

**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**

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich–Wilhelms–Universität Bonn

vorgelegt von

Bert Wieggers

aus

Olpe

Bonn, Mai 2001

FÜR VERENA UND MERLE.

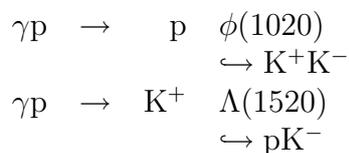
Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	2
1.2	Zum Standardmodell	3
1.3	Bisherige Daten	8
1.4	Fazit	18
2	Das Experiment	20
2.1	Der Beschleuniger ELSA	20
2.2	Der SAPHIR-Detektor	23
2.3	Das Taggingsystem	25
2.4	Das SAPHIR-Magnetfeld	29
2.5	Die Flugzeitmeßanlage	32
2.5.1	Eichung der Flugzeitmeßanlage	35
2.6	Die zentrale Driftkammer	38
2.6.1	Die Driftzeitmessung	40
2.6.2	Die Ort-Driftzeit Beziehung	41
2.7	Eichung der Teilchenimpulse	44
3	Analyseverfahren	47
3.1	Rekonstruktion	48
3.1.1	DATEVAS	49
3.1.2	Der kinematische Fit	51
3.1.3	Verarbeitung als NTuple	52
3.1.4	Bestimmung der Zählrate	52
3.2	Akzeptanzbestimmung	55

3.2.1	Monte–Carlo Detektorsimulation mit GEANT	55
3.2.2	Verkippte Spuren und die Clusterstatistik	56
3.2.3	Deltaelektronen bei der Spurbildung	60
3.2.4	Simulation der Photoproduktion des $\phi(1020)$ und des $\Lambda(1520)$	63
3.3	Die relative Eichung	66
4	Datenbasis und Wirkungsquerschnitte	72
4.1	Vorselektion der Daten	72
4.2	Ereignisselektion	77
4.3	Analyse des $\phi(1020)$	82
4.3.1	Die Impulsübertragsverteilung.	82
4.3.2	Die Zerfallswinkelverteilung im Helizitätssystem.	91
4.3.3	Die Zerfallswinkelverteilung im Gottfried–Jackson–System. .	94
4.4	Analyse des $\Lambda(1520)$	96
4.4.1	Die Produktionswinkelverteilung im Schwerpunktsystem. . .	96
4.4.2	Die Zerfallswinkelverteilung im Gottfried–Jackson–System. .	99
4.5	Zusammenfassung	101
A	Anhang	103
	Abbildungsverzeichnis	I
	Tabellenverzeichnis	V
	Literaturverzeichnis	VII

1 Einleitung

In der vorliegenden Arbeit wird die Analyse von Daten beschrieben, die mit dem 4π -Spektrometer SAPHIR an dem 3,5 GeV Elektronensynchrotron ELSA gewonnen wurden. Diese beschränkt sich auf die Untersuchung der Photoproduktion an Protonen im Endzustand pK^+K^- . In diesem Endzustand sind sowohl das Vektormeson $\phi(1020)$ als auch die zweite Anregungsstufe des Λ -Hyperons, das $\Lambda(1520)$ zu finden.



Das erste Kapitel gibt einen Überblick über die physikalischen Grundlagen, die zur Untersuchung dieser Reaktionen führen. Es werden bereits existierende Messungen vorgestellt und noch offenen Fragen diskutiert.

Im zweiten Kapitel werden anhand der in dieser Arbeit durchgeführten Kalibrierung der Daten, die während der Meßzeit im Februar 1998 aufgenommen wurden, die einzelnen Detektorkomponenten vorgestellt.

Im dritten Kapitel werden die einzelnen Schritte der Datenanalyse beschrieben. Diese gliedern sich in die Rekonstruktion der Ereignisse, in die Monte-Carlo-Simulation der untersuchten Reaktionen sowie in die verschiedenen Eichverfahren hinsichtlich des Photonenfluß auf. Eine besondere Schwierigkeit stellte die Simulation der zentralen Driftkammer dar. Das Auftreten von sogenannten Doppelansprechern führte hier zu unverstandenen Akzeptanzverlusten. Verschiedene Lösungsansätze werden vorgestellt und diskutiert.

Das vierte Kapitel beinhaltet die Analyse der Photoproduktion des $\phi(1020)$ und $\Lambda(1520)$ am Proton. Es werden die Ereignisselektion und Korrekturverfahren zu einzelnen Meßgrößen vorgestellt. Die Photonenergie, die von der Schwelle der jeweiligen Resonanz bis zu 2,65 GeV variiert, ist in je vier Intervalle unterteilt. Für das $\phi(1020)$ werden die Impulsübertragsverteilungen bis zu $1,4 (\text{GeV}/c)^2$ und die Zerfallswinkelverteilungen im Helizitäts- und Gottfried-Jackson-System erarbeitet. Für das $\Lambda(1520)$ werden sowohl die Produktionswinkelverteilungen, als auch die Zerfallswinkelverteilungen im Gottfried-Jackson-System gemessen. Aus allen Verteilungen wird der Produktionswirkungsquerschnitt berechnet.

1.1 Motivation

Der Detektor SAPHIR ist eine Spektrometeranlage zur Untersuchung von Reaktionen in Vielteilchen-Endzuständen. Zum Zeitpunkt der Datennahme war der SAPHIR-Detektor nur sensitiv auf geladene Teilchen. Eine Detektorkomponente zum Nachweis der ungeladenen Teilchen (das elektromagnetische Kalorimeter [61]) befand sich im Aufbau, kam bei den bisherigen Strahlzeiten aber nicht zum Einsatz.

Sucht man nach den topologisch einfachsten hadronischen Reaktionen, so findet man unter Berücksichtigung der Triggerbedingung¹ und der Ladungserhaltung den Endzustand mit drei geladenen Teilchen; also z.B. die Kombination aus Proton und Pionen $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Dieser Endzustand ist bei SAPHIR schon auf verschiedene intermediäre Resonanzen hin untersucht worden [41, 44, 62].

Der wesentliche Unterschied zwischen den Endzuständen $p\pi^+\pi^-$ und pK^+K^- hinsichtlich einer Analyse in der Photoproduktion liegt in den unterschiedlichen Produktionsraten. Der Pion-Endzustand ist im gesamten erfassten Photonenergiebereich offen, während die Produktionsschwelle des Kaon-Endzustands bei etwa $E_\gamma=1,5$ GeV beginnt. Weiterhin beträgt der totale Pion-Wirkungsquerschnitt ca. $60 \mu\text{barn}$ [58], während er bei den Kaonen unter einem μbarn [7] liegt. Aus diesem Unterschied und aus weiteren Akzeptanz- und Effizienzverlusten ergibt sich eine im Vergleich um bis zu 4 Größenordnungen kleinere Produktionsrate des Kaon-Endzustands. Eine ausreichende Statistik liegt erst seit den großen Strahlzeiten von 1997 und 1998 vor, sie ist aber immer noch der limitierende Faktor in der vorliegenden Analyse.

Daß solche Reaktionskanäle in diesem Energiebereich überhaupt zugänglich sind, ist der Entwicklung von neuen Beschleunigertypen für die sogenannte Mittelenergiephysik seit den 80er Jahren zu verdanken. In der Hochenergiephysik ist man bemüht, eine stetig höhere Strahlenergie (TeV Bereich) zu erreichen, um so neue Grundzustände sowie angeregte Zustände zu finden und die Vorhersagen der perturbativen QCD zu testen. Ein weiteres Ziel ist es, in einen Bereich vorzustoßen, in der die Theorien zur großen Vereinheitlichung der Kräfte getestet werden können.

Demgegenüber steht die Mittelenergie- oder Hadronenphysik, die in erster Linie darum bemüht ist, die Effekte im Bereich der nicht-störungstheoretischen QCD zu messen und durch Modelle zu beschreiben. Dazu muß die Kinematik der beteiligten Prozesse möglichst genau vermessen werden, wodurch sich zusätzliche Anforderungen an die Experimente stellen. Der Detektor muß möglichst vollständig den Endzustand der Reaktionen messen. Das bedeutet, daß ein großer Raumwinkel abgedeckt sein muß und eine hinreichend feine Granularität des Detektors eine gute Energie- bzw. Impulsauflösung aller Teilchen liefert.

Eine Erhöhung der statistischen Datenbasis bei gleichzeitiger Unterdrückung der Zufallskoinzidenzen bei solchen Detektoren wird durch die Maximierung des Tastverhältnisses der Beschleuniger erzielt. Darunter versteht man den Zeitanteil je Strahlzyklus, in dem der Strahl am Experiment verfügbar ist. Es werden also nicht

¹ Mindestens zwei geladene Teilchen im Hodoskop (Kap. 2.5)

mehr wie zuvor einzelne Strahlpakete hoher Intensität mit großem zeitlichen Abstand zur Reaktion kommen, sondern ein zeitlich kontinuierlicher Strahl die Reaktionen initiieren.

1.2 Zum Standardmodell

Warum nun ist dieser Energiebereich von einigen GeV für die Hadronenphysik so interessant, daß hierfür eigens neue Beschleunigeranlagen konstruiert werden? Tatsächlich ist bei der Suche nach neuen Elementarteilchen dieser Energiebereich in den 60er Jahren bereits zugänglich gewesen. Die Forschung beschränkte sich jedoch zu dieser Zeit auf das Auffinden von neuen Teilchen, die als Elementarteilchen angesehen wurden; eine höhere Statistik war zunächst nicht notwendig. Erst der Versuch, diese Vielzahl von Elementarteilchen systematisch zu beschreiben, führte 1953 zur Einführung einer neuen Quantenzahl, der Strangeness oder auch Seltsamkeit (siehe M. Gell-Mann [33] und K. Nishijima [53]) und 1961 zum Ordnungsschema des *Achtfachen Weges* (siehe M. Gell-Mann und Y. Ne'eman [34]).

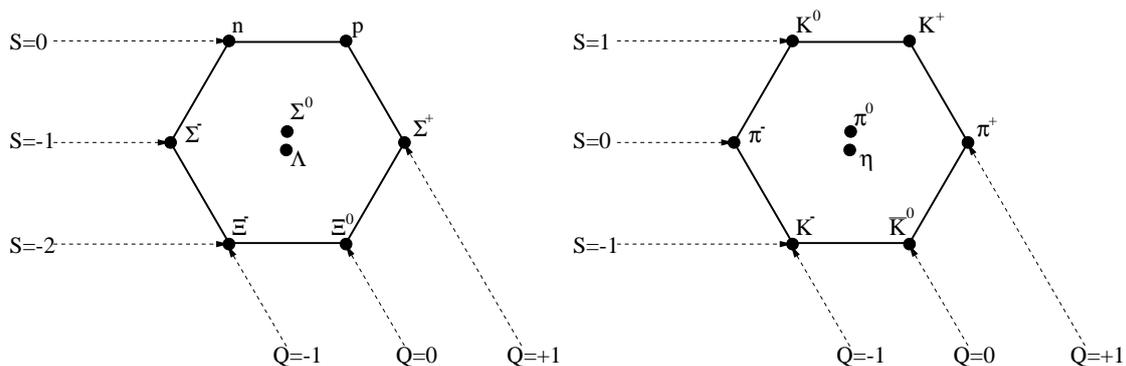


Abbildung 1.1: *Baryon- und Mesonenoktett*

Aus diesem ergeben sich die in der Teilchenphysik bekannten Bilder der Supermultipletts. Klassifiziert sind die Teilchen in vertikaler Richtung nach ihrem Strangenessgehalt und in diagonaler Richtung nach ihrer Ladung. Als Beispiele sind hier das Baryonenoktett und das Mesonenoktett angeführt (Abb. 1.1).

Die Stärke dieser Gruppierung bestand darin, daß sie es Gell-Mann erlaubte, aufgrund eines fehlenden Teilchens aus dem Baryonenoktett das Ω^- vorherzusagen, das 1964 dann tatsächlich entdeckt wurde [14]. Durch einfache Erweiterungen dieses Modells um weitere Quantenzahlen konnten auch nachfolgend gefundene Teilchen in dieses Schema eingeordnet werden.

Auf der Basis dieser Beschreibung gründeten sowohl Gell-Mann als auch Zweig ein neues Modell. Beide gingen in ihren Überlegungen davon aus, daß die als elementar angesehenen Hadronen auf gruppentheoretischer Basis beschrieben werden

können, indem ihnen, zumindest im mathematischen Sinne, eine Struktur zugeschrieben wird. Diese Struktur wird inzwischen mit den Quarks identifiziert.

Ein Baryon setzt sich nach diesem Modell, dem sogenannten Standardmodell, aus drei Quarks zusammen (qqq), ein Meson aus einem Quark und einem Anti-quark ($q\bar{q}$). Die Quarks kommen nach heutigem Wissenstand in sechs Flavours vor (Tab. 1.2) und werden zusammengehalten durch die starke Wechselwirkung. Zur richtigen Beschreibung der Hadronen mußte, um dem Ausschließungsprinzip von Pauli zu genügen, den Quarks eine weitere Eigenschaft zugrunde liegen. Diese wird als die Farbe der Quarks bezeichnet und wird üblicherweise in Rot, Grün und Blau angegeben.

Jedes Quark hat also die *Eigenschaft* einer Farbe, was auch als Farbladung bezeichnet wird. Diese Eigenschaft ist außerhalb der Hadronen bislang nicht zu beobachten. Baryonen und Mesonen erscheinen farbneutral, ihre Farbladungen kompensieren sich, was in Analogie zur Optik der additiven Farbmischung von Rot, Grün und Blau (bzw. im Fall der Mesonen von einer Farbe mit der zugehörigen Komplementärfarbe) zu Weiß entspricht.

