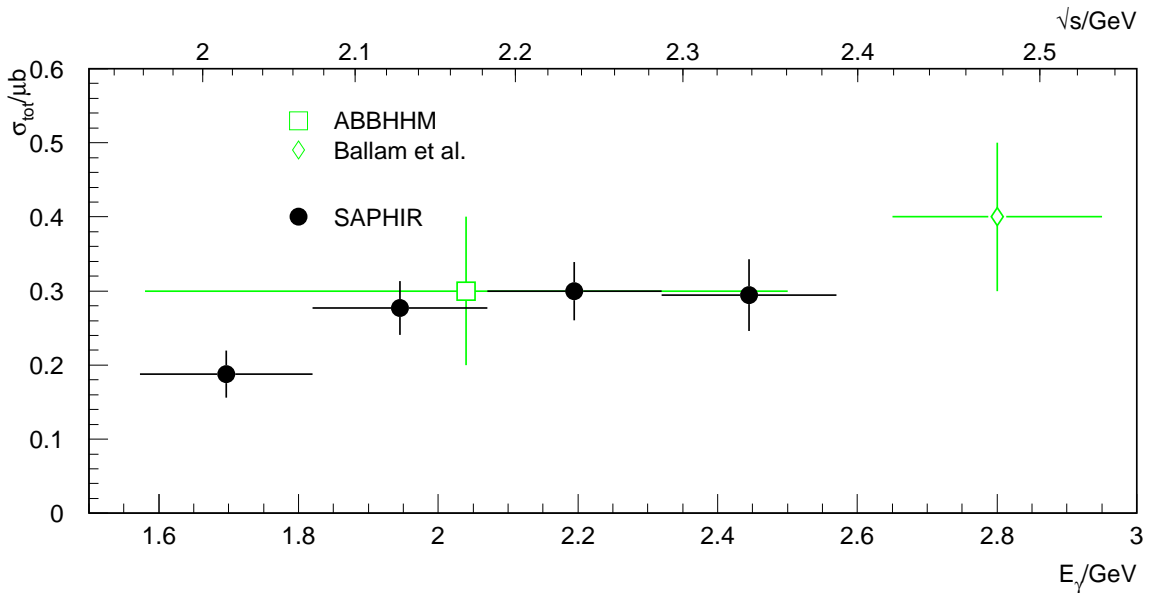


Abbildung 8.5: Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\Phi$ in Abhängigkeit von der Photonenergie E_γ bzw. der Gesamtenergie \sqrt{s} mit Vergleichsdaten [ABBH68] [Ball73].

8.5 Zerfallswinkelverteilungen

Für die Zerfallswinkelverteilungen wurden die Unterteilung des Photonenergie-Bereichs in 4 Bins beibehalten. Abbildung 8.6 zeigt die Ergebnisse im Gottfried-Jackson-, Abbildung 8.7 die im Helizitäts-System.

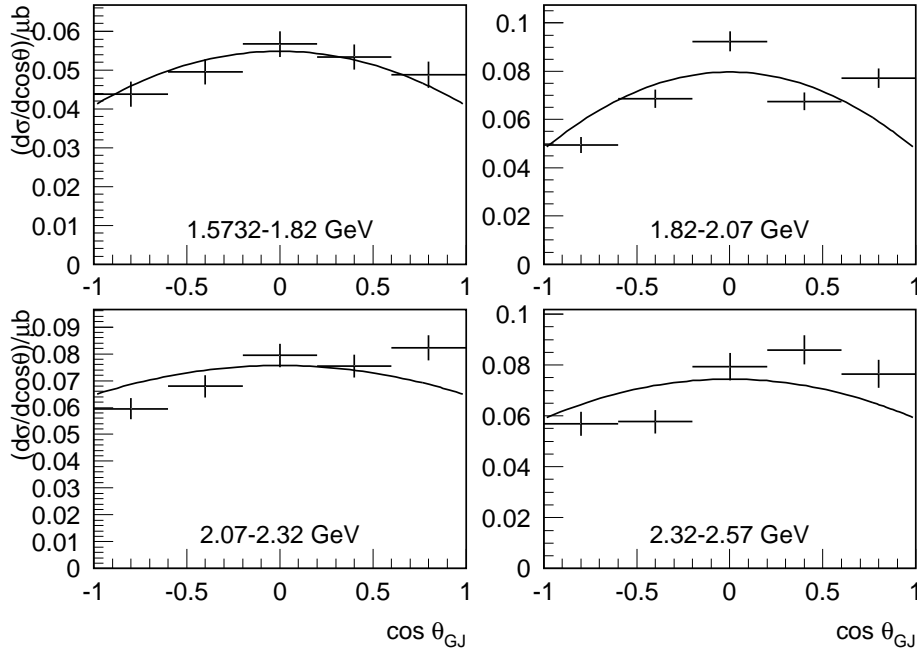


Abbildung 8.6: Zerfallswinkelverteilungen im Gottfried-Jackson-System

Die Winkelverteilungen in beiden Systemen zeigen mit statistischer Signifikanz keine Symmetrie um $\theta = 90^\circ$ ($\cos \theta = 0$), obwohl theoretische Überlegungen (siehe Anhang B) dies erfordern. Die relativen Fehler der angepassten symmetrischen Funktion sind aus diesem Grunde gegenüber den Verteilungen der ω -Produktion um einen Faktor 5 größer. Ein energieabhängig mehr oder weniger ausgeprägtes $\sin^2 \theta$ -Verhalten lässt deswegen keine Aussage über mögliche Erzeugungsmechanismen zu.

Die Spindichtmatrixelemente konnten ebenfalls wegen geringer Zählrate nur einmal für den gesamten Energiebereich berechnet werden. Diese sind in Tabelle 8.1 zusammengestellt. Anhang B.2 zeigt die Verteilungen und die angepassten Funktionen.

E_γ	System	a_{00}	a_{1-1}	a_{10}
1.573-2.57 GeV	Gottfried-Jackson	0.2227 ± 0.0180	0.0470 ± 0.0153	0.0531 ± 0.0090
	Helizität	0.2533 ± 0.0213	0.1398 ± 0.0136	-0.0012 ± 0.0099

Tabelle 8.1: Spindichtmatrixelemente

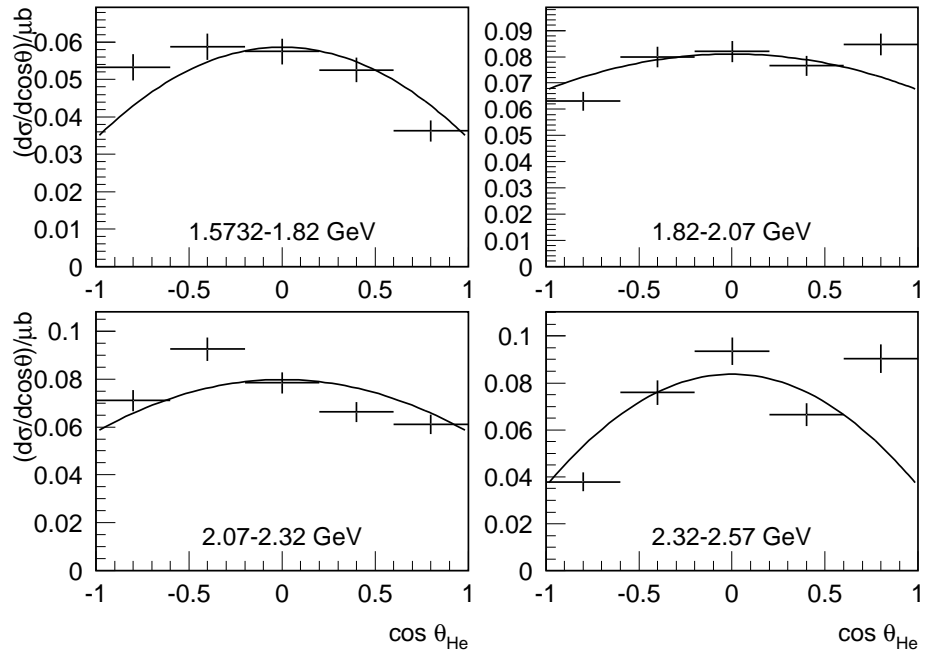


Abbildung 8.7: Zerfallswinkelverteilungen im Helizitäts-System

8.6 Produktion eines $s\bar{s}$ -Paares aus den Seequarks des Protons

Rechnungen von Alexander I. Titov, Yongseok Oh, Shin Nan Yang und Toshiyuki Morii [Tito96] (Abbildung 8.8) ergeben, dass ein eventueller $s\bar{s}$ -knock-out von der um 1 bis 2 Größenordnungen stärkeren diffraktiven Produktion überdeckt wird. Jedoch sollte sich ein uud-knock-out bei großen Streuwinkeln θ_{CM} , also großen Impulsüberträgen $|t|$ in den differentiellen Wirkungsquerschnitten bemerkbar machen. Die experimentellen Daten zeigen zwar Abweichungen von dem von den Autoren angegebenen diffraktiven Verhalten, lassen aber keine direkten Schlüsse auf die Stärke der anderen angegebenen möglichen Beiträge zu. Insbesondere fehlen zu einer Überprüfung des möglichen uud-knock-outs statistisch signifikante Daten bei Winkeln über 140° .

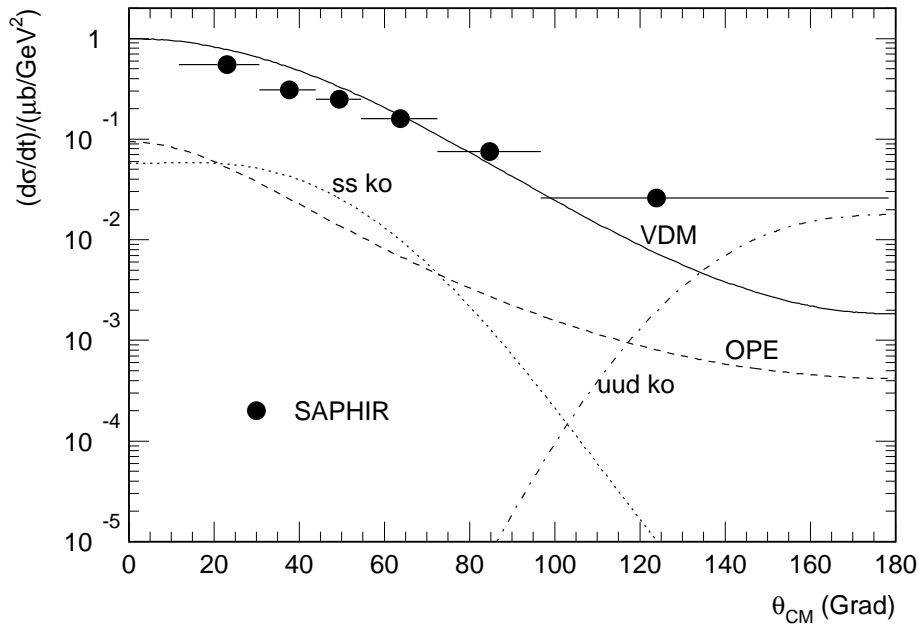


Abbildung 8.8: Winkelabhängige Beiträge zum differentiellen Wirkungsquerschnitt nach [Tito96]. Es wurden Rechnungen zur diffraktiven Produktion (VDM) und zum Ein-Pion-Austausch (OPE) sowie $s\bar{s}$ - und uud -knock-out (ss ko und uud ko) für Photonenergien $E_\gamma=2$ GeV durchgeführt. Zum Vergleich wurden die experimentellen Daten aus Abbildung 8.3 ($1.82 \text{ GeV} < E_\gamma < 2.07 \text{ GeV}$) eingezeichnet.