Die Wechselwirkung wird im Standardmodell durch Feldquanten beschrieben, die an die Ladung koppeln. Diese Feldquanten ergeben sich formal aus der Forderung der Invarianz der Lagrangefunktion unter Eichtransformationen. So vermittelt das Photon in der Quantenelektrodynamik (QED), die elektromagnetische Kraft zwischen zweien der möglichen Ladungszustände $+$ und $-$. Eine analoge Theorie stellt die Quantenchromodynamik (QCD), für die starke Kraft dar. Die oben eingeführte Farbe der Quarks repräsentiert hier die Ladung. Im Unterschied zur QED jedoch, bei der das Photon selbst keine Ladung trägt, hat das Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, das Gluon, selbst eine Farbladung. Diese muß, da das Gluon die Farbe eines Quarks ändern kann und die Farbe insgesamt erhalten ist, aus einer Farbe und einer Antifarbe bestehen. Die möglichen $3 \times 3 = 9$ Kombinationen teilen sich in der Farb-SU(3)-Symmetrie auf in ein farbneutrales Farbsingulett und ein Farboktett. Diesem Farboktett entsprechen die 8 Gluonen, die die starke Kraft vermitteln.

An dieser Stelle wird ein wesentlicher Unterschied der beiden Kräfte deutlich.

Kraft	Feldquant	Reichweite [m]	relative Stärke	Masse [GeV]	Ladung	Theorie
stark	$g_1 \dots g_8$	$\leq 10^{-15}$	10	0	r, g, b	Chromodynamik
elektromagnetisch	γ	∞	10^{-2}	0	$\pm e$	Elektrodynamik
schwach	W^\pm, Z^0	10^{-18}	10^{-13}	80/90	$\pm e, 0$	„schwache Ladung“
gravitativ	Graviton	∞	10^{-42}	0	Masse	Geometrodynamik

Tabelle 1.1: Die fundamentalen Kräfte

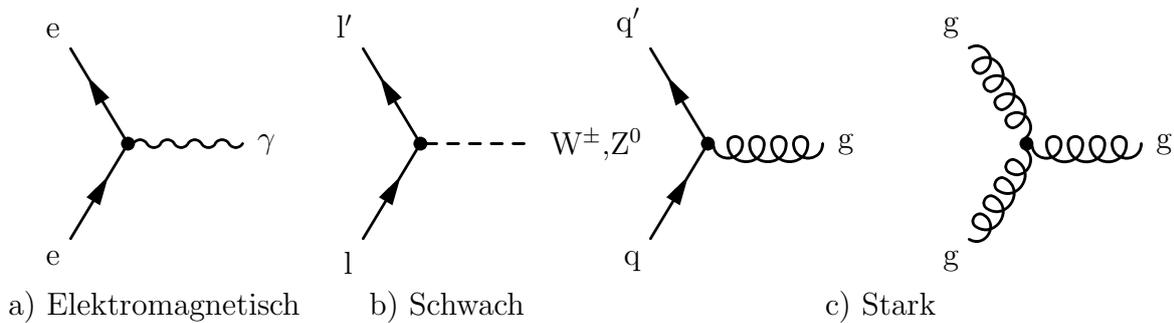


Abbildung 1.2: *Einige fundamentale Feynmandiagramme der elektromagnetischen, der schwachen und der starken Kraft.*

Da die Austauscheteilchen der starken Kraft selbst Träger der Ladung sind, ist es möglich, daß die Gluonen auch untereinander in Wechselwirkung stehen. Diese Möglichkeit besteht bei der elektromagnetischen Kraft nicht. In den sogenannten Feynmandiagrammen (Abb. 1.2) stellt sich das wie folgt dar:

- In Diagramm a) ist die elektromagnetische Wechselwirkung dargestellt. Sie existiert immer nur in der Verknüpfung zwischen einem ladungstragenden Fermion und einem Photon. Der Verbindungspunkt wird als Vertex bezeichnet.
- In Diagramm b) ist die schwache Wechselwirkung an einem Lepton symbolisiert. Die Austauscheteilchen sind hier die intermediären Vektorbosonen W^\pm und Z^0 , die sowohl mit Leptonen und Quarks als auch untereinander in Wechselwirkung stehen. Aufgrund der ihnen eigenen Ladung ist auch eine Wechselwirkung der W^\pm mit Photonen möglich.
- In Diagramm c) ist schliesslich die starke Wechselwirkung in zwei Graphen beschrieben. Links koppelt ein Gluon an ein (eine Farbladung tragendes) Quark an, im rechten Bild koppeln drei Gluonen in einem Vertex aneinander. Diese Gluon–Gluon–Kopplung erlaubt auch Zustände, die nur aus Gluonen bestehen, den sogenannten *Glueballen*.

Wichtig ist nun der Effekt, der sich für die Kopplungskonstante α aus der Farbladung der Gluonen ergibt. Die Kopplungskonstante spezifiziert die Stärke einer Wechselwirkung, beispielsweise eines Photons mit einem Elektron, und ist in erster Näherung für jede Wechselwirkung eine typische Konstante. Wird nun in einem Versuch die Stärke einer Wechselwirkung gemessen, muß der Effekt der Vakuumpolarisation berücksichtigt werden. Dabei handelt es sich (um bei der QED zu bleiben) um die Möglichkeit einer Ladung, virtuelle Photonen zu emittieren. Diese dissoziieren wiederum zu einem Elektron–Positron–Paar, das sich im Feld der ursprünglichen Ladung ausrichtet und so die eigentliche Ladung abschirmt. Eine Ladung erscheint also im Vakuum so, als ob sie sich in einem Dielektrikum befindet. Dieser Effekt wird Vakuumpolarisation bezeichnet.

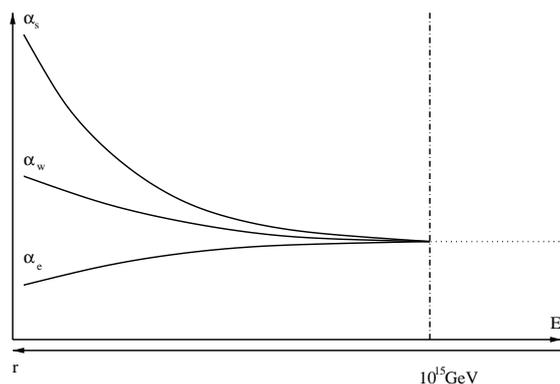


Abbildung 1.3: Verlauf der Kopplungskonstanten der starken, schwachen und elektrischen Kraft in Abhängigkeit der Energie, bzw. des Abstandes.

Die gemessene Stärke der elektrischen Wechselwirkung, und damit auch die Kopplungskonstante, ist abhängig vom Abstand zu der Ladung. Je größer die Energie der Sonde gewählt wird, desto besser wird die abschirmende Ladungswolke durchdrungen und um so größer wird die Kopplungskonstante α_e (Abb. 1.3). Dieses Verhalten wird als *laufende* Kopplungskonstante bezeichnet.

Da die Kopplungskonstante der QED klein ist ($\alpha_e \approx \frac{1}{137}$), gestaltet sich die Berechnung der Wechselwirkung über die Feynmandiagramme als praktikabel. Um die Wechselwirkung exakt zu berechnen, müssten unendlich viele Graphen berechnet werden, da jedes der dissoziierten Elektronen wiederum Photonen emittieren kann, die wiederum Elektronenpaare bilden können usw. Jeder Vertex in diesen Graphen bringt aber einen Faktor α_e mit ein, so daß nur Graphen mit wenigen Vertices nennenswert zu der Stärke der Kopplung beitragen.

In der QCD ändert sich das Bild. Zunächst gibt es auch hier das Phänomen der Vakuumpolarisation, allerdings mit den entsprechenden Größen der QCD, der Farbladung, den Gluonen und den Quarks. Eine Abschirmung erfolgt analog zur QED, indem ein Gluon emittiert wird und in ein Quarkpaar dissoziiert. Weiterhin muß hier aber auch die Gluon–Gluon–Kopplung berücksichtigt werden. Diese ermöglicht es zusätzlich, daß ein emittiertes Gluon in mehrere Gluonen dissoziieren kann. Wie sich diese das Quark umgebende *Gluonwolke* auf die Stärke der Wechselwirkung auswirkt, ist a priori nicht klar. Offenbar konkurrieren die Quarkpolarisation und die Gluonpolarisation miteinander und führen zu dem Ergebnis, daß die Kopplungskonstante der starken Kraft bei großen Abständen (verglichen mit dem Protondurchmesser 1 fm) ansteigt (Abb. 1.3).

Bei kleiner werdenden Abständen nähert sich die Kopplungskonstante der QCD der (leicht ansteigenden) Kopplungskonstanten der QED an. In diesem Bereich gilt auch in der QCD das weiter oben dargestellte Feynmandiagramm, der Beschreibung der Wechselwirkung mit Hilfe einer endlichen Zahl von Feynmandiagrammen. Die Entwicklung der Konstanten bei steigenden Energien (und abnehmenden Abständen)

2 Konstituentenmasse in Baryonen (Modellabhängig)

Sorte	erhaltene Quantenzahl	Ladung [e]	² Masse [MeV]	Wechselwirkung		
				stark	elektro- magnetisch	schwach
q _d (down)	I = - $\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	363	✓	✓	✓
q _u (up)	I = + $\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	363	✓	✓	✓
e ⁻		-1	0,511	-	✓	✓
ν _e		0	< 3 eV	-	-	✓
q _s (strange)	S = +1	$-\frac{1}{3}$	538	✓	✓	✓
q _c (charm)	C = -1	$+\frac{2}{3}$	1 500	✓	✓	✓
μ ⁻		-1	106	-	✓	✓
ν _μ		0	< 0,19	-	-	✓
q _b (bottom)	B = -1	$-\frac{1}{3}$	4 700	✓	✓	✓
q _t (top)	T = +1	$+\frac{2}{3}$	174 000	✓	✓	✓
τ ⁻		-1	1 777	-	✓	✓
ν _τ		0	< 18	-	-	✓

Tabelle 1.2: Die Elementarteilchen

wird als *asymptotische Freiheit* bezeichnet und führt zu einer erfolgreichen Beschreibung der Physik mit störungstheoretischen Ansätzen³.

Dem gegenüber steht der Niederenergiebereich. Hier entwickelt sich die Kopplungskonstante bis hin zu $\alpha_s \approx 1$. Daraus wird ersichtlich, daß das Feynmankalkül nicht mehr greift, da auch Feynmangrafien höherer Ordnung zur Kopplung beitragen können. Aus diesem Grund gestaltet sich die mathematische Behandlung der starken Wechselwirkung bei kleinen Energien als schwierig.

Wie Gittereichtheorien [50] belegen, wird die Kraft zwischen den Farbladungen bei größeren Abständen sogar beliebig groß, was zu einem Einschluss der Quarks und Gluonen in endliche Raumbereiche von der Größenordnung eines Nukleondurchmessers führt. Dieses Verhalten wird auch als *confinement* bezeichnet. Es wird daher nicht möglich sein, eine Farbladung zu isolieren, um die Kraft direkt zu studieren, sondern es sind lediglich die Auswirkungen der starken Kraft auf das Quark-Gluon-System nach außen hin sichtbar.

Dennoch ist das Standardmodell in seiner einfachen, elementaren Darstellung im Hochenergiebereich sehr erfolgreich, und man versucht daher, die theoretische Beschreibung der Mittelenergiephysik auf dieses Modell zu gründen (nicht-relativistische QCD, chirale Störungstheorie, quenched lattice QCD...). Die Schwierigkeit besteht nun darin, den spektroskopischen Befund der Experimente mit den

³ In dem Bild (Abb. 1.3) ist im hochenergetischen Bereich angedeutet, daß sich die drei Kopplungskonstanten in einem Punkt treffen. Dies scheint nach dem bisherigen gemessenen Verlauf der Konstanten möglich und ist ein zentraler Punkt bei dem Versuch, die drei Wechselwirkungen zu einer übergeordneten, der sogenannten Grand Unified Theorie (GUT), zu vereinheitlichen.

Maschine	Standort	Duty Cycle	externer Strom	Energie	Betriebsbeginn
SSTR	Sendai, Japan	0,8	$1 \mu\text{A}$	1,2 GeV	1982
LEAR	CERN, Schweiz			2,0 GeV	1982–1996
SORE	Saskatoon, Kanada	0,8	$72 \mu\text{A}$	300 MeV	1986
MAX	Lund, Schweden	<1,0	$100 \mu\text{A}$	100 MeV	1986
ELSA	Bonn	<0,95	200 nA	3,5 GeV	1987
MAMI	Mainz	1,0	$100 \mu\text{A}$	840 MeV	1989
GRAAL	Grenoble, Frankreich		200 mA	6,0 GeV	1992
COSY	Jülich, Deutschland			3,4 GeV	1993
TJNAF	Newport News, USA	>0,8	$240 \mu\text{A}$	6,0 GeV	1996
SPring8	Himeji, Japan			1,2 GeV	

Tabelle 1.3: *Einige Beschleuniger für Mittlere Energieexperimente*

Vorhersagen der theoretischen Modelle in Einklang zu bringen. Hier einige Fragestellungen, die im Zusammenhang mit dieser Arbeit stehen.

- In unterschiedlichen Modellen wird eine Vielzahl von Resonanzen vorausgesagt, mehr als bisher in den verschiedenen Experimenten zu beobachten war und was daher den Begriff der *missing resonances* geprägt hat. Die Experimente wurden in den 60er und 70er Jahren hauptsächlich in der π -N Streuung mit zum Teil geringer Statistik gewonnen. Eine Erklärung ist nach N. Isgur [43], daß die fehlenden Resonanzen stärker an andere Zustände, wie beispielsweise γ -p, koppeln und bevorzugt in Vielteilchenendzustände zerfallen.
- Im Bereich der Vektormesonen ist die Frage interessant, ob die Teilchen diffraktiv produziert werden oder durch einfachen Meson-Austausch. Daten von Experimenten bei hohen Energien, weit von der Produktionsschwelle entfernt, werden durch solche Modelle gut beschrieben, während die Sachlage in Schwellennähe noch ungeklärt ist. Eine etwaige Beteiligung und Identifizierung von s-Kanal-Resonanzen bei der Produktion in Schwellennähe wäre zu untersuchen.

Um diese unbefriedigende Situation zu klären und die verschiedenen Modelle mit Fakten zu testen, sind in den letzten 20 Jahren einige Beschleunigeranlagen entwickelt worden, die in dem dafür interessanten Energiebereich von etwa 100 MeV bis 5 GeV arbeiten und ein möglichst großes Tastverhältnis aufweisen.

1.3 Bisherige Daten

Gegenstand dieser Analyse sind die zu Anfang aufgeführten Teilchen, das Vektormeson $\phi(1020)$ und das Hyperon $\Lambda(1520)$, deren Zerfälle wiederum zum Endzustand

pK^+K^- führen. All diese Teilchen sind seit längerer Zeit bekannt, so wurden Kaonen aus der Höhenstrahlung das erste Mal 1946 von Rochester in einer Nebelkammer beobachtet [20, 47, 56]. Seit dieser ersten Beobachtung sind vielfältige Analysen dieser Mesonen angefertigt worden, beispielsweise wurde die Masse in kaonischen Atomen sehr präzise bestimmt. Insgesamt findet man für die geladenen Kaonen die in Tabelle 1.4 folgenden Eigenschaften.

K^\pm	$I(J^P) = \frac{1}{2}(0^-)$	$m_{K^\pm} = 493,677 \pm 0,013 \text{ MeV}$	$\tau = 1,2386 \pm 0,0024 \cdot 10^{-8} \text{ s}$
---------	-----------------------------	---	--

Tabelle 1.4: *Eigenschaften der geladenen Kaonen*

Das Vektormeson $\phi(1020)$ und das Hyperon $\Lambda(1520)$ wurden zeitgleich 1962 am Lawrence Radiation Laboratory in einem Blasenkammerexperiment beobachtet [3, 18, 31, 32]. Seitdem sind diese Teilchen mehrfach in verschiedenen Produktionskanälen analysiert worden. Die wichtigsten gefundenen Eigenschaften sind in Tabelle 1.5 zusammengefasst.

$\phi(1020)$	$I^G(J^{PC}) = 0^-(1^{--})$	$m_{\phi(1020)} = 1019,417 \pm 0,014 \text{ MeV}$	$\Gamma = 4,458 \pm 0,032 \text{ MeV}$
Die 3 stärksten Zerfallskanäle			
	Kanal		Anteil [%]
	$\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$		$49,2 \pm 0,7$
	$\phi(1020) \rightarrow K_L^0 K_S^0$		$33,8 \pm 0,6$
	$\phi(1020) \rightarrow \begin{matrix} \rho(770)\pi \\ \pi^+\pi^-\pi^0 \end{matrix}$		$15,5 \pm 0,6$
$\Lambda(1520)$	$I(J^P) = 0(\frac{3}{2}^-)$	$m_{\Lambda(1520)} = 1519,5 \pm 1,0 \text{ MeV}$	$\Gamma = 15,6 \pm 1,0 \text{ MeV}$
Die 3 stärksten Zerfallskanäle			
	Kanal		Anteil [%]
	$\Lambda(1520) \rightarrow N\bar{K} \begin{cases} p\bar{K}^- \\ n\bar{K}^0 \end{cases}$	45 ± 1	$\begin{cases} 22,5 \\ 22,5 \end{cases}$
	$\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma\pi$	42 ± 1	
	$\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\pi\pi$	10 ± 1	

Tabelle 1.5: *Eigenschaften des $\phi(1020)$ und des $\Lambda(1520)$ [39].*

Dennoch ist zum Test der verschiedenen Modelle der Hadronphysik der Bedarf an detaillierten Informationen über differentielle Wirkungsquerschnitte dieser Resonanzen beispielsweise in der Photoproduktion am Proton im Schwellenbereich groß. In diesem Energiebereich existieren derzeit nur wenige Daten und diese be-

schränken sich meist auf die Angabe totaler Wirkungsquerschnitte, Daten differentieller Wirkungsquerschnitte sind kaum vorhanden. Ich werde an dieser Stelle die mir bekannten Experimente mit ihren Daten punktuell vorstellen. Für weitergehende Informationen sei auf die Referenzen verwiesen.

ABBHHM 1968 [1] Bei diesem Experiment am DESY wurden Ende der 60er Jahre an einem Photonenstrahl Reaktionen an Wasserstoff in einer 85 cm-Blaskammer untersucht. Die Photonenergie variierte zwischen 0,3 und 5,8 GeV, die Photonen waren jedoch nicht energiemarkiert. Daher konnten nur Ereignisse rekonstruiert werden, deren Endzustand vollständig beobachtet wurde. Insgesamt wurden 31 000 hadronische Ereignisse erfasst, von denen nur ein sehr geringer Teil (ca. 100) als Endzustand eines Protons und zweier Kaonen identifiziert werden konnte. Aus den Daten wurden mit ca. 35 Ereignissen die Ergebnisse für das $\phi(1020)$ (Abb. 1.4) erarbeitet. Die Analyse beschränkt sich aufgrund der geringen Datenbasis im Wesentlichen auf die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts und der Impulsübertragsverteilung (und damit der Produktionswinkelverteilung). Die $\rho(770)$ -, $\omega(783)$ - und $\phi(1020)$ -Daten dieses Experiments wurden mit positivem Befund zum Test des Vektor-Dominanz-Modells (VDM) herangezogen. Das $\Lambda(1520)$ wurde nicht beobachtet.

LBL-SLAC 1970 [4] Bei diesem Photoproduktionsexperiment wurde vom Endzustand ausschließlich der Impuls des Protons in einem Magnetspektrometer gemessen. Die beteiligten Resonanzen wurden identifiziert in einem missing-mass-Verfahren, der Bilanz der 4er-Impulse des Eingangszustands und des auslaufenden Protons. Die Photonenergie lag hierbei deutlich höher als bei den anderen Experimenten (6 GeV– 17,8 GeV), so daß sie nicht für den direkten Vergleich der Produktion an der Schwelle herhalten können. Die Impulsübertragsverteilung (Abb. 1.5) bei den beiden niedrigsten Energien ist hier aufgeführt, um den weiteren Verlauf der Observablen zu illustrieren.

LBL-SLAC 1972 [8, 7] Die Daten dieses Experiments mit linear polarisierten Photonen wurden mittels einer Blaskammer am SLAC gewonnen. (Der Photonenstrahl wurde durch Comptonstreuung von Elektronen an einem LASER erzeugt). Bedingt durch diesen Aufbau liegen nur Daten bei drei festen Photonenergien vor: 2,8, 4,7 und 9,3 GeV. Bei 2,8 und 4,7 GeV wurden je 20 Ereignisse und bei 9,3 GeV 60 Ereignisse gefunden. Zusätzlich zum totalen Wirkungsquerschnitt und der Impulsübertragsverteilung konnten hier aufgrund der Kenntnis der Polarisationsobservablen die Spindichtematrixelemente bestimmt werden (Abb. 1.6). Auch bei diesem Experiment wurde das Vektor-Dominanz-Modell bestätigt. Das $\Lambda(1520)$ wurde in der invarianten pK^- -Masse gesehen, aber nicht weiter untersucht.

Bonn 1973 [19] Am Bonner 2,5 GeV Synchrotron wurde 1973 mit einem Zweiarmspektrometer die Photoproduktion des $\phi(1020)$ bei einer Photonenergie

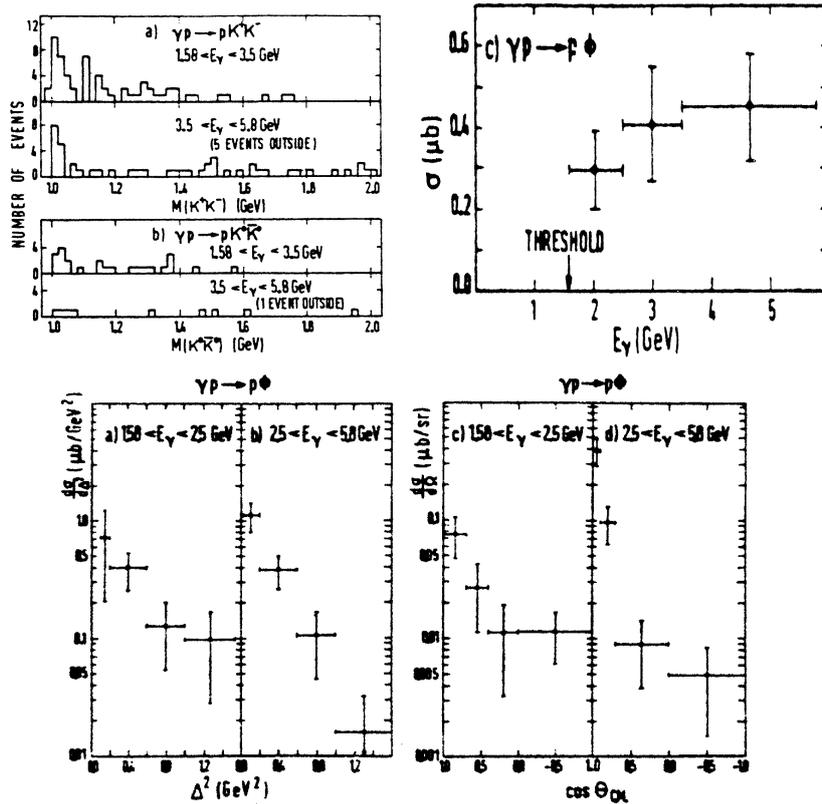


Abbildung 1.4: Invariante Masse des K^+K^- - und des $K^0\bar{K}^0$ -Systems, totaler Wirkungsquerschnitt, Winkelverteilung und Impulsübertragsverteilung des $\phi(1020)$ in der Photonproduktion gemessen von der ABBHHM-Kollaboration.

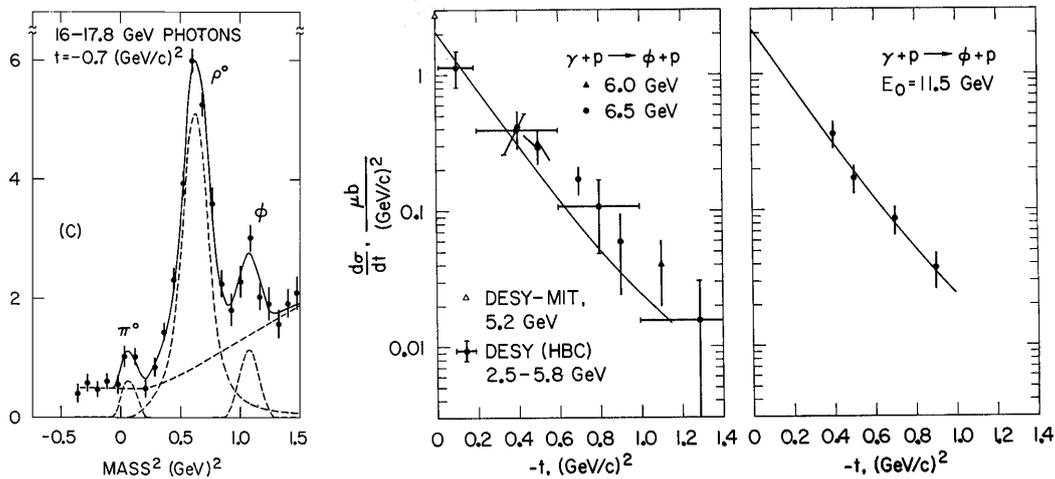


Abbildung 1.5: Missing-Mass in der Bilanz des Eingangszustands und des gemessenen Protons sowie Impulsübertragsverteilung des $\phi(1020)$ in der Photoproduktion gemessen von R. Anderson et al. am SLAC.

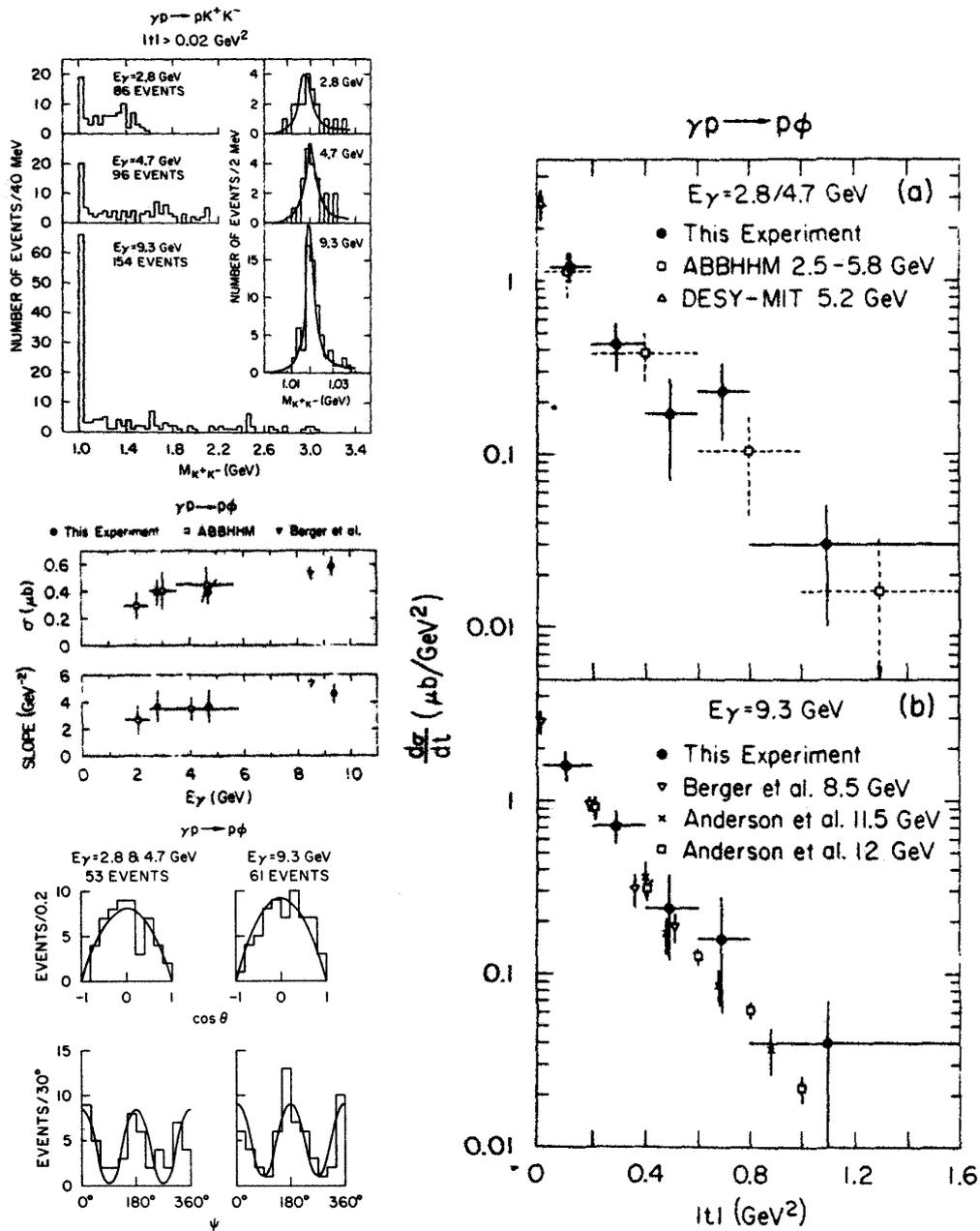


Abbildung 1.6: *Invariante Masse des K^+K^- -Systems, totaler Wirkungsquerschnitt, Zerfallswinkelverteilung und Impulsübertragsverteilung der $\phi(1020)$ -Photoproduktion gemessen am SLAC.*

von 2 GeV unter fünf Winkeln untersucht. Eine Kaonidentifikation gelang hier durch eine genaue Weg–Flugzeitbestimmung. Die etwa 1500 identifizierten $\phi(1020)$ (Abb. 1.7) wurden nur hinsichtlich des Impulsübertrags bzw. des Winkels analysiert.