8.7 Fehlerdiskussion

Der Wirkungsquerschnitt für die Φ -Produktion ist (betrachtet man ihre jeweiligen Maximalwerte) etwa um einen Faktor 30 kleiner als der für ω -Produktion. Trotz des größeren Binnings bewegen sich hier die Unsicherheiten in der Abtrennung, die durchgängig mit 10% angegeben werden, im Bereich der statistischen Fluktuationen. Auf einen Vergleich zwischen den 3 ausgewerteten Messperioden musste deshalb verzichtet werden, jedoch wird eine ähnlichen Größenordnung wie bei der ω -Produktion, also etwa 8% angenommen.

Auch hier spielt der Fehler der Akzeptanz wegen der großen Zahl simulierter Ereignisse vergleichsweise keine Rolle.

8.8 Interpretation der Ergebnisse

Die Wirkungsquerschnitte für die Photoproduktion des Φ -Mesons zeigen über den gesamten Photonenergie- und den gesamten t -Bereich einen exponentiellen Verlauf. Dies deutet auf einen Austausch im t -Kanal hin. Dazu passt die Energieunabhängigkeit der Winkelverteilungen im Gottfried-Jackson-System. Allerdings zeigt die Abweichung von der

$\sin^2 \theta_{GJ}$ -Form auch, dass nicht-diffraktive Beiträge eine Rolle spielen. Hier kommen η - und π^0 -Austausch im t -Kanal in Frage. Der gemessene Slope-Parameter liegt mit Werten zwischen 2.5 und 3 GeV^{-2} etwas unterhalb der Werte bei Photonenergien oberhalb von 3 GeV , der dort zu etwa 4 GeV^{-2} bestimmt worden ist.

Für Beiträge von Resonanzen gibt es, anders als beim ω , keine Hinweise.

9 Zusammenfassung

Die vorliegende Dissertation analysiert die Photoproduktion der beiden Vektormesonen $\omega(782)$ und $\Phi(1020)$ im Hinblick auf deren Produktionsmechanismus von der Reaktionsschwelle an bis zu einer Photonenergie von 2.6 GeV. Datengrundlage bilden dabei drei Strahlzeiten mit dem SAPHIR-Detektor an der Beschleunigeranlage ELSA, die in den Jahren 1997 und 1998 stattfanden. Zur Kalibrierung der einzelnen Detektorkomponenten, zum Beispiel der Flugzeitanlage, und zur Akzeptanzrechnung waren umfangreiche Arbeiten notwendig. Die Anwendung der Analyse auf gut bekannte Wirkungsquerschnitte, etwa dem für Doppelpion-Produktion, zeigte eine sehr gute Übereinstimmung.

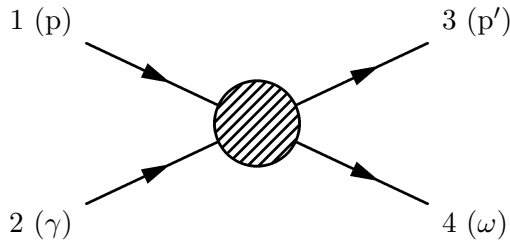
Aus ca. 133 Mio. Triggern konnten ca. 320 000 Ereignisse der ω - sowie etwa 5 400 der Φ -Produktion zugeordnet werden. Die Auswertung liefert totale Wirkungsquerschnitte, nach dem Impulsübertrag t differentielle Wirkungsquerschnitte, sowie Zerfallswinkelverteilungen im Gottfried-Jackson- und im Helizitätssystem. Wegen vermuteter Resonanzproduktion des ω -Mesons wurden hierbei zusätzlich Anregungskurven in Abhängigkeit vom Streuwinkel untersucht.

Im Falle des ω -Mesons zeigen sich neben der bei hohen Energien vorherrschenden diffraktiven Produktion insbesondere an der Schwelle, aber vermutlich auch bei höheren Energien Beiträge von s -Kanal-Resonanzen. Rechnungen von Roman Koniuk mit Quarkpotentialmodellen liefern in Schwellennähe eine in ωp zerfallende $P_{13}(1710)$ -Resonanz, die mit den vorgestellten Ergebnissen verträglich erscheint. Zur Festlegung etwaiger weiterer Resonanzbeiträge im Bereich von $\sqrt{s} \approx 2$ GeV sind modellabhängige theoretische Analysen erforderlich. Die bei allen Energien starken Abweichungen vom diffraktiven Verhalten, insbesondere bei großen Werten des Impulsübertrages t , weisen außerdem auf zusätzliche nicht-diffraktive Austauschbeiträge im t -Kanal hin.

Die Analyse des Φ -Mesons hingegen ergab keine Hinweise auf eine Produktion über eine Resonanz. Die Ergebnisse sprechen jedoch gegen eine rein diffraktive Erzeugung im schwelennahen Bereich, sondern neben dem 0^+ -Austausch für weitere Austauschbeiträge im t -Kanal.

A Mandelstam-Variablen

Für Teilchenreaktionen mit 2 einlaufenden und 2 auslaufenden Teilchen mit den Viererimpulsen p_1, \dots, p_4 und den Massen m_1, \dots, m_4



sind die drei Mandelstamvariablen s , t und u definiert:

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 \\ t &= (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2 \\ u &= (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2 \end{aligned}$$

Diese drei Variablen sind als Quadrate von Vierer-Vektoren invariant unter Lorentztransformationen und es gilt

$$s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2.$$

\sqrt{s} entspricht der Schwerpunktsenergie des Gesamtsystems. Für das Quadrat des Viererimpulsübertrages t existieren aus kinematischen Gründen minimale und maximale¹ Impulsüberträge t_{\min} und t_{\max} [PDG00]:

$$\begin{aligned} t_{\min}(t_{\max}) &= \left(\frac{m_1^2 - m_3^2 - m_2^2 + m_4^2}{2\sqrt{s}} \right)^2 \\ &\quad - \left(\sqrt{\left(\frac{s + m_1^2 - m_2^2}{2\sqrt{s}} \right)^2 - m_1^2} \mp \sqrt{\left(\frac{s + m_3^2 - m_4^2}{2\sqrt{s}} \right)^2 - m_3^2} \right)^2 \end{aligned}$$

Betrachten wir den Spezialfall eines einlaufenden reellen ($m_1 = 0$) Photons der Energie E_γ und eines ruhenden Target-Protons ($m_2 = m_p$), dann gilt die Beziehung

¹„Minimal“ und „maximal“ bezieht sich auf den **Betrag** des stets negativen Quadrats des Viererimpulsübertrags, es gilt aus diesem Grunde $t_{\min} > t_{\max}$.

$$s = m_p^2 + 2m_p E_\gamma.$$

Im Fall der hier behandelten Vektormeson-Photoproduktion (zum Beispiel ω) bezeichnet t üblicherweise den Viererimpulsübertrag an das auslaufende Proton und ist definitionsgemäß stets negativ, zudem gilt $m_2 = m_4 = m_p$. Damit vereinfacht sich obige Gleichung für t_{\min} und t_{\max} zu:

$$t_{\min}(t_{\max}) = \left(\frac{m_\omega^2}{2\sqrt{s}} \right)^2 - \left(\frac{s - m_p^2}{2\sqrt{s}} \mp \sqrt{\left(\frac{s + m_\omega^2 - m_p^2}{2\sqrt{s}} \right)^2 - m_\omega^2} \right)^2$$

Impulsübertrag t und Streuwinkel des Mesons im Schwerpunktsystem θ_{CM} sind eindeutig miteinander verknüpft:

$$t = t_{\min} - \frac{s - m_p^2}{s} \sqrt{(s - (m_\omega + m_p)^2)(s - (m_\omega - m_p)^2)} \sin^2 \frac{\theta_{\text{CM}}}{2}$$

B Zerfallswinkelverteilungen

Zur Untersuchung der Produktionsmechanismen der Vektormesonen werden üblicherweise Zerfallswinkelverteilungen im Ruhesystem des Vektormesons herangezogen. Dabei sind je nach vermutetem Produktionsmechanismus unterschiedliche Koordinatensysteme zur Untersuchung geeignet [Wolf70].

Die beiden im Rahmen dieser Doktorarbeit verwendeten Systeme unterscheiden sich durch die Wahl ihrer Quantisierungsachse (z -Achse), während als y -Achse in beiden Fällen die Richtung der Normalen auf die Produktionsebene gewählt wird.

Im **Gottfried-Jackson-System** entspricht die Richtung der z -Achse der des einlaufenden Photons im Ruhesystem des Vektormesons:

$$\vec{z} = \frac{\vec{k}_{\text{VM}}}{|\vec{k}_{\text{VM}}|}$$

Eine \sin^2 -Form der Verteilung des Polarwinkels $\cos \theta_{\text{GJ}}$ deutet auf eine Erhaltung der t -Kanal-Helizität hin (0^+ -Austausch).

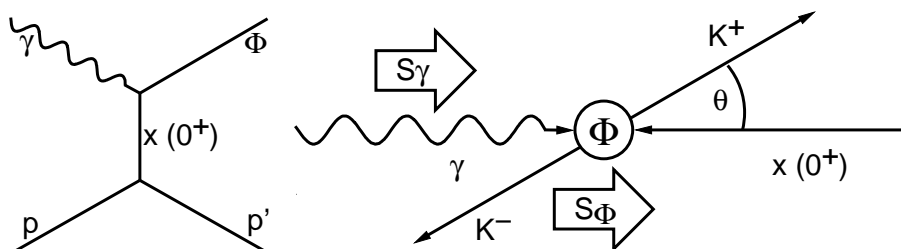


Abbildung B.1: t -Kanal-Helizitätserhaltung im Gottfried-Jackson-System. Dargestellt ist die Φ -Erzeugung im t -Kanal und das Ruhesystem des Φ -Mesons.