DESY 1978 [16] Ende der 70er Jahre wurde am Elektronensynchrotron DESY in Hamburg in der Gruppe um H.–J. Behrend in einem Photoproduktionsexperiment das $\phi(1020)$ bei Energien von 3 GeV bis 6,7 GeV untersucht. Mit Hilfe eines Čerenkovzählers konnte bei diesem Experiment eine gute Trennung der Pionen von den Kaonen erreicht werden. In einem Magnetfeld wurden mit einer Streamerkammer die Impulse der Teilchen bestimmt. Die resultierenden 4500 Ereignisse im pK^+K^- –Endzustand wurden hinsichtlich des $\phi(1020)$ analysiert (Abb. 1.8), wobei auch hier die Untersuchung des Impulsübertrags und des Zerfallswinkels vorrangiges Ziel war. Die Ergebnisse zeigen die Gültigkeit des Vektor–Dominanz–Modells und des diffraktiven Produktionsmechanismus. Eine Analyse des $\Lambda(1520)$ wurde nicht vorgenommen.

LAMP2 1978–1981 [9, 10, 11, 12] Die LAMP2–Kollaboration hat am 5 GeV Elektronensynchrotron NINA in Daresbury sowohl das $\phi(1020)$ (Abb. 1.9) als auch das $\Lambda(1520)$ (Abb. 1.10) im pK^+K^- –Endzustand mit einem Magnetspektrometer gemessen. Das benutzte Taggingssystem stellte Photonen im Bereich von 2,8 bis 4,8 GeV zur Verfügung. Der Detektor war im Wesentlichen aus 7 Proportionaldrahtkammern, einem Hodoskop und einem Bleiglasskalorimeter aufgebaut. Die Pion–Kaon–Trennung erfolgte durch einen kinematischen Fit der rekonstruierten 4er–Impulse. Aus einem Datenbestand von ca. 127 000 3–prong Ereignissen verblieben so nach einem Schnitt in der χ^2 –Probabilität ($>1\%$) etwa 650 Ereignisse, die in die Analyse des $\phi(1020)$ und $\Lambda(1520)$ eingingen.

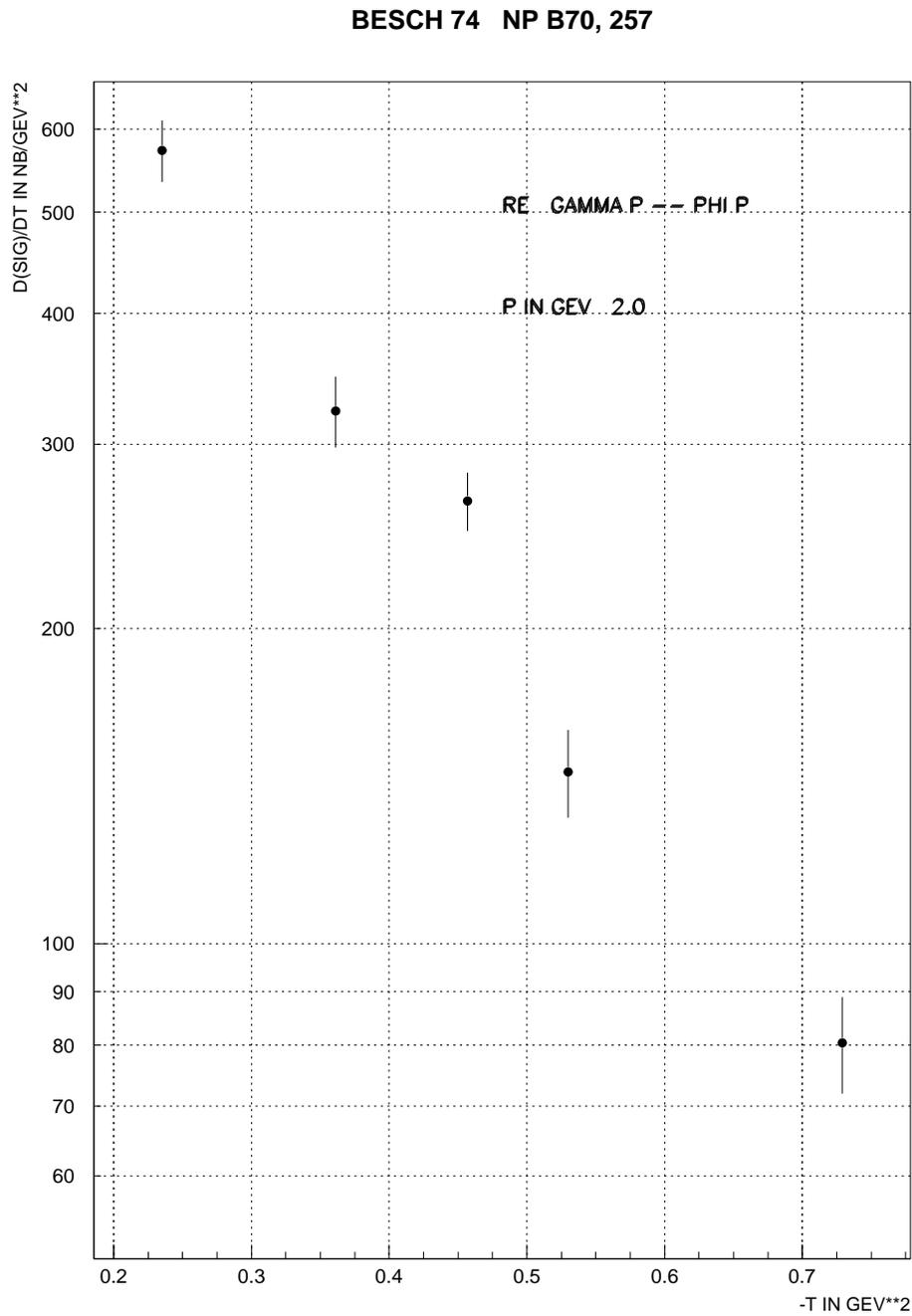


Abbildung 1.7: $\phi(1020)$ -Photoproduktion von Besch et al. (Bonn) bei $E_\gamma = 2$ GeV unter 5 Produktionswinkeln.

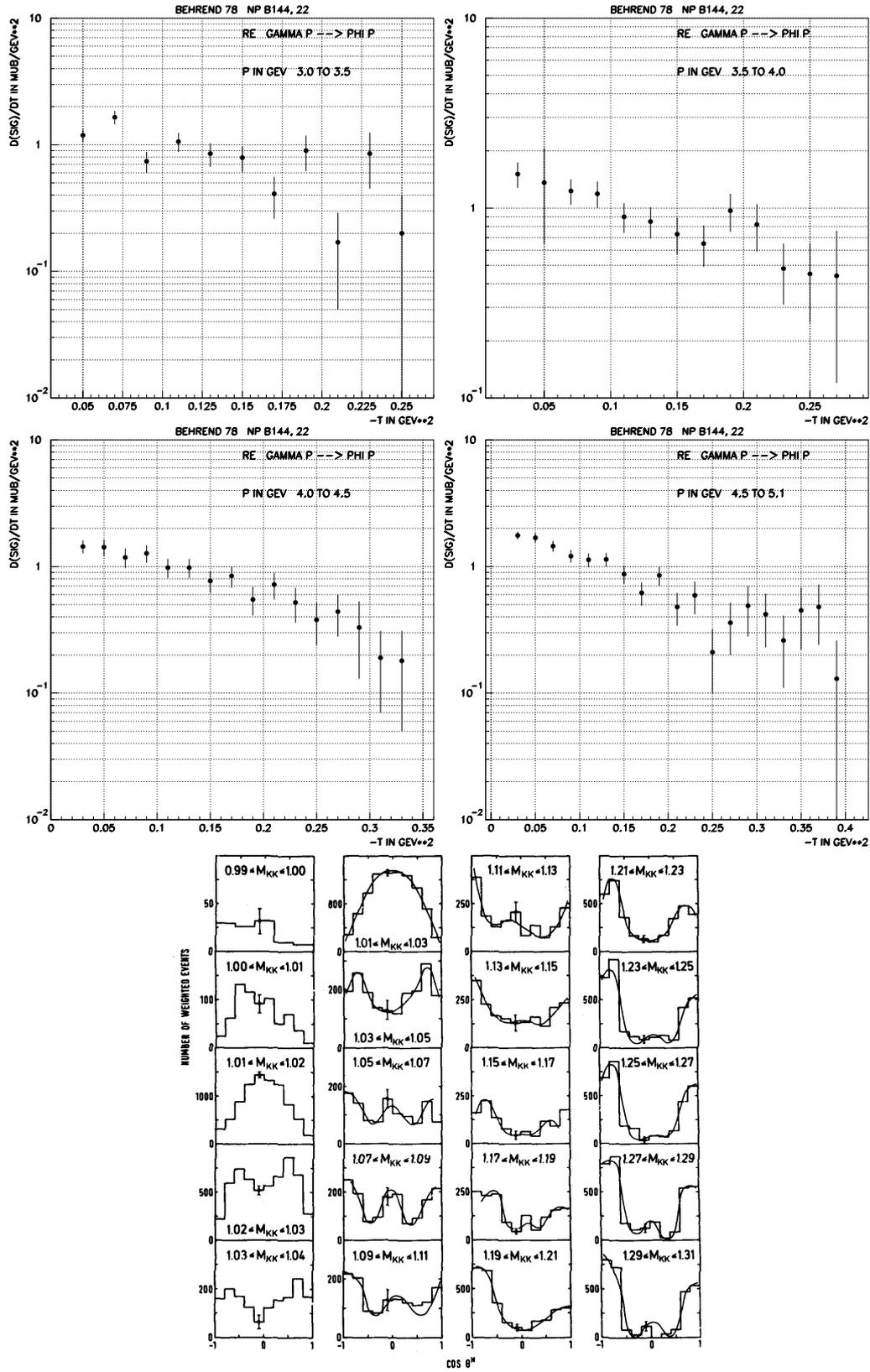


Abbildung 1.8: Impulsübertragsverteilung der $\phi(1020)$ -Photoproduktion und Zerfallswinkelverteilung im Helizitätssystem gemessen am Elektronensynchrotron DESY.