Im **Helizitätssystem** weist die z -Achse in Flugrichtung des Vektormesons im Gesamtschwerpunktsystem, also in die entgegengesetzte Richtung des auslaufenden Protons:

$$\vec{z} = -\frac{\vec{p}_p}{|\vec{p}_p|} = \frac{\vec{q}_{\text{CM}}}{|\vec{q}_{\text{CM}}|}$$

Ist die s -Kanal-Helizität erhalten, zeigt sich wieder eine charakteristische \sin^2 -Form in θ_{He} , eine Abweichung davon weist hingegen auf einen Spinflip-Beitrag hin.

In beiden System betrachtet man Azimut(ϕ)- und Polar(θ)-Winkel bezüglich einer ausgezeichneten Richtung \vec{n} , für die im Falle des Φ -Mesons üblicherweise das positive Kaon, im

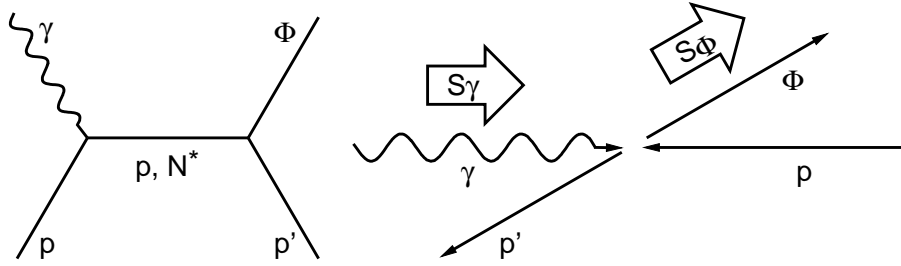


Abbildung B.2: s -Kanal-Helizitätserhaltung im Helizitätssystem. Dargestellt ist die Φ -Erzeugung im s -Kanal und das Gesamtschwerpunktsystem.

Falle des ω -Mesons die Normale auf die durch die drei Zerfallspionen aufgespannte Fläche gewählt wird.

Es gilt:

$$\cos \theta = \vec{n} \cdot \vec{z} \quad \cos \phi = \frac{\vec{y} \cdot (\vec{z} \times \vec{n})}{|\vec{z} \times \vec{n}|}$$

Die charakteristischen Formen der Winkelverteilungen korrespondieren mit dem Verhalten der Elemente der Spinraum-Dichtematrizen [Schi70] [Wolf70] [Fick71] [Lieb83]. In beiden Systemen genügen die Winkelverteilungen folgender Gleichung:

$$W(\theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{1}{2}(1 - a_{00}) + \frac{1}{2}(3a_{00} - 1) \cos^2 \theta - a_{1-1} \sin^2 \theta \cos 2\phi - \sqrt{2}a_{10} \sin 2\theta \cos \phi \right)$$

Eine Anpassung an die gemessenen Verteilungen liefert die Dichtematrixelemente a_{00} , a_{1-1} und a_{10} . Auf den folgenden Seiten sind alle Verteilungen und die Projektionen der angepassten zweidimensionalen Funktionen auf die ϕ - bzw. θ -Achse dargestellt (Abbildungen B.3 bis B.6 für das ω -Meson und Abbildungen B.7 und B.8 für das Φ -Meson).

Eine Integration obiger Formel liefert die Formen der eindimensionalen Verteilungen in Abhängigkeit der beiden Winkel.

$$\begin{aligned} W(\theta) &= \frac{3}{4} \left(\frac{1}{2}(1 - a_{00}) + \frac{1}{2}(3a_{00} - 1) \cos^2 \theta \right) \\ W(\phi) &= \frac{3}{2\pi} \left(\frac{1}{2}(1 - a_{00}) + \frac{1}{6}(3a_{00} - 1) - \frac{2}{3}a_{1-1} \cos 2\phi \right) \end{aligned}$$

B.1 Zerfallswinkelverteilungen für $\omega(782)$ -Photoproduktion

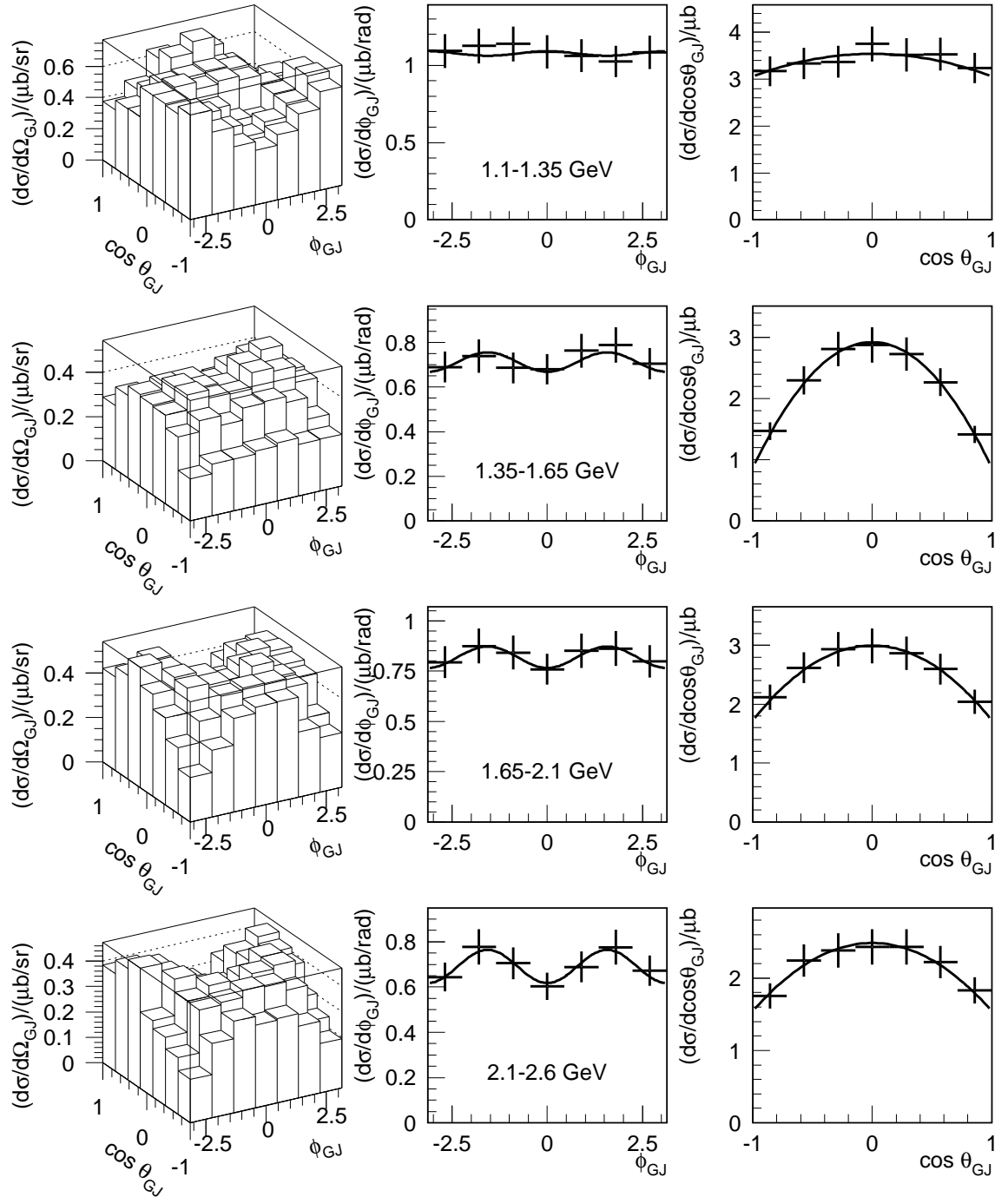


Abbildung B.3: Zerfallswinkelverteilungen für ω -Photoproduktion im Gottfried-Jackson-System bei kleinen Impulsüberträgen $|t - t_{\min}|$.

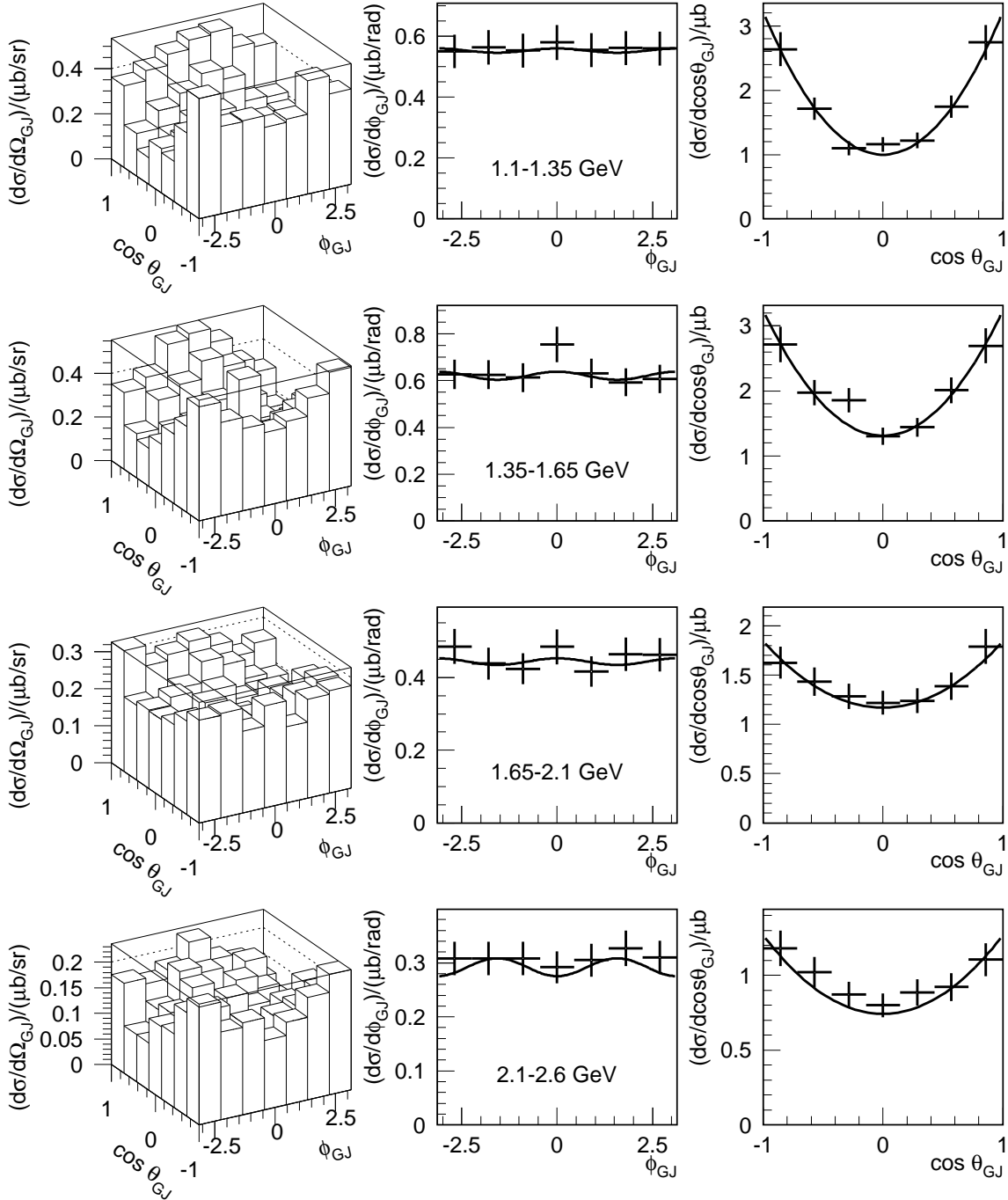


Abbildung B.4: Zerfallswinkelverteilungen für ω -Photoproduktion im Gottfried-Jackson-System bei großen Impulsüberträgen $|t - t_{\min}|$.