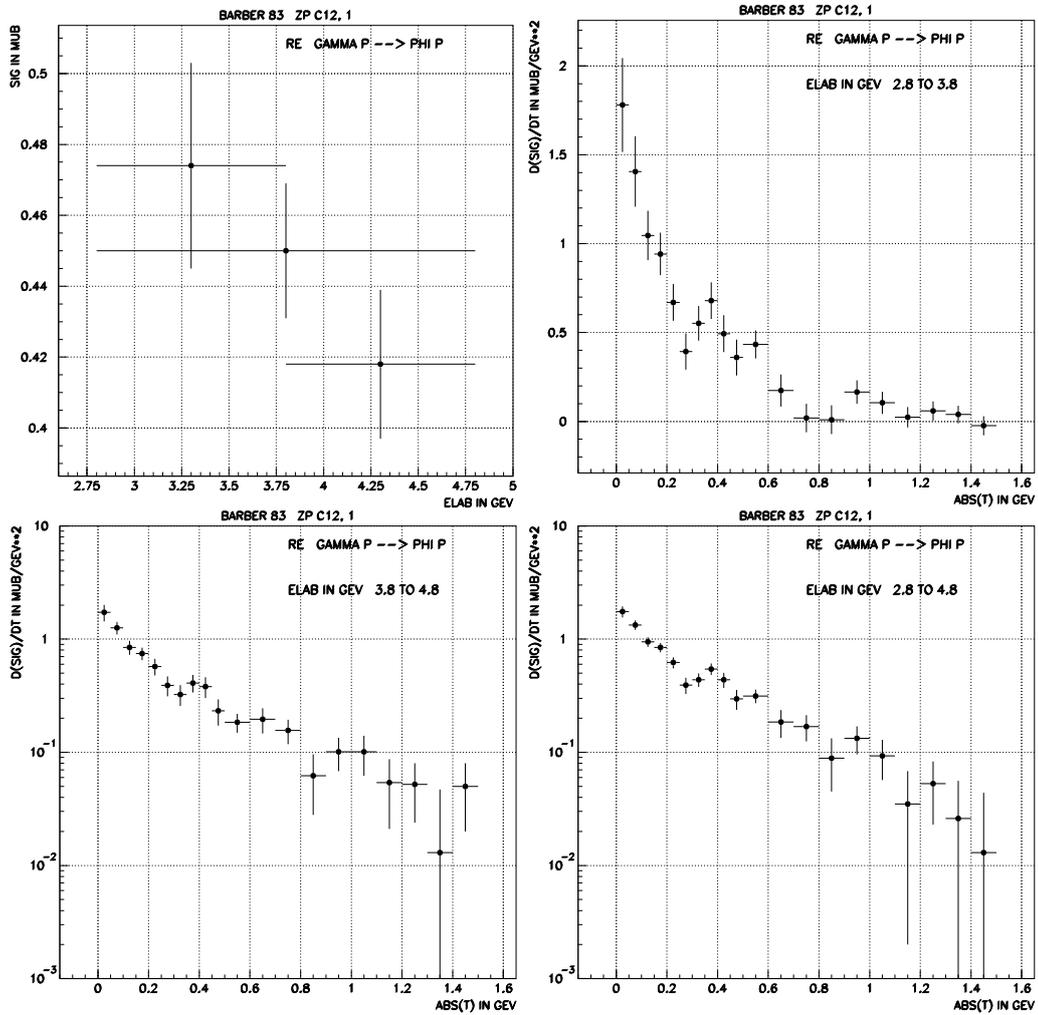


Abbildung 1.9: *Totaler Wirkungsquerschnitt und Impulsübertragsverteilung in der $\phi(1020)$ -Photoproduktion, gemessen von der LAMP2-Kollaboration (Daresbury).*

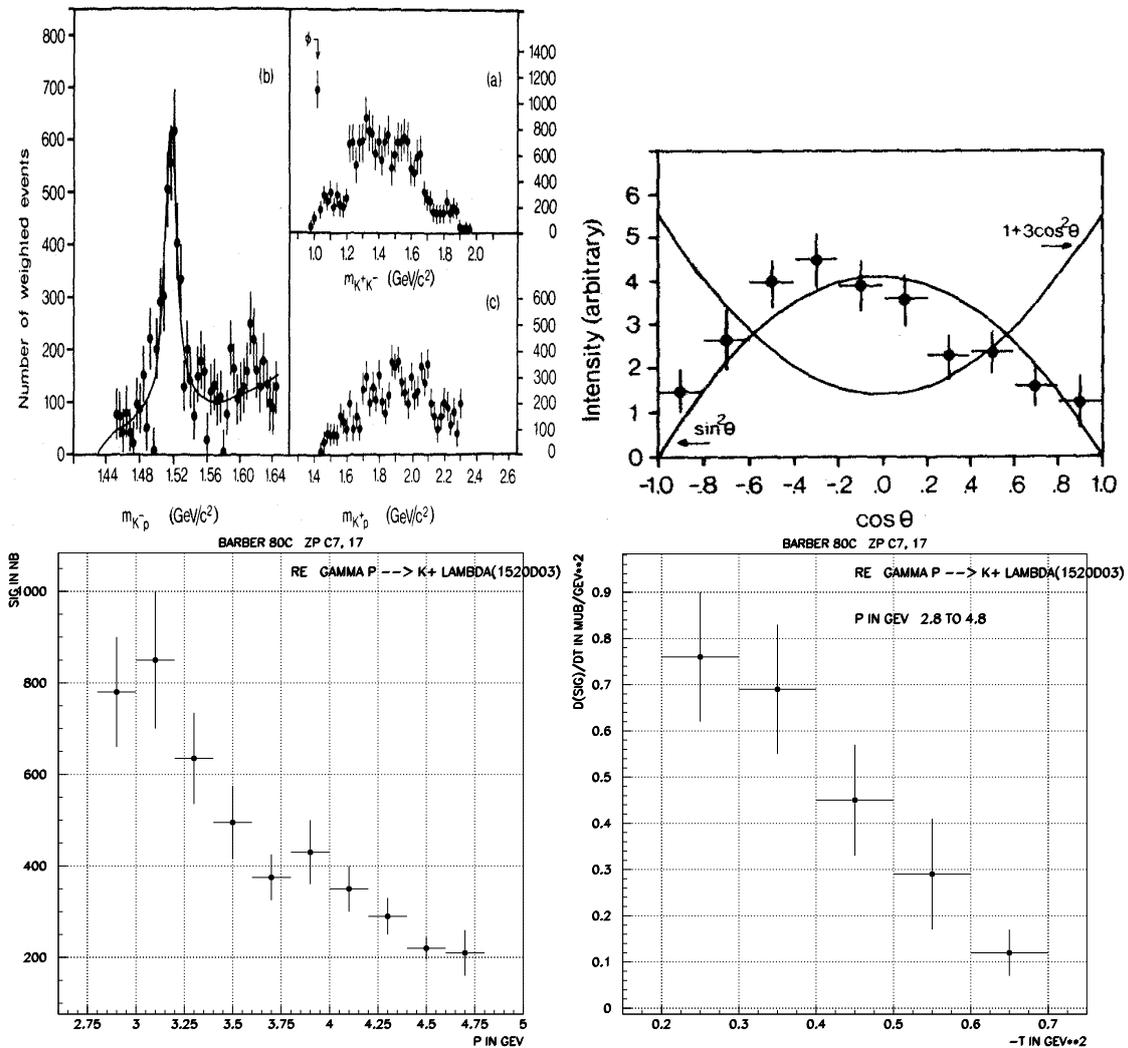


Abbildung 1.10: Invariante Masse des pK^- , Zerfallswinkelverteilung im Gottfried-Jackson-System und Impulsübertragsverteilung in der $\Lambda(1520)$ -Photoproduktion, gemessen von der LAMP2-Kollaboration (Daresbury).

1.4 Fazit

Wie gezeigt wurde, gibt es bereits eine nennenswerte Anzahl von Experimenten zur Photoproduktion des $\phi(1020)$ und des $\Lambda(1520)$ im Schwellenbereich. In den Experimenten wurde für das $\phi(1020)$ der diffraktive Produktionsmechanismus und das Vektor-Dominanz-Modell bestätigt. Über das $\Lambda(1520)$ konnten bislang nur sehr wenige Aussagen zum totalen Wirkungsquerschnitt und zur Zerfallswinkelverteilung getroffen werden. Letztlich verbleibt der Befund, daß zum einen die Datenbasis im pK^+K^- -Endzustand zu klein ist, um eine Analyse der Observablen und deren funktionale Abhängigkeit von der Energie durchzuführen; zum anderen überdecken viele der vorgestellten Experimente nicht den Schwellenenergiebereich der Reaktionen. Das gilt insbesondere für die beiden Experimente mit der relativ hohen Statistik, das DESY- und das LAMP2-Experiment. Hier beginnt der Photonenergiebereich bei 3 GeV bzw. bei 2,8 GeV. Die Schwellenenergie bei der Photoproduktion an Wasserstoff des $\phi(1020)$ liegt jedoch bei 1,57 GeV und beim $\Lambda(1520)$ bei 1,69 GeV.

Der Beschleuniger ELSA und das angegliederte Experiment SAPHIR wurden unter anderem in Hinblick auf dieses Problem konzipiert. Hier ist zum ersten Mal der interessante Energiebereich in einer feinen Granularität zugänglich, und der Detektor deckt einen großen Winkelbereich ab. Die hier vorgestellten Daten sollen helfen, den kinematischen Ablauf der Photoproduktion und des Zerfalls vom $\phi(1020)$ und $\Lambda(1520)$ zu klären. Einige möglichen Prozesse sind in Form der Feynmandiagramme in den Abbildungen 1.11 und 1.12 aufgelistet.

Diese Arbeit versucht Antworten hinsichtlich der Photoproduktion der Teilchen auf die folgenden Fragen zu geben:

- Wie groß ist der Produktionsquerschnitt der beiden Teilchen?
- Liegt für die $\phi(1020)$ -Produktion ein diffraktiver Produktionsmechanismus an der Schwelle vor?
- Ist für die $\phi(1020)$ -Produktion die s-Kanalhelizität erhalten?
- Kann die $\phi(1020)$ -Produktion im Regge-Modell durch den Austausch eines Pomeron beschrieben werden?
- Kann die $\Lambda(1520)$ -Produktion durch s-Kanal- oder t-Kanalaustausch beschrieben werden?

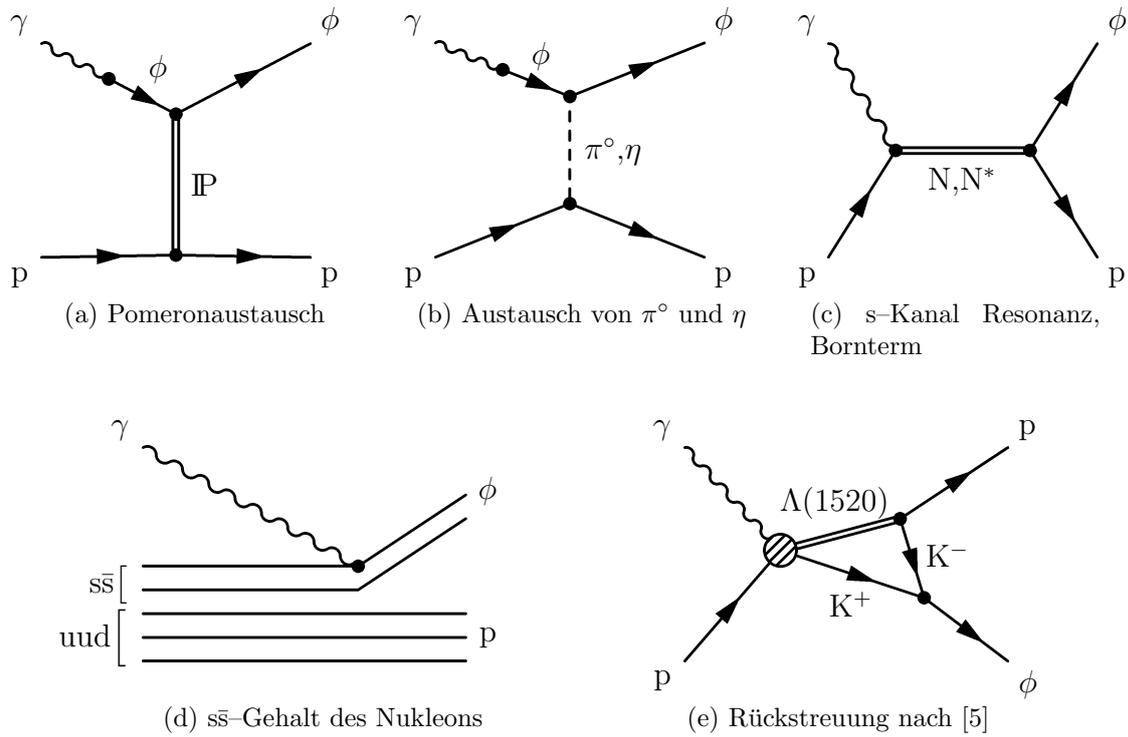


Abbildung 1.11: Mögliche Mechanismen der Photoproduktion des $\phi(1020)$

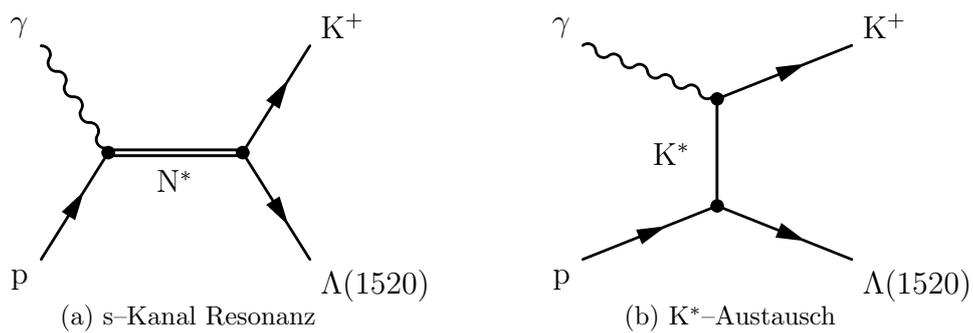


Abbildung 1.12: Mögliche Mechanismen zur Photoproduktion des $\Lambda(1520)$

2 Das Experiment

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dem Aufbau des Experiments. Dazu wird kurz der Beschleuniger und der verwendete Detektor vorgestellt, um dann auf die einzelnen für die Analyse wichtigen Komponenten einzugehen. Dies ist ein wichtiger Bestandteil der Arbeit, da das Verständnis der Funktionsweise und damit der Akzeptanz der Komponenten direkt in die Analyse eingeht.

2.1 Der Beschleuniger ELSA

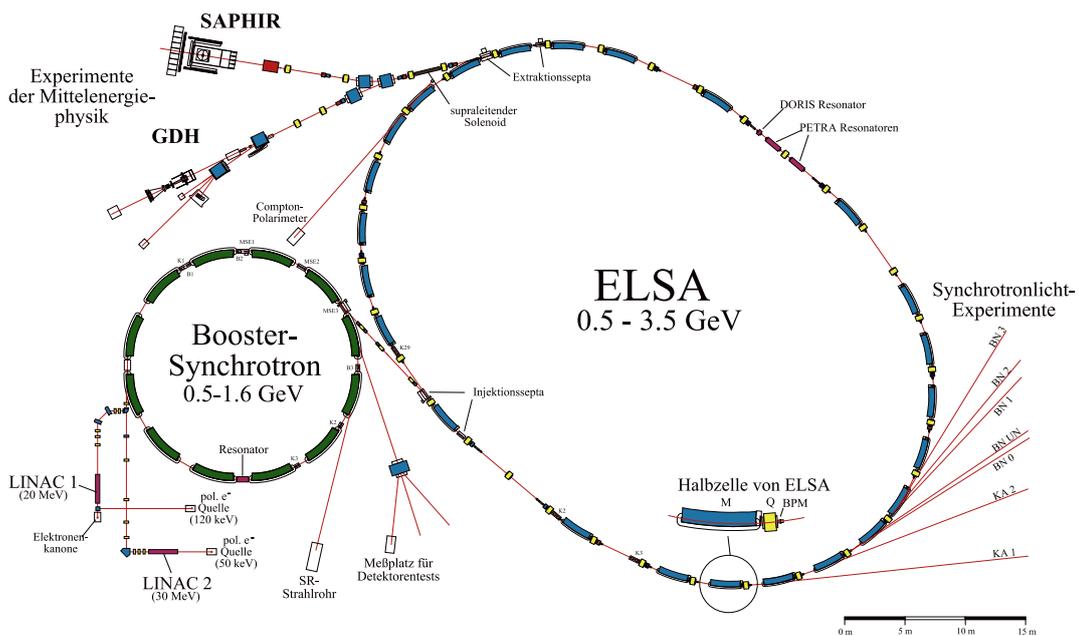


Abbildung 2.1: Skizze des Beschleunigers ELSA und der einzelnen Mittleregieexperimente in Bonn (Stand 1998).

Wie gesagt, haben die neuen Beschleuniger im Mittelenergiebereich ein wesentlich verbessertes Tastverhältnis. So ist es beispielsweise möglich, mit dem Beschleuniger

ELSA (**E**lectron **S**tretcher and **A**ccelerator) [6] ein Tastverhältnis von nahezu 100 % zu erreichen.

Die Beschleunigeranlage (Abb. 2.1) besteht aus mehreren Stufen, die in ihrer zeitlichen Entstehung aufeinander aufbauen. Von einem Linearbeschleuniger (LINAC **L**inear **A**ccelerator) werden Elektronen bis auf 20 MeV (bzw. 30 MeV beim neuen LINAC 2) beschleunigt und in das Synchrotron eingespeist. Im Synchrotron, das bereits seit 1967 als Strahlungsquelle in Bonn fungiert, können die Elektronen bis auf eine Energie von 2,5 GeV bei einem Tastverhältnis von etwa 3 % beschleunigt werden. Wenn die Stretcheranlage gefüllt werden soll, arbeitet das Synchrotron typischerweise in einem Energiebereich von 0,5 bis 2,0 GeV. Mit der 1979 geplanten und 1987 fertiggestellten Anlage ELSA wird der Elektronenstrahl weiterbeschleunigt bzw. umgeformt. Sie läßt sich in drei Modi betreiben:

- Im Betriebsmodus *Stretcher* werden die Elektronen mit der endgültig gewünschten Energie (0,5 – 1,6 GeV) in ELSA injiziert und gespeichert. Diese erfolgt hauptsächlich zur Maximierung des Tastverhältnisses bei gleichzeitig hohen Strahlströmen. Die Speicherung der einzelnen Strahlpulse des Synchrotrons (Pulsdauer ca. 0,7 ms) erfolgt für jeweils mindestens 20 ms (entsprechend einer Periodendauer des Synchrotrons) bis zu 500 ms. Dabei wird ein makroskopisches Tastverhältnis von bis zu 98 % erreicht. Während dieser Zeit werden die Elektronen mit möglichst gleicher Rate extrahiert. Der interne Strom beträgt dabei zwischen 2 und 10 mA und der extrahierte Strahlstrom zwischen 10 pA und 100 nA.
- Im Betriebsmodus *Nachbeschleuniger*, der bei dem Experiment SAPHIR zur Anwendung kam, werden die Elektronen bei einer Energie von 1,8 GeV in ELSA eingespeist und je nach Verwendungszweck (großes Tastverhältnis oder hohe Intensität) nachbeschleunigt auf bis zu 3,5 GeV. Der interne Strom liegt dabei zwischen 15 und 80 mA bei einem extrahierten Strahl von 1 pA bis 20 nA. Zur möglichst gleichmäßigen Extraktion des Strahls wird eine Resonanzextraktion eingesetzt, die eine Extraktionszeit von 20 ms bis 60 s bei einem Tastverhältnis von 95 % ermöglicht.
- Im *Speichermodus* werden die Elektronen bei einer festen Energie möglichst lange im Beschleuniger gehalten, um die entstehende Synchrotronstrahlung zu nutzen. Typische Speicherzeiten liegen bei zwei bis sechs Stunden bei einem Strahlstrom von 25 mA und einer Energie von 2,3 GeV.

Diese verschiedenen Betriebsmodi ermöglichen unterschiedliche experimentelle Forschungen. Dazu gehören neben SAPHIR auch folgende Projekte:

- Das GDH-Experiment wurde zur Überprüfung der Gerasimov-Drell-Hearn-Summenregel aufgebaut. Diese Regel besagt, daß das anomale magnetische Moment des Protons und der totale hadronische Photoproduktionsquerschnitt

gekoppelt sind. Dazu muß das Integral¹ $\int \frac{\sigma_{3/2}(\nu) - \sigma_{1/2}(\nu)}{\nu} d\nu = \frac{2\pi^2\alpha}{m^2} \kappa^2$ über einen möglichst großen Energiebereich ν ausgewertet werden. Die Polarisation der Photonen wird durch Bremsstrahlung von polarisierten Elektronen erreicht, die seit 1999 bei ELSA mit einem Polarisationsgrad von 65 % bei 2,55 GeV zur Verfügung stehen. Der Niederenergiebereich wurde bereits in Mainz an MAMI vermessen.

- Das Projekt **CB-ELSA** (**C**ystal **B**arrel at **ELSA**) ist wie SAPHIR als 4π -Detektor zur Vermessung von Vielteilchen-Endzuständen konzipiert. Durch die Verwendung von CsI-Kristallen als Kalorimeter eignet sich der Detektor ausgezeichnet zum Nachweis von Photonen. Die Apparatur war in den Jahren 1989 bis 1996 bei LEAR am CERN in Betrieb und wurde anschliessend in Bonn an ELSA auf dem Strahlplatz von SAPHIR aufgebaut. Seit Herbst 2000 ist der Detektor betriebsbereit.
- Die Gruppe SYLI (**S**ynchrotron **L**icht) experimentiert mit dem im Beschleuniger entstehenden Synchrotronlicht. Typischerweise wird diese Form der ultravioletten Strahlung bei der Röntgenspektroskopie und Röntgentiefenlithografie eingesetzt, wobei letztere insbesondere hinsichtlich der Mikromechanik für die Industrie von Bedeutung ist. Das Maximum der emittierten Energie von ELSA liegt bei 5 bis 10 keV und damit im für die Tiefenlithografie relevanten Bereich. Weitere Nutzungen des Synchrotronlichts liegen in den Bereichen Medizin, Pharmazie und Archäometrie.

¹ $\sigma_{3/2}$ bezeichnet den totalen Wirkungsquerschnitt bei paralleler Ausrichtung von Nukleonspin und Polarisationsrichtung des Photons, $\sigma_{1/2}$ den bei antiparalleler Ausrichtung.

2.2 Der SAPHIR-Detektor

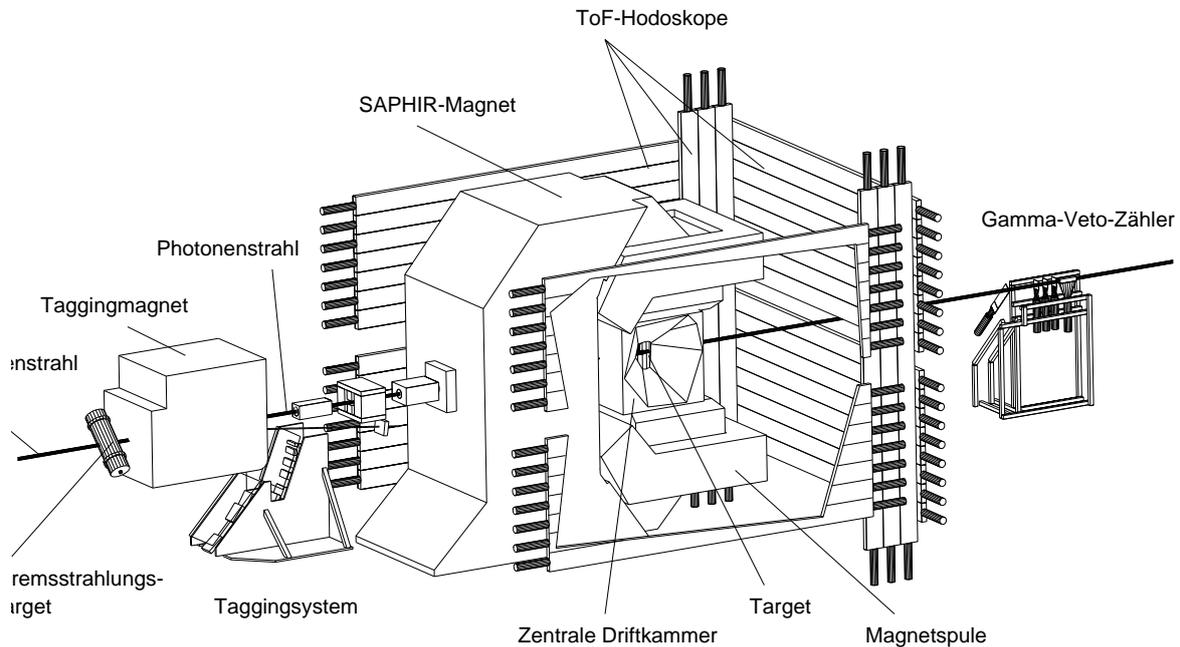


Abbildung 2.2: Skizze des SAPHIR-Detektors (Stand 1998).

Das Mittlere Energieexperiment SAPHIR ist angelegt zur Vermessung von Vielteilchen-Endzuständen in der Photoproduktion.

Eine Teil des Experiments ist die Bereitstellung von energiemarkierten² Photonen, da vom Beschleuniger selbst nur Elektronen bekannter Energie geliefert werden. Dazu löst der Elektronenstrahl an einer Radiatorfolie Bremsstrahlungsprozesse aus. Die abgebremsten Elektronen werden dann mit Hilfe des Taggingmagneten abgelenkt und mit dem Taggingssystem spektroskopiert, so daß aus der ELSA-Energie und der gemessenen Energie der gebremsten Elektronen auf die Photonenenergie zurückgeschlossen werden kann. Nicht gebremste Elektronen (ca. 99,4%) werden im sogenannten Beamdump gestoppt. Der so generierte Photonenstrahl wird mittels nachfolgender Dipolmagnete von geladenen Teilchen gereinigt und durch Kollimatoren in seiner Divergenz beschränkt.

Im Flüssig-Wasserstoff-Target, einer 8 cm langen zylindrischen Zelle mit 3 cm Durchmesser aus KAPTON-Folie, können dann die Photonen mit den Protonen wechselwirken.

Die Bahnen der entstehenden geladenen Teilchen werden mit der das Target umgebenden zentralen Driftkammer erfasst. Diese befindet sich zwischen den Polschuhen des SAPHIR-Magneten, der dort ein 0,7 T-Magnetfeld erzeugt. Aus der ge-

² Getaggte Photonen / Taggingssystem: von engl. to tag, markieren.

messenen Spurkrümmung kann auf den Teilchenimpuls zurückgeschlossen werden. Die zusätzlich aufgebauten bzw. geplanten vorderen und seitlichen Driftkammern, die eine Verbesserung der Spur- bzw. Impulsbestimmung ermöglichen sollen, sind derzeit nicht in der Rekonstruktionssoftware berücksichtigt.

Das Szintillationshodoskop, das in vorwärtiger und seitlicher Richtung aufgebaut ist, ermöglicht die Flugzeitmessung der geladenen Teilchen. Aus der gemessenen Flugstrecke und dem aus der Driftkammer bestimmten Impuls kann aus der Flugzeit die Masse und damit die Teilchenart bestimmt werden. Ein elektromagnetisches Kalorimeter [61] zum Nachweis von Photonen befand sich noch im Aufbau³ und kam nicht zum Einsatz. Die Photonen, die im Target zu keiner Reaktion geführt haben, werden mit dem Gamma-Veto-Zähler, einem Blei-Mineralöl-Čerenkovzähler [17], identifiziert. Als Trigger für ein verwertbares Ereignis galt für die hier ausgewerteten Daten die Bedingung: Ein Ansprechere im Taggingsystem, zwei Ansprechere im Hodoskop und kein Ansprechere im Gamma-Veto-Zähler.

Für die durchgeführte Analyse waren das Taggingsystem, die zentrale Driftkammer, das Magnetfeld und das Hodoskop die entscheidenden Komponenten, bei denen Messfehler bzw. Ineffizienzen zu erwarten waren, die sich auch im Ergebnis niederschlugen. Da die Vorbereitung des Datensatzes vom Februar 1998 zur Analyse Bestandteil dieser Arbeit ist, werde ich im Folgenden anhand dieser Daten näher auf die Komponenten eingehen und ihre Eichung beschreiben. Die anderen Komponenten sind in der Analyseketten entweder nicht vorhanden oder ihr Beitrag zum Gesamtfehler wurde als nicht problematisch eingestuft.

³ Strahlabwärts, hinter der Flugzeitmeßanlage gelegen. In Abbildung 2.2 ist es nicht dargestellt.