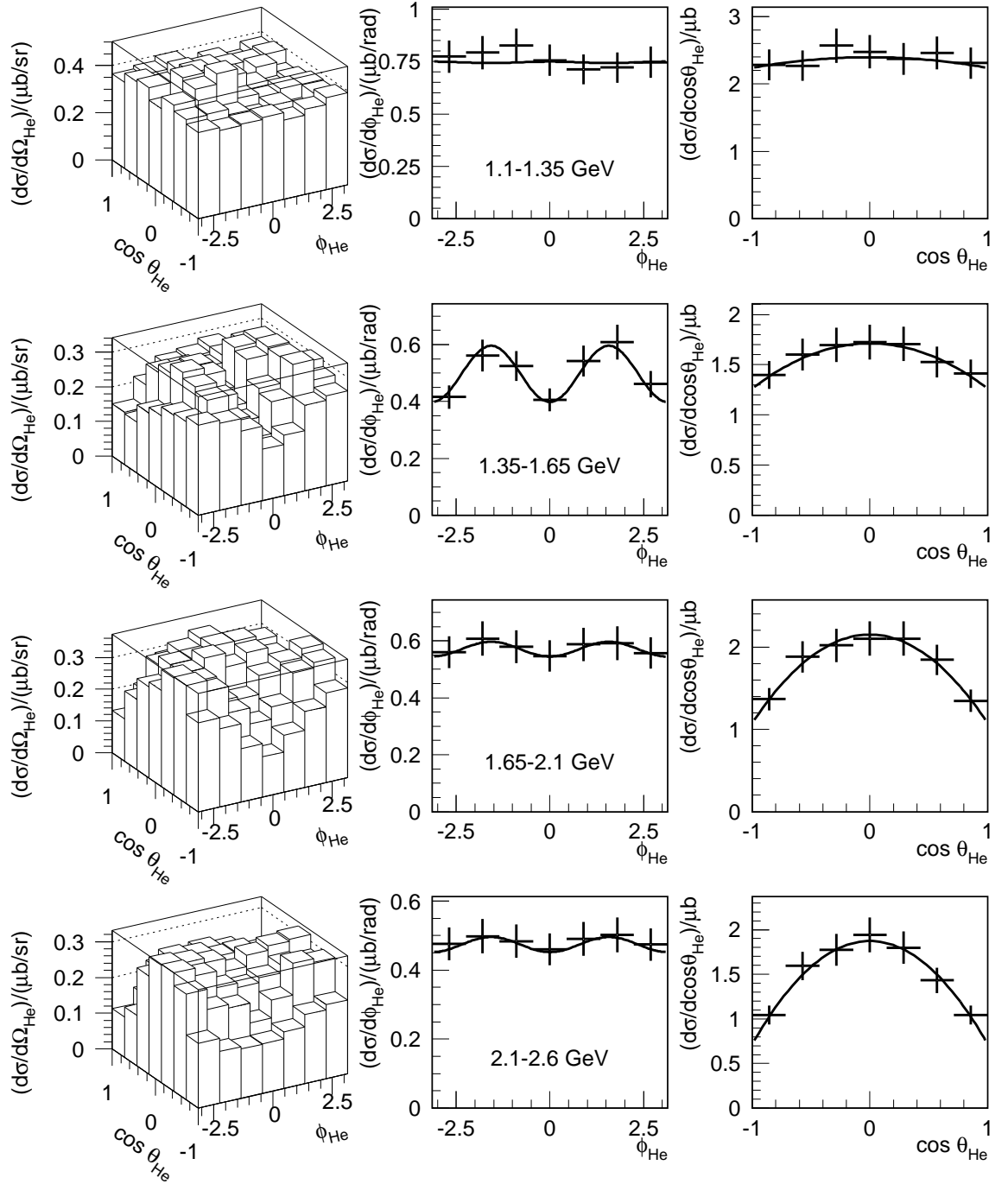


Abbildung B.5: Zerfallswinkelverteilungen für ω -Photoproduktion im Helizitäts-System bei kleinen Impulsüberträgen $|t - t_{\text{min}}|$.

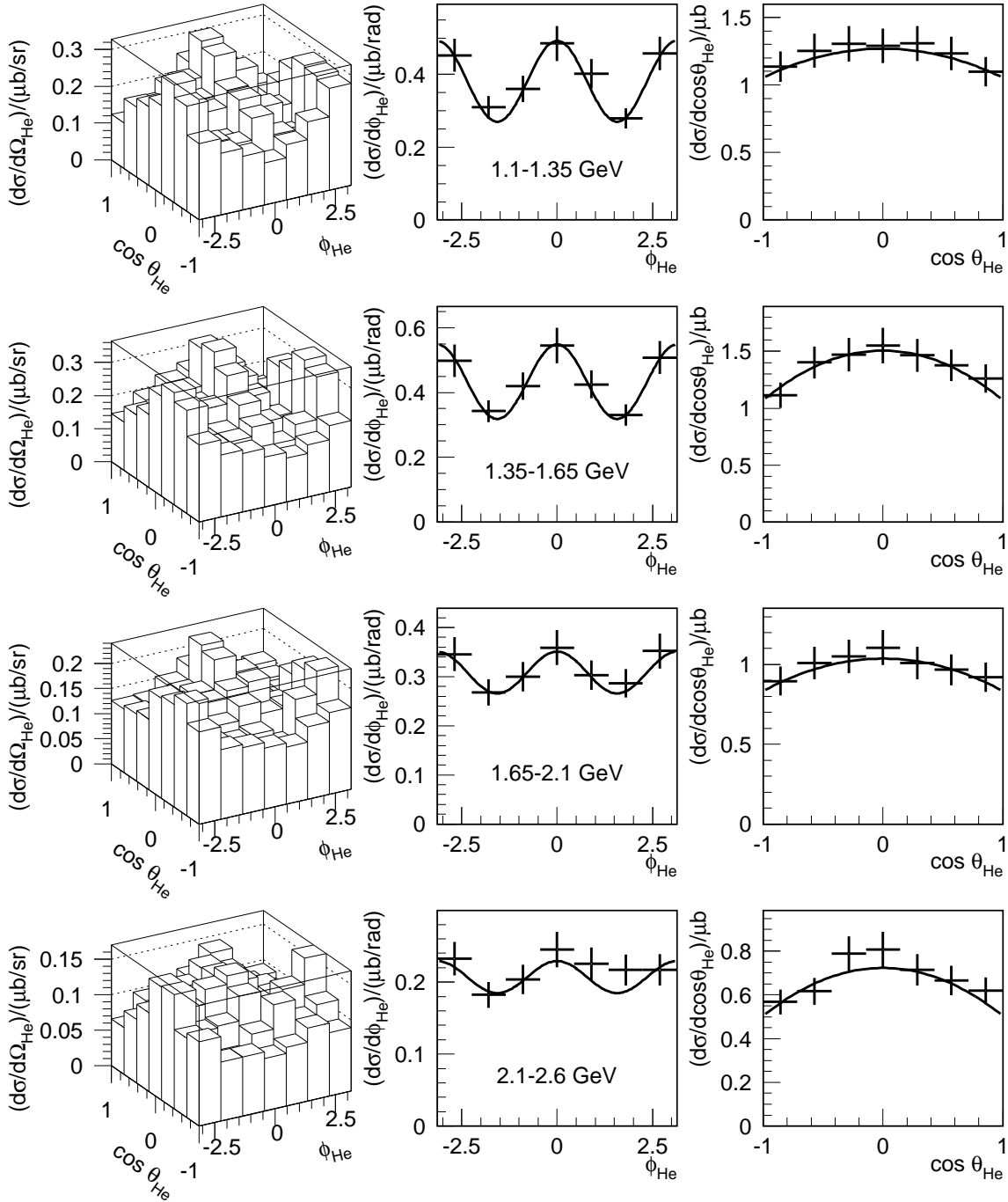


Abbildung B.6: Zerfallswinkelverteilungen für ω -Photoproduktion im Helizitäts-System bei großen Impulsüberträgen $|t - t_{\min}|$.

B.2 Zerfallswinkelverteilungen für $\Phi(1020)$ -Photoproduktion

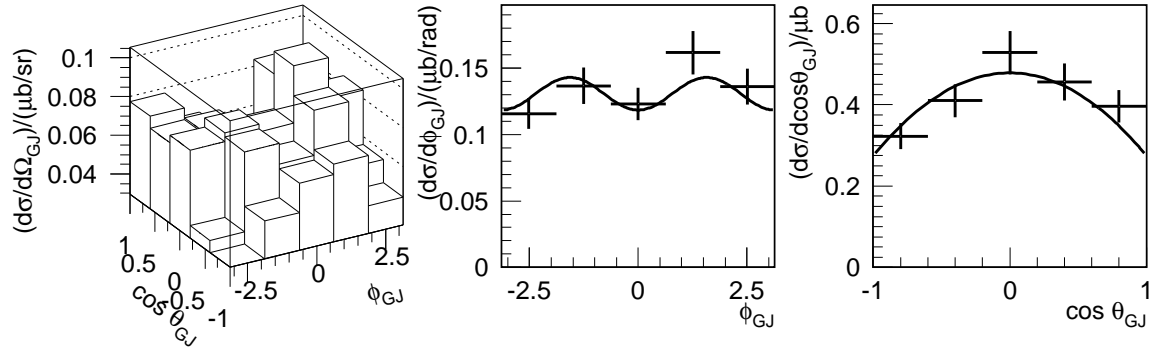


Abbildung B.7: Zerfallswinkelverteilungen für Φ -Photoproduktion im Gottfried-Jackson-System

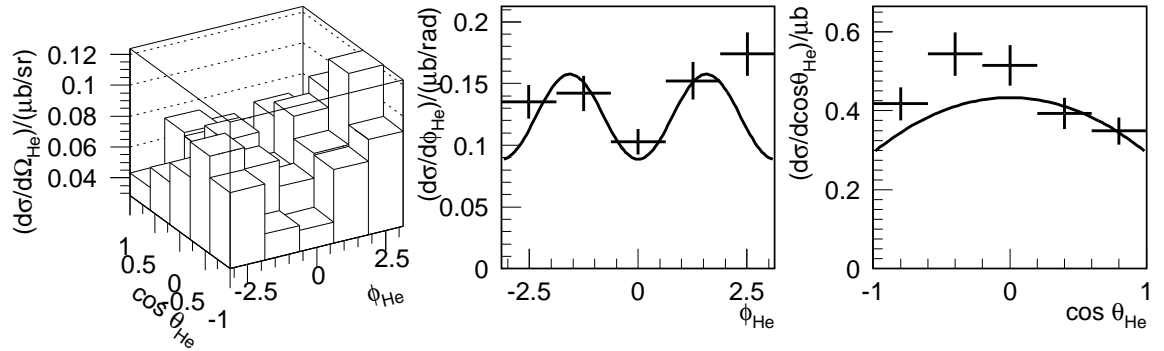


Abbildung B.8: Zerfallswinkelverteilungen für Φ -Photoproduktion im Helizitäts-System

C Wirkungsquerschnitte in Tabellenform

In diesem Anhang sind die Zahlenwerte der Wirkungsquerschnitte aus den Abbildungen 7.9, 7.10, 7.11, 7.12, 8.3, 8.4 und 8.5 in tabellarischer Form aufgeführt. Sie wurden automatisch erzeugt.

C.1 Differentielle und totale Wirkungsquerschnitte für die ω -Photoproduktion

E_γ/GeV	$ t - t_{\min} /\text{GeV}^2$	$d\sigma/dt/(\mu\text{b}/\text{GeV}^2)$	$\sigma_{\text{tot}}/\mu\text{b}$	Slope b/GeV^{-2}
1.1-1.125	0.01-0.05	12.194 ± 0.526504		
	0.05-0.098	7.17197 ± 0.369428	1.00655 ± 0.109093	—
1.125-1.15	0.01-0.05	18.955 ± 0.656583		
	0.05-0.1	16.3938 ± 0.54615		
	0.1-0.15	13.8667 ± 0.502296		
	0.15-0.2	14.3346 ± 0.5107		
	0.2-0.283	10.0132 ± 0.374307	4.02731 ± 0.174324	3.29015 ± 0.723649
1.15-1.175	0.01-0.05	22.4659 ± 0.705865		
	0.05-0.1	19.912 ± 0.594378		
	0.1-0.15	17.4988 ± 0.557198		
	0.15-0.2	15.1217 ± 0.517971		
	0.2-0.25	13.4827 ± 0.489094		
	0.25-0.3	13.7854 ± 0.494555		
	0.3-0.35	9.50546 ± 0.513279		
	0.35-0.393733	8.87141 ± 0.63389	5.99535 ± 0.177589	2.71429 ± 0.314597
1.175-1.2	0.01-0.05	22.3056 ± 0.700214		
	0.05-0.1	18.5011 ± 0.570386		
	0.1-0.15	16.3549 ± 0.536282		
	0.15-0.2	16.544 ± 0.539373		
	0.2-0.25	15.6852 ± 0.525187		
	0.25-0.3	14.3155 ± 0.501732		
	0.3-0.4	12.9022 ± 0.430385		
	0.4-0.483423	8.67862 ± 0.446625	7.21638 ± 0.177583	3.25977 ± 0.518406
1.2-1.25	0.01-0.05	22.5046 ± 0.503464		
	0.05-0.1	16.7623 ± 0.388637		
	0.1-0.15	14.4235 ± 0.360506		
	0.15-0.2	15.0334 ± 0.36805		

E_γ/GeV	$ t - t_{\min} /\text{GeV}^2$	$d\sigma/dt/(\mu\text{b}/\text{GeV}^2)$	$\sigma_{\text{tot}}/\mu\text{b}$	Slope b/GeV^{-2}
	0.2-0.25	12.9877 ± 0.342093		
	0.25-0.3	13.5098 ± 0.348901		
	0.3-0.4	12.266 ± 0.271447		
	0.4-0.5	11.4262 ± 0.309037		
	0.5-0.59942	8.06238 ± 0.309041	7.95363 ± 0.127266	4.72149 ± 0.394394
1.25-1.3	0.01-0.05	22.8096 ± 0.513783		
	0.05-0.1	18.1391 ± 0.409802		
	0.1-0.15	14.824 ± 0.370466		
	0.15-0.2	12.4228 ± 0.339138		
	0.2-0.25	12.1279 ± 0.335088		
	0.25-0.3	11.275 ± 0.323091		
	0.3-0.4	10.3857 ± 0.234898		
	0.4-0.5	10.4969 ± 0.275933		
	0.5-0.6	8.54601 ± 0.269884		
	0.6-0.7355	7.10649 ± 0.272132	8.51022 ± 0.13172	4.20038 ± 0.246037
1.3-1.35	0.01-0.05	20.5183 ± 0.496466		
	0.05-0.1	16.4563 ± 0.397676		
	0.1-0.15	12.1222 ± 0.341315		
	0.15-0.2	8.68617 ± 0.28892		
	0.2-0.25	9.6165 ± 0.303999		
	0.25-0.3	8.19919 ± 0.280704		
	0.3-0.4	8.34896 ± 0.201466		
	0.4-0.5	8.91701 ± 0.240596		
	0.5-0.6	7.35379 ± 0.237547		
	0.6-0.7	6.44324 ± 0.245845		
	0.7-0.8	5.74315 ± 0.270187		
	0.8-0.859769	4.2601 ± 0.370347	7.75963 ± 0.11959	5.88805 ± 0.266687
1.35-1.4	0.015-0.05	20.5027 ± 0.54166		
	0.05-0.1	15.1253 ± 0.389244		
	0.1-0.15	10.0157 ± 0.316745		
	0.15-0.2	8.0203 ± 0.283443		
	0.2-0.25	7.61492 ± 0.276187		
	0.25-0.3	7.11937 ± 0.267049		
	0.3-0.4	6.6372 ± 0.178118		
	0.4-0.5	6.52902 ± 0.19094		
	0.5-0.6	6.35134 ± 0.209839		
	0.6-0.7	5.15373 ± 0.204704		
	0.7-0.8	5.13111 ± 0.234605		
	0.8-0.9	4.58646 ± 0.258318		
	0.9-0.976657	3.50201 ± 0.303651	7.18622 ± 0.126584	6.90022 ± 0.316442
1.4-1.45	0.015-0.05	20.6875 ± 0.555633		
	0.05-0.1	15.7411 ± 0.405509		
	0.1-0.15	10.1703 ± 0.32595		
	0.15-0.2	7.89211 ± 0.287131		

E_γ/GeV	$ t - t_{\min} /\text{GeV}^2$	$d\sigma/dt/(\mu\text{b}/\text{GeV}^2)$	$\sigma_{\text{tot}}/\mu\text{b}$	Slope b/GeV^{-2}
	0.2-0.25	5.50672 ± 0.239845		
	0.25-0.3	4.46339 ± 0.215931		
	0.3-0.4	4.37292 ± 0.142732		
	0.4-0.5	5.1268 ± 0.165557		
	0.5-0.6	5.50133 ± 0.194253		
	0.6-0.7	4.55672 ± 0.187618		
	0.7-0.8	4.66824 ± 0.218444		
	0.8-0.9	4.49278 ± 0.252249		
	0.9-1	3.81754 ± 0.256874		
	1-1.08863	2.19788 ± 0.204881	6.72708 ± 0.123333	6.65406 ± 0.1943
1.45-1.5	0.015-0.05	19.9821 ± 0.555181		
	0.05-0.1	15.6121 ± 0.410575		
	0.1-0.15	10.1995 ± 0.331858		
	0.15-0.2	6.35259 ± 0.261902		
	0.2-0.25	4.57941 ± 0.222366		
	0.25-0.3	4.1621 ± 0.211992		
	0.3-0.4	3.41923 ± 0.125804		
	0.4-0.5	4.22609 ± 0.149521		
	0.5-0.6	4.18378 ± 0.156113		
	0.6-0.7	4.39841 ± 0.182859		
	0.7-0.8	3.85251 ± 0.186944		
	0.8-0.9	3.88426 ± 0.217703		
	0.9-1	3.41116 ± 0.213935		
	1-1.1	3.17629 ± 0.230389		
	1.1-1.19709	1.60062 ± 0.155448	6.31934 ± 0.119987	7.37582 ± 0.207635
1.5-1.55	0.02-0.05	21.2367 ± 0.628901		
	0.05-0.1	18.0293 ± 0.448853		
	0.1-0.15	11.1865 ± 0.353559		
	0.15-0.2	8.41417 ± 0.306634		
	0.2-0.25	5.56965 ± 0.249476		
	0.25-0.3	3.28277 ± 0.191529		
	0.3-0.4	3.42978 ± 0.133789		
	0.4-0.5	2.98395 ± 0.124466		
	0.5-0.6	3.20398 ± 0.137565		
	0.6-0.7	3.42451 ± 0.157032		
	0.7-0.8	3.93479 ± 0.200754		
	0.8-0.9	3.39965 ± 0.194779		
	0.9-1	2.85832 ± 0.193353		
	1-1.1	2.98289 ± 0.228698		
	1.1-1.2	2.38517 ± 0.202878		
	1.2-1.30295	1.27842 ± 0.165196	6.50618 ± 0.126974	7.56398 ± 0.192359
1.55-1.6	0.02-0.05	22.7336 ± 0.663659		
	0.05-0.1	16.9713 ± 0.444164		
	0.1-0.15	11.6187 ± 0.367506		
	0.15-0.2	7.88136 ± 0.302682		