2.3 Das Taggingsystem

Unter dem Taggingsystem versteht man die gesamte Anlage, in der die Konversion von Elektronen in Photonen und die Spektroskopie der gestreuten Elektronen stattfindet. Ein solches System besteht im Allgemeinen aus einem Radiator, einem Magneten und einem Detektor zum Spektroskopieren der gestreuten Elektronen, sowie einem Beamdump zur Vernichtung des ungestreuten Primärstrahls. Die Auflösung und die Güte dieser Anlage ist mitbestimmend für das Auflösungsvermögen des gesamten Detektors und die Qualität der Reaktionsrekonstruktion. Anfang 1997 wurde daher das alte als Provisorium geplante System erneuert und der zugeordnete Detektor durch das hochauflösende Detektorsystem TOPAS2 ersetzt. Dieses Taggingsystem ist folgendermaßen aufgebaut:

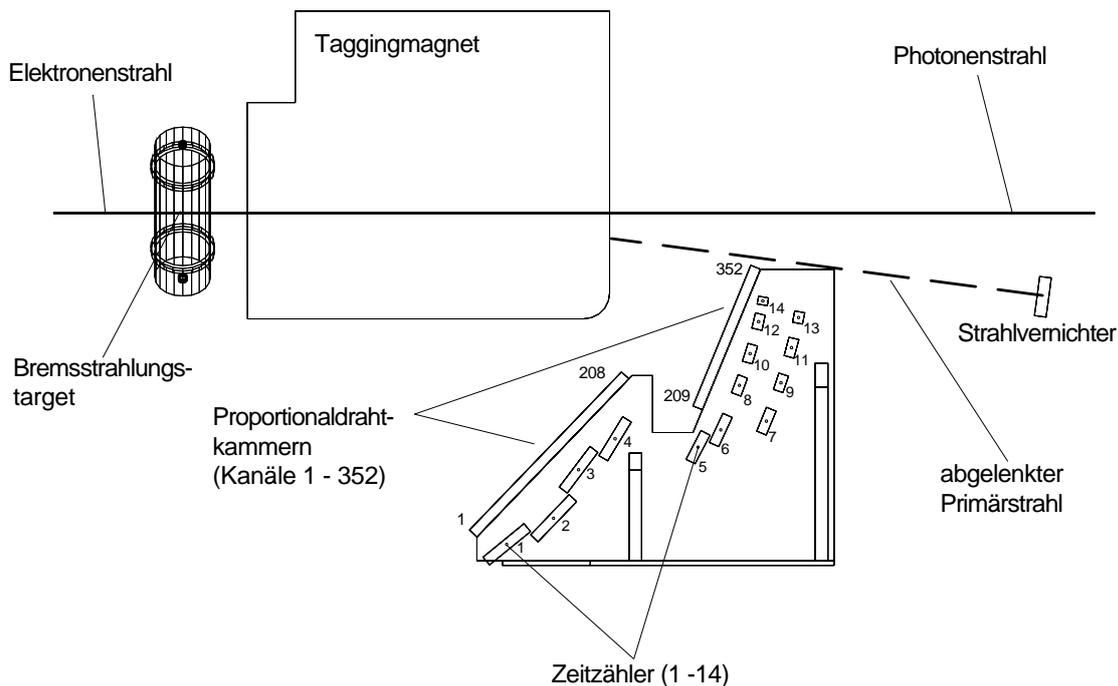


Abbildung 2.3: Skizze des Taggingsystems TOPAS2.

Als Bremsstrahlungstarget wurde bis Ende 1997 eine $5 \times 5 \text{ mm}^2$ große und $150 \mu\text{m}$ dicke Kupferfolie eingesetzt, das 10‰ der Strahlungslänge von Cu entspricht. 1998 wurde dieses Target durch eine Goldfolie entsprechend derselben Strahlungslänge ($30 \mu\text{m}$) ersetzt. Der aus ELSA extrahierte Strahl erzeugt hier über Bremsstrahlungseffekte zu einem geringen Anteil Photonen. Der nachfolgende Magnet liefert ein über die Stromstärke zu regulierendes, bis zu 1,5 T starkes Dipol-Magnetfeld, das die Elektronen aus ihrer ursprünglichen Bahn ablenkt. Die Stromstärke wird dabei so gewählt, daß der Primärstrahl im Beamdump endet. Mit diesem Verfahren und unter der Voraussetzung, daß das Magnetfeld proportional zur Stromstärke ist, muß das Taggingsystem auch bei verschiedenen Primärstrahlenergien nur einmal

geeicht werden.

Das Taggingsystem besteht aus zwei Hauptkomponenten, einem Zeitzählersystem und einem Proportionaldrahtkammersystem. Die Szintillatoren der Zeitzähler haben in erster Linie die Aufgabe, ein schnelles Zeitsignal zu liefern, da ein nachgewiesenes Teilchen im Taggingsystem ein wesentliches Element des Triggers ist. Dieses System ist aufgebaut aus 14 einseitig ausgelesenen, horizontal angeordneten Szintillatoren unterschiedlicher Breite. Die Zähler überlappen teilweise, um Akzeptanzlücken zu vermeiden. Die Breite wurde dabei so gewählt, daß die durchschnittliche Rate in jedem Zähler gleich groß ist⁴. Die Zeitauflösung dieses Systems beträgt 200 ps.

Das Vieldrahtkammersystem besteht aus zwei ebenfalls teilweise überlappenden Elementen mit je 208 bzw. 144 horizontal verlaufenden Drähten. Diese Proportionaldrahtkammern erhöhen die Auflösung effektiv auf 349 Kanäle. Dabei ist zu beachten, daß durch das Magnetfeld die Auffächerung der gestreuten Elektronen nicht linear verläuft. Teilchen mit hohen Impulsen werden weniger stark aus ihrer Bahn abgelenkt als Teilchen mit kleinen Impulsen. Daraus folgt eine Energieauflösung, die zu kleinen Impulsen der Elektronen und damit zu hohen Photonenergien besser wird.

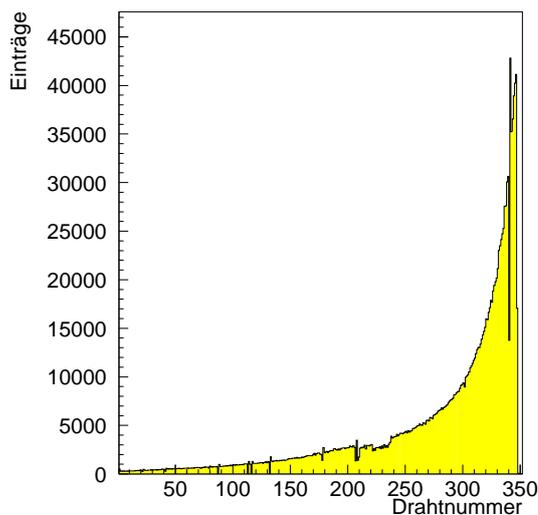


Abbildung 2.4: *Ein typisches Taggerspektrum der Datennahme im Januar 1997. Aufgetragen ist die Zahl der Einträge gegen die Drahtnummer der Proportionaldrahtkammern. In der Mitte ist zwischen den Kanälen 206 und 211 der Überlapp der Kammern auszumachen. Eine hohe Drahtnummer entspricht einer hohen Elektronen- und damit einer kleinen Photonenergie.*

Die geometrische Anordnung des TOPAS2-Detektor zum Taggingmagneten macht den Energiebereich von 31,0 % – 94,4 % der Primärenergie des Elektronenstrahls zugänglich. Das bedeutet für die in dieser Arbeit berücksichtigten Strahlzeiten, welche bei einer Strahlenergie von 2,8 GeV durchgeführt wurden, einen Energiebereich von 870 MeV bis 2,64 GeV. Die durch die Vieldrahtkammern erzielte relative Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E_\gamma}$ beträgt 0,028 % bis 2,6 %.

⁴ Das Photonenspektrum der Bremsstrahlung hat einen charakteristischen $\frac{1}{k}$ -Verlauf.

Des Weiteren bietet es sich an, den für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte benötigten Photonenfluß mit diesem System zu bestimmen. Da die Photonen, die zwar am Bremsstrahlungstarget entstehen, aber nicht im Taggingsystem nachgewiesen werden, keinen Trigger auslösen können, sind sie für diese Überlegungen nicht relevant und es ist ausreichend, den Fluß über das Taggingsystem zu bestimmen. Mit Zählern wird für beide Systeme nachgehalten, wie viele Signale entstanden sind. Hierzu werden die Zeitzählersignale über ein **Oder** verbunden, mit einem Scaler auf NIM-Basis summiert und über übliche CAMAC-Module (LeCroy 4434) erfasst. Dasselbe geschieht mit den Driftkammersignalen, die jedoch mit speziell entwickelten VME-Modulen erfasst werden [63].

Diese Scalerstände werden zwei mal je Sekunde ausgelesen und zusammen mit den verbleibenden Detektorinformationen als sogenanntes Scaler-Ereignis aufgezeichnet. Um den Fluß durch die Zeitzähler auf die einzelnen Energiekanäle ausdehnen zu können, darf der Trigger für die Scaler-Ereignisse nicht von Produktionsraten oder Effizienzen abhängen. Daher wird für diese Ereignisse ein unabhängiger Trigger benutzt, der ausschliesslich durch ein vorhandenes Signal im Taggingsystem gebildet wird. Während der Messpausen, die zwischenzeitlich beispielsweise durch die Auslese der Detektorkomponenten oder durch das Füllen des Beschleunigers entstehen, wird die Inkrementierung der Zähler durch ein sogenanntes Inhibit-Signal unterbunden.

Der so gemessene Photonenfluß wird von verschiedenen Fehlerquellen beeinflusst. So treten beispielsweise Mehrfachansprecher im Taggingsystem auf, Höhenstrahlereignisse und elektronisches Rauschen führen zu falschen Ansprechern oder nachgewiesene Photonen werden von den nachfolgenden Kollimatoren ausgeblendet. Diese Fehler werden unterdrückt durch eine Koinzidenzbetrachtung der oben beschriebenen Signale des Taggingsystems mit einem Signal des Photon-Veto-Zähler. Dadurch wird gewährleistet, daß die gezählten Ereignisse auch ein Photon erzeugt haben.

Insgesamt ergibt sich der korrigierte Photonenfluß für die Dauer der Datenerfassung nach Abbildung 2.5. In ihr sind die Photonenflüsse der drei für diese Analyse relevanten Datensätze dargestellt. Auffällig ist der fortschreitende Einbruch des Flusses bei kleinen Photonenergien. Dieses Verhalten konnte nachträglich durch ein Abdampfen der Aluminiumschicht auf den Kathodenflächen der Proportionalkammern erklärt werden. Dies steht im direkten Zusammenhang mit den hohen Strahlintensitäten der Elektronen in diesem Bereich. Da die Schwellen für die in dieser Analyse betrachteten Reaktionen nicht unter 1,57 GeV liegen, ist dieser Effekt und auch etwaige Nebeneffekte dieses Hardwarefehlers hier nicht von Belang.

Eine ausführliche Beschreibung des Taggingsystems ist in [26] zu finden. Eine genaue Analyse der Leistungsgüte des Taggingsystems, verschiedener Verfahren zur Photon-Energierückrekonstruktion, der Flußeichung sowie eine ausführliche Fehlerdiskussion ist in [49] zu finden.

	Jan. 1997	Apr. 1997	Feb. 1998
Startzeit	6.1. 18:15	15.4. 18:40	13.2. 12:00
Endzeit	20.1. 8:15	25.4. 8:50	26.2. 20:30
Nachgewiesene Photonen / 10^{11}	2,98	1,91	2,72
Mittlere Photonenrate / kHz	254	230	236

Tabelle 2.1: *Statistik über den Photonenfluß der betrachteten Strahlzeiten. Die typische Photonenrate während der Datennahme betrug etwa 800 bis 1000 kHz.*

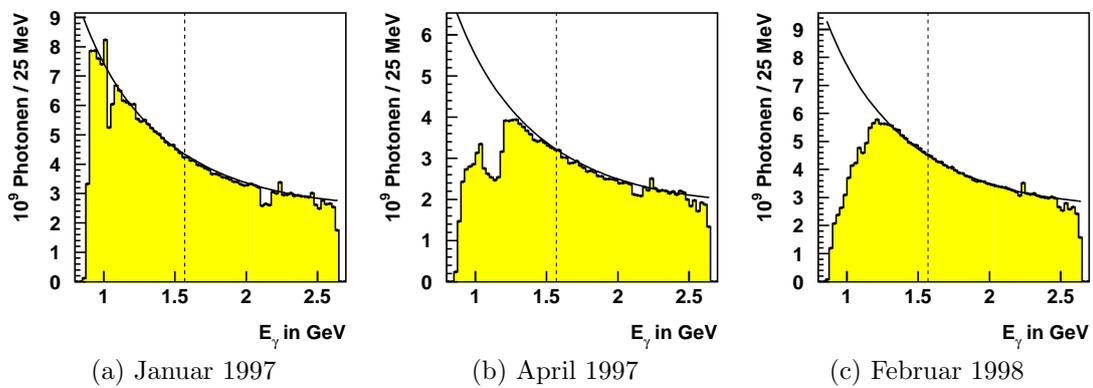


Abbildung 2.5: *Der für die drei Runperioden gemessene und korrigierte Photonenfluß. Die Kurve entspricht dem theoretisch erwarteten hyperbolischen Verlauf. Die gestrichelte Linie gibt die Schwellenenergie für die Phi-Photoproduktion an.*

2.4 Das SAPHIR-Magnetfeld

Eine der ersten Aufgaben zur vorbereitenden Auswertung eines Datensatzes bei SAPHIR ist die Bestimmung der Parameter, mit denen die Impulse und die Photonenergie skaliert werden müssen (Kap. 2.7). Diese werden u.a. so adjustiert, daß die Lage von bekannten schmalen Resonanzen wie beispielsweise dem η - oder ω -Meson mit den Literaturwerten übereinstimmen. Da die Ist-Feldstärke der bei SAPHIR verwendeten Magnete nicht protokolliert wurde, reicht die Festlegung der Felder über die eingestellte Stromstärke und der beim Erstbetrieb des Magneten vermessenen Magnetfeldkarte offenbar nicht aus, und die gemessenen Teilchenimpulse müssen nachträglich korrigiert werden.

Bei diesem Verfahren machen es zeitliche Schwankungen notwendig, die Parameter in Zeitintervalle von 2 Tagen aufzuteilen. Diese Schwankungen waren für die Strahlzeit Feb. 1998 stärker als bei früheren Datenbeständen (siehe Tab. 2.3).