E_γ/GeV	$ t - t_{\min} /\text{GeV}^2$	$d\sigma/dt/(\mu\text{b}/\text{GeV}^2)$	$\sigma_{\text{tot}}/\mu\text{b}$	Slope b/GeV^{-2}
	0.2-0.25	4.96301 ± 0.240192		
	0.25-0.3	4.01536 ± 0.216047		
	0.3-0.4	2.95802 ± 0.123727		
	0.4-0.5	2.0811 ± 0.101228		
	0.5-0.6	2.67852 ± 0.12427		
	0.6-0.7	2.8781 ± 0.1398		
	0.7-0.8	3.16863 ± 0.165365		
	0.8-0.9	2.93321 ± 0.181541		
	0.9-1	2.46925 ± 0.166931		
	1-1.1	2.42268 ± 0.176263		
	1.1-1.2	1.72826 ± 0.153846		
	1.2-1.3	1.90451 ± 0.186382		
	1.3-1.40681	1.32034 ± 0.156875	6.18245 ± 0.131822	7.60344 ± 0.206802
1.6-1.65	0.02-0.05	23.0025 ± 0.677745		
	0.05-0.1	18.8419 ± 0.475133		
	0.1-0.15	11.9262 ± 0.378011		
	0.15-0.2	9.19781 ± 0.331968		
	0.2-0.25	5.81933 ± 0.264053		
	0.25-0.3	4.84109 ± 0.240838		
	0.3-0.4	2.80844 ± 0.124946		
	0.4-0.5	2.2955 ± 0.11306		
	0.5-0.6	1.59891 ± 0.0905714		
	0.6-0.7	1.81529 ± 0.101214		
	0.7-0.8	2.34474 ± 0.132499		
	0.8-0.9	2.99036 ± 0.176005		
	0.9-1	2.46189 ± 0.177026		
	1-1.1	2.04805 ± 0.154485		
	1.1-1.2	1.65607 ± 0.148439		
	1.2-1.3	1.92767 ± 0.186429		
	1.3-1.4	2.07567 ± 0.212253		
	1.4-1.50912	1.21888 ± 0.149247	6.32159 ± 0.131947	6.82515 ± 0.145982
1.65-1.7	0.02-0.05	24.5165 ± 0.710715		
	0.05-0.1	20.3657 ± 0.501754		
	0.1-0.15	12.2951 ± 0.38986		
	0.15-0.2	9.38786 ± 0.340663		
	0.2-0.25	7.97382 ± 0.31396		
	0.25-0.3	5.61535 ± 0.263469		
	0.3-0.45	3.37561 ± 0.119098		
	0.45-0.6	2.1063 ± 0.0923072		
	0.6-0.75	2.08887 ± 0.0982545		
	0.75-0.9	2.35417 ± 0.1211		
	0.9-1.05	2.19982 ± 0.139241		
	1.05-1.2	2.12769 ± 0.148181		
	1.2-1.35	1.44863 ± 0.117917		
	1.35-1.5	1.67168 ± 0.153446		
	1.5-1.61017	0.732367 ± 0.114797	6.75471 ± 0.143406	5.93567 ± 0.128304

E_γ/GeV	$ t - t_{\min} /\text{GeV}^2$	$d\sigma/dt/(\mu\text{b}/\text{GeV}^2)$	$\sigma_{\text{tot}}/\mu\text{b}$	Slope b/GeV^{-2}
1.7-1.8	0.025-0.05	23.3542 ± 0.550336		
	0.05-0.1	18.2743 ± 0.344232		
	0.1-0.15	13.5428 ± 0.296337		
	0.15-0.2	9.51092 ± 0.248338		
	0.2-0.25	8.10389 ± 0.229233		
	0.25-0.3	5.80119 ± 0.19395		
	0.3-0.45	3.31453 ± 0.0833728		
	0.45-0.6	1.82048 ± 0.0625998		
	0.6-0.75	1.53958 ± 0.0581868		
	0.75-0.9	1.56219 ± 0.0637935		
	0.9-1.05	1.95856 ± 0.0878026		
	1.05-1.2	1.45141 ± 0.0766111		
	1.2-1.35	1.31532 ± 0.0777122		
	1.35-1.5	1.00839 ± 0.0650971		
	1.5-1.65	1.2214 ± 0.0872		
1.65-1.75992	0.667599 ± 0.0870847	6.37029 ± 0.101891	5.73007 ± 0.0902823	
1.8-1.9	0.025-0.05	24.5354 ± 0.577538		
	0.05-0.1	19.9666 ± 0.368401		
	0.1-0.15	14.4417 ± 0.313313		
	0.15-0.2	10.1786 ± 0.263035		
	0.2-0.25	8.89593 ± 0.245904		
	0.25-0.3	5.96787 ± 0.201409		
	0.3-0.45	3.21114 ± 0.0832432		
	0.45-0.6	1.79213 ± 0.0650817		
	0.6-0.75	1.28711 ± 0.0549603		
	0.75-0.9	1.65264 ± 0.0677555		
	0.9-1.05	1.59344 ± 0.075852		
	1.05-1.2	1.17786 ± 0.0650081		
	1.2-1.35	1.2953 ± 0.0787789		
	1.35-1.5	0.955561 ± 0.0658035		
	1.5-1.65	0.697677 ± 0.052401		
1.65-1.8	1.36806 ± 0.10306			
1.8-1.95698	0.613472 ± 0.0628768	6.67485 ± 0.105095	5.9931 ± 0.0885991	
1.9-2	0.025-0.05	27.4618 ± 0.625345		
	0.05-0.1	21.3869 ± 0.390223		
	0.1-0.15	14.3797 ± 0.319974		
	0.15-0.2	10.7956 ± 0.277245		
	0.2-0.25	8.95383 ± 0.25249		
	0.25-0.3	6.56158 ± 0.216145		
	0.3-0.5	3.20953 ± 0.0749958		
	0.5-0.7	1.62254 ± 0.0566948		
	0.7-0.9	1.19418 ± 0.0500505		
	0.9-1.1	1.16686 ± 0.0514696		
	1.1-1.3	0.982162 ± 0.0526696		
	1.3-1.5	0.781963 ± 0.0475022		

E_γ/GeV	$ t - t_{\min} /\text{GeV}^2$	$d\sigma/dt/(\mu\text{b}/\text{GeV}^2)$	$\sigma_{\text{tot}}/\mu\text{b}$	Slope b/GeV^{-2}
	1.5-1.7	0.722161 ± 0.0514348		
	1.7-1.9	0.812662 ± 0.0563453		
	1.9-2.15188	0.498885 ± 0.0427216	6.79888 ± 0.11053	5.83242 ± 0.0824837
2-2.1	0.025-0.05	23.5629 ± 0.589274		
	0.05-0.1	20.8583 ± 0.392036		
	0.1-0.15	14.7328 ± 0.32948		
	0.15-0.2	10.8213 ± 0.282375		
	0.2-0.25	8.62183 ± 0.25205		
	0.25-0.3	6.90249 ± 0.225523		
	0.3-0.5	3.23943 ± 0.0772345		
	0.5-0.7	1.35748 ± 0.0508813		
	0.7-0.9	0.808826 ± 0.0408048		
	0.9-1.1	1.02749 ± 0.0501578		
	1.1-1.3	0.900548 ± 0.0487287		
	1.3-1.5	0.718446 ± 0.0476618		
	1.5-1.7	0.594741 ± 0.0423552		
	1.7-1.9	0.531515 ± 0.0423692		
	1.9-2.1	0.674013 ± 0.0577926		
	2.1-2.34522	0.426159 ± 0.0398604	6.50116 ± 0.10869	5.5599 ± 0.0813147
2.1-2.2	0.03-0.05	21.1214 ± 0.647277		
	0.05-0.1	19.746 ± 0.39582		
	0.1-0.15	14.1964 ± 0.33562		
	0.15-0.2	9.73992 ± 0.277995		
	0.2-0.25	7.90357 ± 0.250421		
	0.25-0.3	5.64609 ± 0.211657		
	0.3-0.5	2.90788 ± 0.0759148		
	0.5-0.7	1.7562 ± 0.0630192		
	0.7-0.9	0.749811 ± 0.0398416		
	0.9-1.1	0.837626 ± 0.0460124		
	1.1-1.3	0.763471 ± 0.0437968		
	1.3-1.5	0.672351 ± 0.0440795		
	1.5-1.7	0.670707 ± 0.049681		
	1.7-1.9	0.290925 ± 0.0272692		
	1.9-2.1	0.472475 ± 0.0418587		
	2.1-2.3	0.526835 ± 0.0480019		
	2.3-2.53738	0.495966 ± 0.0526224	6.15277 ± 0.112573	5.76484 ± 0.091797
2.2-2.3	0.03-0.05	20.3443 ± 0.634826		
	0.05-0.1	18.3733 ± 0.381554		
	0.1-0.15	13.4552 ± 0.32652		
	0.15-0.2	8.89823 ± 0.265531		
	0.2-0.25	7.51486 ± 0.244019		
	0.25-0.3	5.81647 ± 0.214681		
	0.3-0.5	2.90879 ± 0.0793933		
	0.5-0.7	1.18829 ± 0.0491156		
	0.7-0.9	0.696679 ± 0.0403205		

E_γ/GeV	$ t - t_{\min} /\text{GeV}^2$	$d\sigma/dt/(\mu\text{b}/\text{GeV}^2)$	$\sigma_{\text{tot}}/\mu\text{b}$	Slope b/GeV^{-2}
	0.9-1.1	0.428343 ± 0.0298891		
	1.1-1.3	0.593241 ± 0.0383613		
	1.3-1.5	0.476189 ± 0.0341922		
	1.5-1.7	0.505885 ± 0.0383226		
	1.7-1.9	0.343878 ± 0.029087		
	1.9-2.1	0.395452 ± 0.0347892		
	2.1-2.3	0.315443 ± 0.0321406		
	2.3-2.5	0.48024 ± 0.0483236		
	2.5-2.72866	0.453521 ± 0.0497257	5.63712 ± 0.111487	5.57252 ± 0.0964192
2.3-2.4	0.03-0.05	21.8538 ± 0.675029		
	0.05-0.1	18.0349 ± 0.387834		
	0.1-0.15	11.0006 ± 0.302899		
	0.15-0.2	9.59015 ± 0.282815		
	0.2-0.25	7.60871 ± 0.25191		
	0.25-0.3	5.27617 ± 0.209772		
	0.3-0.6	2.03055 ± 0.055129		
	0.6-0.9	0.901485 ± 0.0379182		
	0.9-1.2	0.718535 ± 0.0373562		
	1.2-1.5	0.454812 ± 0.0271698		
	1.5-1.8	0.37886 ± 0.025187		
	1.8-2.1	0.196253 ± 0.0178493		
	2.1-2.4	0.265008 ± 0.0254637		
	2.4-2.7	0.581842 ± 0.0477588		
	2.7-2.91925	0.303899 ± 0.0384715	5.51729 ± 0.107249	5.70614 ± 0.086588
2.4-2.5	0.03-0.05	17.9357 ± 0.669443		
	0.05-0.1	17.2996 ± 0.415817		
	0.1-0.15	10.9408 ± 0.33068		
	0.15-0.2	8.02794 ± 0.283261		
	0.2-0.25	6.31484 ± 0.251227		
	0.25-0.3	4.80733 ± 0.219198		
	0.3-0.6	1.84771 ± 0.0586441		
	0.6-0.9	0.8262 ± 0.0388269		
	0.9-1.2	0.375305 ± 0.02505		
	1.2-1.5	0.288432 ± 0.0205395		
	1.5-1.8	0.388643 ± 0.025752		
	1.8-2.1	0.132886 ± 0.0139289		
	2.1-2.4	0.10947 ± 0.0137942		
	2.4-2.7	0.258218 ± 0.0273461		
	2.7-3.10929	0.362365 ± 0.0363748	4.85793 ± 0.112077	5.75972 ± 0.101778
2.5-2.6	0.03-0.05	22.2196 ± 0.838098		
	0.05-0.1	15.4587 ± 0.442123		
	0.1-0.15	12.6128 ± 0.399359		
	0.15-0.2	8.17127 ± 0.321441		
	0.2-0.25	5.51864 ± 0.264163		
	0.25-0.3	3.9694 ± 0.224036		

E_γ/GeV	$ t - t_{\min} /\text{GeV}^2$	$d\sigma/dt/(\mu\text{b}/\text{GeV}^2)$	$\sigma_{\text{tot}}/\mu\text{b}$	Slope b/GeV^{-2}
	0.3-0.6	1.67873 ± 0.0637322		
	0.6-0.9	0.717613 ± 0.0411957		
	0.9-1.2	0.383922 ± 0.0294744		
	1.2-1.5	0.19296 ± 0.0175121		
	1.5-1.8	0.388232 ± 0.0285939		
	1.8-2.1	0.0590205 ± 0.00992847		
	2.1-2.4	0.0150911 ± 0.0050751		
	2.4-2.7	0.1902 ± 0.0246844		
	2.7-3	0.241005 ± 0.0309312		
	3-3.29891	0.471572 ± 0.0613073	4.78373 ± 0.129308	6.2765 ± 0.125129

C.2 Differentielle und totale Wirkungsquerschnitte für die Φ -Photoproduktion

E_γ/GeV	$ t - t_{\min} /\text{GeV}^2$	$d\sigma/dt/(\mu\text{b}/\text{GeV}^2)$	$\sigma_{\text{tot}}/\mu\text{b}$	Slope b/GeV^{-2}
1.5732-1.82	0.01-0.1	0.562765 ± 0.0756372		
	0.1-0.2	0.414253 ± 0.0622945		
	0.2-0.3	0.318652 ± 0.0557858		
	0.3-0.5	0.19926 ± 0.0328782		
	0.5-0.759	0.0638549 ± 0.0114133	0.187807 ± 0.0314078	2.98182 ± 0.608954
1.82-2.07	0.015-0.1	0.560467 ± 0.0820125		
	0.1-0.2	0.480994 ± 0.0700462		
	0.2-0.3	0.360797 ± 0.0606661		
	0.3-0.5	0.239725 ± 0.0349668		
	0.5-0.8	0.129746 ± 0.0210039		
	0.8-1.431	0.0757614 ± 0.0104838	0.277021 ± 0.0361685	2.53175 ± 0.574089
2.07-2.32	0.02-0.15	0.534892 ± 0.0684807		
	0.15-0.3	0.466199 ± 0.0595178		
	0.3-0.5	0.306621 ± 0.0418016		
	0.5-0.8	0.138521 ± 0.0229406		
	0.8-1.1	0.0605916 ± 0.0151723		
	1.1-1.989	0.0285068 ± 0.00583473	0.29963 ± 0.0391382	2.37929 ± 0.321965
2.32-2.57	0.02-0.15	0.551596 ± 0.0782029		
	0.15-0.3	0.308176 ± 0.0544174		
	0.3-0.5	0.247837 ± 0.0422622		
	0.5-0.8	0.159767 ± 0.0277055		
	0.8-1.3	0.0749712 ± 0.014701		
	1.3-2.508	0.0259986 ± 0.00542983	0.294489 ± 0.0485721	2.08199 ± 0.447

Abbildungsverzeichnis

1.1	Das Nonett der Vektormesonen	6
1.2	Photon dissoziiert in ein Vektormeson	6
1.3	Denkbare Produktionsmechanismen für Vektormesonen (VM)	7
1.4	Φ -Produktion aus den See-Quarks des Protons	7
2.1	Die Bonner Beschleunigeranlage ELSA	9
3.1	Der SAPHIR-Detektor	11
4.1	Schematischer Ablauf der Eventbearbeitung mit DATEVAS	16
4.2	Impulsauflösung in Vorwärtsrichtung	18
4.3	Definition des Ω -Systems	19
4.4	Schematischer Ablauf der Simulation mit SAPHIR GEANT	21
4.5	Driftzeitspektrum in der CDC	23
4.6	Driftzellen in der CDC	23
4.7	Statistische Verteilung der Primärionisation	24
5.1	Schematische Darstellung des Tagging-Systems TOPAS II	25
5.2	Photonfluss für vier SAPHIR-Strahlzeiten	27
5.3	Vertikalkomponente des SAPHIR-Magnetfelds in der Mittelebene	28
5.4	Verlauf des SAPHIR-Magnetfeldes	30
5.5	Bestimmung des Skalierungsfaktors für das Magnetfeld	31
5.6	Die ToF-Anlage	32
5.7	Aufbau eines Szintillationszählers	33
5.8	Mittlere Ablage nach erfolgreicher Bestimmung des Differenzoffsets	35
5.9	β eines Teilchens aufgetragen gegen seinen Impuls	36
5.10	Masse eines Teilchens aufgetragen gegen seinen Impuls	37

5.11	Quadrate der ToF-Teilchenmasse ohne Time-Walk-Korrektur	37
5.12	<i>Time Walk</i> in der High-Low-Koinzidenz	38
5.13	ADC-Spektrum der ToF-Zähler	39
5.14	Quadrate der ToF-Teilchenmasse mit Time-Walk-Korrektur	39
5.15	ToF-Effizienz für Januar 1997	41
6.1	DATEVAS-Event-Statistik	43
6.2	Verteilung der Primärvertex-Koordinaten im Target	44
6.3	Vollständig rekonstruiertes SAPHIR-Event	45
6.4	Pull- und χ^2 -Probabilitätsverteilung für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$	47
6.5	Wirkung des kinematischen Fits auf die invariante Masse des K^+K^- -Subsystems	48
6.6	Wirkung des kinematischen Fits auf die invariante Masse des $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Subsystems	48
6.7	Crosstalk-Histogramme zur Abtrennung des $p\pi^+\pi^-\pi^0$ - vom $p\pi^+\pi^-$ -Endzustand.	51
6.8	Totaler Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ im Vergleich zu früheren Experimenten.	52
6.9	Unterdrückung des Endzustandes $n\pi^+\pi^+\pi^-$ über einen Schnitt in der ToF-Massenvorhersage	53
6.10	Totaler Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$ im Vergleich zu früheren Experimenten.	53
6.11	Crosstalk-Histogramme zur Abtrennung des pK^+K^- - vom $p\pi^+\pi^-$ -Endzustand.	54
6.12	ToF-Massenvorhersage für die über den kinematischen Fit identifizierten Kaonen	54
6.13	Totaler Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \rightarrow pK^+K^-$ im Vergleich zu früheren Experimenten.	55
7.1	Untergrundabtrennung und Signalparametrisierung des ω -Signals	57
7.2	Anpassung von simuliertem Untergrund im kinematisch ungünstigen Fall	58
7.3	Beschreibung des Untergrundes gelingt mit simulierten Daten nicht.	59
7.4	Die Energieabhängigkeit der Koeffizienten des Untergrund-Polynoms.	60
7.5	Untergrundanpassung durch Skalierung einer durch Polynomkoeffizienten festgelegten Untergrundform	60

7.6	Untergrundanpassung mit Polynom und zusätzlichem kinematischem Abfall und resultierendes ω -Signal	61
7.7	Kinematisch erlaubter Bereich für den Impulsübertrag t	62
7.8	Verlauf des Akzeptanzfaktors bei kleinen Impulsüberträgen.	62
7.9	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt$ im Energiebereich 1.1-1.6 GeV	64
7.10	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt$ im Energiebereich 1.6-2.6 GeV	65
7.11	Slope-Parameter b in Abhängigkeit von der Photonenergie E_γ	66
7.12	Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$	67
7.13	Zerfallswinkelverteilungen im Gottfried-Jackson-System	68
7.14	Zerfallswinkelverteilungen im Helizitäts-System	69
7.15	Zweidimensionale Anpassung zur Bestimmung der Spindichtematrixelemente	71
7.16	Anregungsfunktionen für 11 Winkelbereiche θ_{CM}	72
7.17	Totaler Wirkungsquerschnitt für die ω -Produktion, multipliziert mit inversem s-Wellen-Phasenraumfaktor	73
8.1	Untergrundabtrennung und Parametrisierung des Φ -Signals	77
8.2	Kinematisch erlaubter Bereich für den Impulsübertrag t	77
8.3	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt$	78
8.4	Slope-Parameter b in Abhängigkeit von der Photonenergie E_γ	79
8.5	Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\Phi$	79
8.6	Zerfallswinkelverteilungen im Gottfried-Jackson-System	80
8.7	Zerfallswinkelverteilungen im Helizitäts-System	81
8.8	Winkelabhängige Beiträge zum differentiellen Wirkungsquerschnitt nach [Tito96].	82
B.1	t -Kanal-Helizitätserhaltung im Gottfried-Jackson-System.	87
B.2	s -Kanal-Helizitätserhaltung im Helizitätssystem	88
B.3	Zerfallswinkelverteilungen für ω -Photoproduktion im Gottfried-Jackson-System bei kleinen Impulsüberträgen $ t - t_{min} $	89
B.4	Zerfallswinkelverteilungen für ω -Photoproduktion im Gottfried-Jackson-System bei großen Impulsüberträgen $ t - t_{min} $	90
B.5	Zerfallswinkelverteilungen für ω -Photoproduktion im Helizitäts-System bei kleinen Impulsüberträgen $ t - t_{min} $	91

B.6	Zerfallswinkelverteilungen für ω -Photoproduktion im Helizitäts-System bei großen Impulsüberträgen $ t - t_{\min} $	92
B.7	Zerfallswinkelverteilungen für Φ -Photoproduktion im Gottfried-Jackson-System	93
B.8	Zerfallswinkelverteilungen für Φ -Photoproduktion im Helizitäts-System . . .	93

Literaturverzeichnis

- [ABBH68] Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München Collaboration: Photoproduction of Meson and Baryon Resonances at Energies up to 5.8 GeV, *Physical Review* 175 (1968) 1669.
- [ABBH69] Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München Collaboration: Multipion and Strange-Particle Photoproduction on Protons at Energies up to 5.8 GeV, *Physical Review* 188, 5 (1969) 2060.
- [AHHM75] Aachen-Hamburg-Heidelberg-München Collaboration: Study of Photoproduction on Hydrogen in a Streamer Chamber with Tagged Photons for $1.6 \text{ GeV} < E_\gamma < 6.3 \text{ GeV}$, *DESY*, 75(36) (1975).
- [Ball72] J. Ballam et al.: Bubble Chamber Study of Photoproduction by 2.8- and 4.7-GeV Polarized Photons, *Physical Review D* 5 (1972) 545
- [Ball73] J. Ballam et al.: Vector-Meson Production by Polarized Photons at 2.8, 4.7 and 9.3 GeV, *Physical Review D* 7, 11 (1972) 3150
- [Bart96] J. Barth: Weiterentwicklung der Gasflußüberwachung am Elektromagnetischen Kalorimeter des SAPHIR-Detektors, Diplomarbeit, BONN-IB-96-21.
- [Benn95] U. Benninghoven: Bau eines Kalorimeter-Photon-Zählers zum Einsatz als Veto-Detektor an SAPHIR, Staatsexamensarbeit, BONN-IB-95-49.
- [Bock98] M. Bockhorst: Szintillationszähler, Laufzeitmessung und das Laufzeitzählersystem des SAPHIR-Detektors, interner Bericht, ISKP Bonn (1/1998).
- [Bran99] S. Brandt: Datenanalyse, Spektrum Akademischer Verlag Heidelberg Berlin, 1999
- [Brau02] W. Braun: Dissertation in Vorbereitung
- [Burg96] R. Burgwinkel: Aufbau, Test und Eichung des hochauflösenden Tagging-Systems TOPAS II am Bonner SAPHIR-Detektor, Dissertation, BONN-IR-96-02.
- [Caps93] S. Capstick, W. Roberts: Quasi-Two-Body Decays of Nonstrange Baryons, CEBAF-TH-93-18, arXiv: nucl-th/9310030
- [CERN83] R. Brun, F. Carena et al.: GEANT Simulating Program for Particle Physics Experiments, Version 2.0, CERN DD/US/86.

- [CERN95] O. Couet, M. Goosens: PAW, Physics Analysis Workstation, An introductory Tutorial, CERN Program Library entry Q121.
- [CGLN57] G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low, Y. Nambu: Application of Dispersion Relations to Low-Energy Meson-Nucleon Scattering, *Physical Review* 106, 6 (1957) 1337
- [Crit95] J. A. Crittenden: Exclusive Production of Neutral Vector Mesons at the Electron-Proton Collider HERA, Habilitation, BONN-IR-97-01.
- [Daph91] G. Audit et al.: DAPHNE: A large acceptance tracking detector for the study of photoreactions at intermediate energies, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 301 (1991) 473
- [Davi68] M. Davier et al.: ρ production from hydrogen by 16 GeV bremsstrahlung, *Physical Review Letters* 21 (1968) 841
- [DeBe64] S. DeBenedetti: Nuclear Interactions, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1964
- [Eise72] Y. Eisenberg et al.: Study of High-Energy Photoproduction with Positron Annihilation Radiation, *Physical Review D* 5 (1972) 15
- [Fick71] D. Fick: Einführung in die Kernphysik mit polarisierten Teilchen, BI Mannheim 1971
- [Frie71] J. Friedemann: SAGE, A General System for Monte Carlo Event Generation with Preferred Space Density Distributions, (1971).
- [Frim96] B. Friman and M. Soyeur: Photoproduction of vector mesons off nucleons near threshold, *Nuclear Physics A* 600, 477 (1996).
- [Glan02] K.-H. Glander: Dissertation in Vorbereitung
- [Grif87] D. Griffiths: Einführung in die Elementarteilchenphysik, Akademie Verlag 1996
- [Grün86] S. Gründahl: Zur Vertexrekonstruktion für Reaktionen $\gamma p \rightarrow$ Hadronen im SAPHIR-Spektrometer, Diplomarbeit, BONN-IR-86-14.
- [Haas92] K.-M. Haas: Die zentrale Driftkammer des SAPHIR-Detektors – Einbau in das Experiment und Untersuchung ihrer Eigenschaften, Dissertation, BONN-IR-92-02.
- [Hann96] J. Hannappel: Erste Messung der Reaktion $\gamma p \rightarrow \omega p$ bis zu Werten von $|t| = 1\text{GeV}^2$ mit dem SAPHIR-Detektor, Dissertation, BONN-IR-97-15.
- [Haus67] M. G. Hauser: Photoproduction of Charged Pion Pairs and $N^*(1238)^{++}$ in Hydrogen from 0.9 to 1.3 GeV, *Physical Review* 160, 1215 (1967)

- [Hoff93] P. Hoffmann-Rothe: Teilchenidentifikation durch Flugzeitmessung im SAPHIR, Diplomarbeit, BONN-IR-93-06.
- [Husm85] D. Husmann: The ELSA Stretcher Ring, Springer Lecture notes in Physics 234, 381 (1985).
- [Isgu80] R. Koniuk, N. Isgur: Baryon decays in a quark model with chromodynamics, Physical Review D 21, 1868 (1980); Where have all the resonances gone?, Physical Review Letters 44, 845 (1980)
- [Jöpe90] N. Jöpen: Das Photonennachweissystem des SAPHIR-Spektrometers, Dissertation, BONN-IR-90-40.
- [Koni82] R. Koniuk: Baryon vector meson couplings in a quark model with chromodynamics, Nuclear Physics B 195 (1982) 452-465.
- [Krol67] N. M. Kroll, T. D. Lee, B. Zumino: Neutral Vector Mesons and the Hadronic Electromagnetic Current, Physical Review 157 (1967) 1376
- [Lage81] J. M. Laget: Pion Photoproduction on Few Body Systems, Physics Reports (Review Section of Physics Letters) 69, No. 1 (1981) 1-84
- [Land88] Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series I/12b (1988).
- [Lawa02] R. Lawall: Dissertation in Vorbereitung
- [Lieb83] V. Liebenau: Photoproduktion von $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Endzuständen im Energiebereich von 20 bis 70 GeV, Dissertation, BONN-IR-83-14
- [Link01] J. Link: Untersuchung der Photoproduktion von η' -Mesonen mit dem SAPHIR-Detektor, Dissertation, 2001
- [Lück85] B. Lücking: Test und Aufbau einer Trigger- und Laufzeit-Zähler-Anordnung für den Detektor SAPHIR, Diplomarbeit, BONN-IR-85-8.
- [Lütt84] H.-P. Lüttenberg: Feldmessung am SAPHIR-Magneten, Diplomarbeit, BONN-IR-84-10.
- [Moff73] K. C. Moffeit: Diffractive Processes, International symposium on electron and photon interactions at high energies, 1973
- [Neue94] W. Neuerburg: Einbindung eines Force-CPU-39B/4-Computers in das SAPHIR-Datennahmesystem, Diplomarbeit, BONN-IR-94-39.
- [Neue99] W. Neuerburg: Untersuchung zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$ und $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$, Dissertation, BONN-IR-99-06.

- [Omeg84] Omega Photon Collaboration: Photoproduction of $\pi^+\pi^-\pi^0$ on hydrogen with linearly polarized photons of energy 20-70 GeV, Nuclear Physics B 231, 15 (1984).
- [OPAL01] OPAL Collaboration: Search for the Standard Model Higgs boson in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} \approx 192 - 209$ GeV, Physics Letters B 499 (2001) 38-52
- [PDG00] D. E. Groom et al. (Particle Data Group), European Physics Journal C 15, 1 (2000) (URL: <http://pdg.lbl.gov>)
- [Pee02] H. van Pee: Dissertation in Vorbereitung
- [PIB87] Physikalisches Institut Bonn: ELSA – Ein neuer Beschleuniger der Mittelenergiephysik, BONN-IR-87-30.
- [Pred98] E. Predazzi: Diffraction: Past, Present and Future, Conference Lecture at *Hadrons VI*, Florianopolis, Brasil, March 1998.
- [Saku69] J. J. Sakurai: Currents and Mesons, The University of Chicago Press, 1969
- [Saph94] W. J. Schwille et al.: Design and construction of the SAPHIR detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 344, 470-486, 1994.
- [Schi70] K. Schilling, P. Seyboth, G. Wolf: On the analysis of vector meson production by polarized photons, Nuclear Physics B 15 (1970) 397
- [Scho96] J. N. Scholmann: Verbesserung des Driftkammersystems am SAPHIR-Detektor und erste Messungen der Φ -Produktion an der Schwelle, Dissertation, BONN-IR-96-13.
- [Schu99] I. Schulday: Driftzeitspektren der zentralen und vorderen Driftkammer von SAPHIR Diplomarbeit, BONN-IR-99-12.
- [Schu02] I. Schulday: Dissertation in Vorbereitung
- [Soye96] M. Soyeur: Vortrag im Januar 1996 in Bonn zu [\[Frim96\]](#)
- [Tito96] A. I. Titov et al.: Photoproduction of Φ mesons from the proton: Polarization Observables and Strangeness in the Nucleon, Physical Review C 58 (1998) 2429
- [Vogl87] W. Vogl: Zum Nachweis elektromagnetischer Schauer mit Gas-Sandwich-Detektoren, Dissertation, BONN-IR-87-20.
- [Wieg01] B. Wiegers: Untersuchung der Photoproduktion des Vektormesons $\Phi(1020)$ und des Hyperons $\Lambda(1520)$ von der Erzeugungsschwelle bis zu einer Photonenergie von 2,65 GeV mit SAPHIR, Dissertaton, BONN-IR-01-07.
- [Wiel96] F. W. Wieland: Monte-Carlo-Untersuchungen zur Teilchenidentifikation am SAPHIR über die Messung der Flugzeit, Diplomarbeit, BONN-IR-96-25.

- [Wiel02] F. W. Wieland: Dissertation in Vorbereitung
- [Wißk99] J. Wißkirchen: Photoproduktion von ω -Mesonen von der Erzeugungsschwelle bis zu einer Photonenergie von 2.6 GeV mit dem SAPHIR-Detektor, Dissertation, BONN-IR-99-21.
- [Wolf70] G. Wolf: Photoproduction of Vector Mesons, Springer Tracks in Modern Physics 59 (1970) 77
- [ZEUS96a] ZEUS Collaboration: Measurement of elastic Φ photoproduction at HERA, Physics Letters B 377 (1996) 259-272
- [ZEUS96b] ZEUS Collaboration: Measurement of elastic ω photoproduction at HERA, Zeitschrift für Physik C 73, 73-84 (1996)