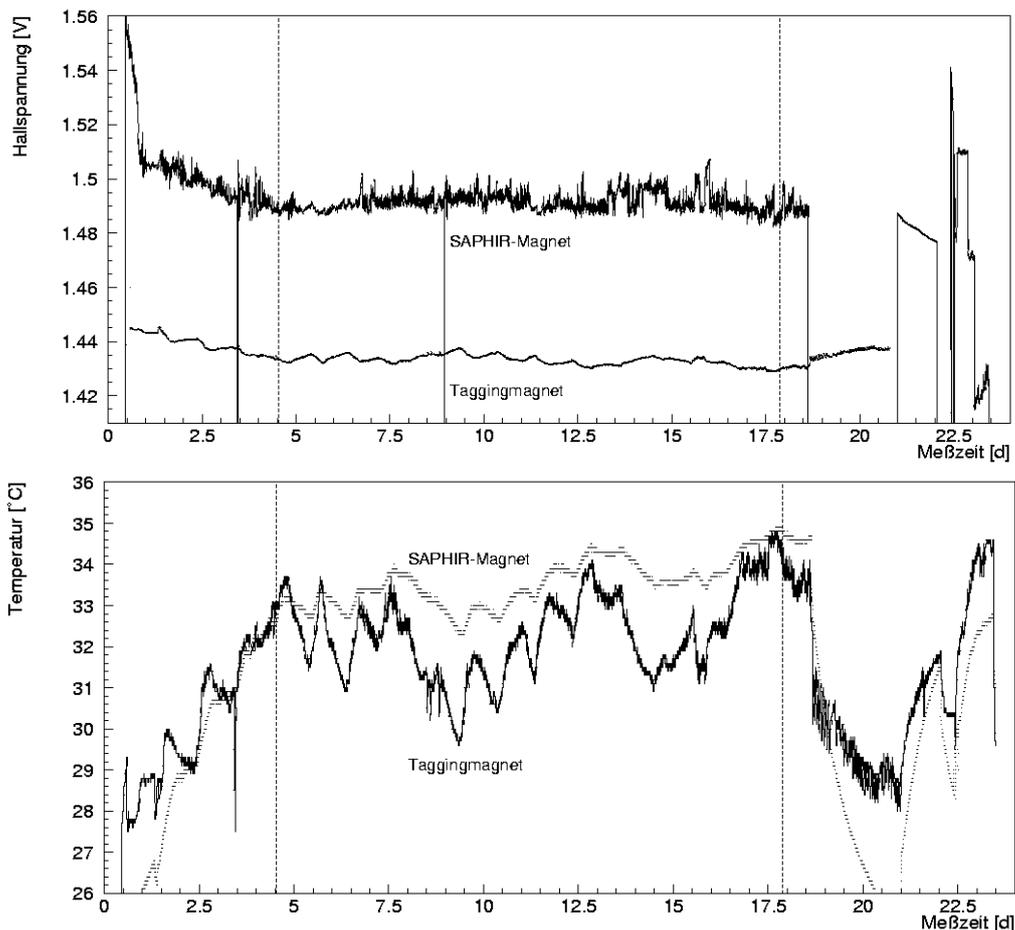


Abbildung 2.6: *Ungeeichte Magnetfeldmessung (oberes Bild) und Temperaturverlauf (unteres Bild) am Polschuh des SAPHIR- und des Taggingmagneten. Die vertikalen Striche markieren den Bereich der ausgewerteten Daten.*

Um die Situation zu klären, wurden in der Strahlzeit Feb. 1998 insgesamt vier Magnetfeldsonden parallel zur Datenerfassung betrieben. Da zunächst die zeitliche Stabilität der Felder überprüft werden sollte, schien es ausreichend, Hallsonden ohne Temperaturstabilisierung einzusetzen. Um die Temperaturdrift ausfiltern zu können, wurden zusätzlich Temperaturfühler auf den Hallsonden angebracht und zeitgleich ausgelesen. Die Sensoren wurden jeweils am oberen und unteren Polschuh des SAPHIR-Magneten und am rechten und linken Polschuh des Taggingmagneten angebracht. Da die Sonden nicht geeicht waren, können die Messwerte nicht absolut gesehen werden, sondern nur auf ihren Verlauf und auf ihre Plausibilität hin überprüft werden. In Abbildung 2.6 sind die Meßwerte je einer Sonde eines jeden Magneten angegeben. Die zugehörigen Meßwerte der jeweils anderen Sonde stimmen im Rahmen eines geringen Fehlers⁵ mit dieser überein. Die obere der beiden Kurven entspricht dem am SAPHIR-Magneten gemessenen Feld, die untere dem des Taggingmagneten. Die Temperaturmessung bei beiden Magneten wird hier aus demselben Grund nur mit je einer Sonde dokumentiert. Im unteren Bild ist der Verlauf der jeweils zugehörigen Temperatursonde angegeben. Die punktierte Linie entspricht dabei dem Temperaturverlauf am SAPHIR-Magneten.

Die in Abbildung 2.6 dargestellten Messwerte wurden während der Strahlzeit beginnend vom 9. Februar bis zum 3. März 1998 aufgezeichnet. Am ersten Tag wurden lediglich die Magnete und das Target in Betrieb genommen, damit diese eine stabile Temperatur erreichen können. Anschliessend wurde mit der Datennahme begonnen. Wie jedoch aus den Magnetfelddaten und insbesondere aus dem Temperaturverlauf zu ersehen ist, setzte sich die Erwärmung und damit die Änderung des Feldes innerhalb der folgenden zwei Tage fort. Das Feld änderte sich nochmals um ca. 1 % (0,015 V). Aus diesem Grund wurde mit einer Eichung dieses Datensatzes erst ab dem dritten Tag begonnen. Die Position ist mit einer vertikalen Linie markiert.

Auffallend sind im weiteren Verlauf die Schwankungen der Magnetfeldmessung. Diese können drei verschiedenen Ursachen zugeschrieben werden. Am auffälligsten ist die Korrelation der Schwankungen, die sich im 24-Stundenzyklus mit der Temperaturmessung wiederholten. Dieser Effekt ist zu erwarten, da die Hall-Sonden nicht temperaturstabilisiert betrieben wurden; sie spiegeln daher den Temperaturzyklus der Niederdruckwasserkühlung wider. Zwischen Temperatur und Feldstärke besteht ein linearer Zusammenhang, mittels dem die Meßwerte der Hall-Sonden nachträglich korrigiert werden können [49].

Weiterhin gibt es untergeordnete Schwankungen, die sich aus der Meßgenauigkeit der Sonden ergibt und bei ca. 0,1 %₀ liegt⁶. Da alle vier Sonden aus der gleichen Baureihe stammten, ist zu erwarten, daß die Meßgenauigkeit bei allen Sonden gleich war.

Tatsächlich trat aber bei beiden Sonden am SAPHIR-Magneten eine stärkere Schwankung auf (Abb. 2.7), die aus den Daten auf 1 %₀ abgeschätzt werden kann.

⁵ Mittlere relative Abweichung der Meßwerte der oberen Magnetfeldsonde von der unteren: 0,27 %₀ (0,0004 V bei 1,5 V).

⁶ Diese Schwankung wurde aus einem vergrößerten Ausschnitt der Messung am Taggingmagneten bestimmt.

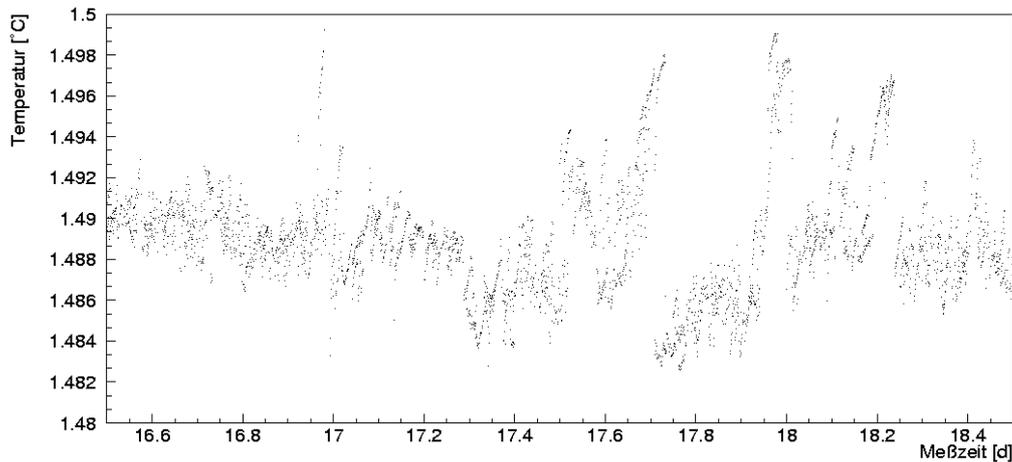


Abbildung 2.7: Vergrößerter Ausschnitt der Feldmessung am SAPHIR-Magneten. Die Streuung der Messdaten spiegeln das Verhalten des SAPHIR-Magneten aufgrund des Windungsschlusses wider.

Teilweise waren diese Schwankungen überlagert von Sprüngen in der Größenordnung von bis zu 1% der Feldstärke, die ebenfalls in der Abbildung 2.7 zu sehen sind. Diese sind auf das Feld des SAPHIR-Magneten zurückzuführen und stehen in direktem Zusammenhang mit dem abrupten Ende der Strahlzeit.

In der Zeit vom 27. Februar bis zum 2. März wurde die Datennahme unterbrochen; auch der SAPHIR-Magnet war in der Zeit nicht in Betrieb. Bei der Wiederaufnahme der Strahlzeit traten wiederholt Störungen mit dem Magneten auf, woraufhin die Strahlzeit abgebrochen wurde.

Als Fehlerquelle wurde ein Windungsschluss identifiziert, der sich vermutlich schon in den Strahlzeiten des vorangegangenen Jahres durch Magnetfeldschwankungen bemerkbar gemacht hat. Aufgrund von korrodierten Wicklungen der am Polschuh des Magneten angebrachten Spule kam es vermutlich zunächst zu vereinzelten Überschlügen zwischen benachbarten Leitungen, bevor der Leitungsschluß die Spule schließlich zerstörte. Die Auswirkungen dieser Überschlüge auf den geometrischen Verlauf des Feldes und dessen Stärke kann aufgrund der fehlenden Feldmessung rückwirkend nicht bestimmt werden. Damit ist es auch nicht möglich, über eine Korrektur des Feldes die Impulsbestimmung der Teilchen in der zentralen Driftkammer zu verbessern.

Aufgrund der in Kapitel 2.7 beschriebenen stärkeren Schwankungen der Eichparameter des Feb. 1998 Datensatzes und einer Magnetfeldmessung während der Strahlzeit Nov. 1997, die einen stabileren Feldverlauf aufweist [15] werden die Magnetfeldschwankungen bei den vorherigen Strahlzeiten als nicht so schwerwiegend eingestuft.

2.5 Die Flugzeitmeßanlage

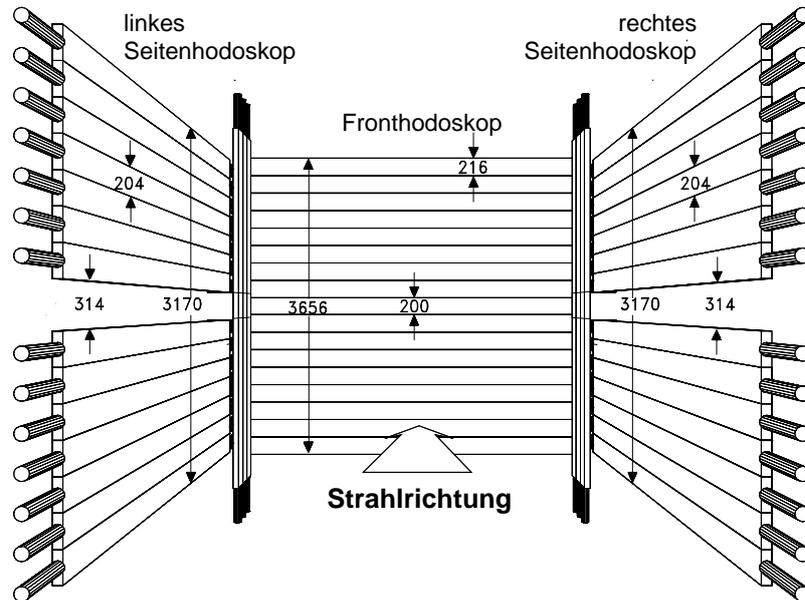


Abbildung 2.8: *Die Flugzeitmeßanlage in der Perspektive des Elektronenstrahls. Die Maßangaben sind in mm.*

Die Flugzeitmeßanlage besteht aus drei großflächigen Szintillationszählerhodoskopen, die den freien Raumwinkel abdecken, der von den Polschuhen des SAPHIR-Magneten begrenzt wird (Abb. 2.2). Die Anlage besteht aus zwei seitlichen Wänden und einer Wand in Strahlrichtung. Zusätzlich wurden zwei senkrechte Elemente hinzugefügt, um die Akzeptanzlücken in den Winkeln abzudecken, die von den Wänden aufgespannt werden. In der horizontalen Ebene ist eine Lücke ausgespart, da die hohe Rate an Paarproduktion⁷ die Zähler überfordern würde⁸. Die Anlage weist die in Tabelle 2.2 aufgelistete Konfiguration auf.

Dieses Flugzeithodoskop⁹ erfüllt zwei wesentliche Aufgaben:

- Da Plastikszintillationszähler typischerweise eine schnelle Signalauslese ermöglichen, sind sie Bestandteil des Triggersystems bei SAPHIR. Damit kann eine relativ hohe Rate an nicht hadronischen Ereignissen¹⁰ auf einfache Weise unterdrückt werden. In den betrachteten Datensätzen wurde daher als Triggerbedingung zwei geladene Teilchen in der TOF-Anlage gefordert. Dadurch

⁷ Die Reaktion $\gamma p \rightarrow pe^+e^-$ verläuft aufgrund des geringen Impulsübertrags auf das Proton und der starken Horizontalablenkung der Positronen und Elektronen im wesentlichen in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld.

⁸ Die senkrechten Zähler besitzen in diesem Bereich Plexigläseinsätze.

⁹ Des weiteren als TOF bezeichnet: **T**ime **O**f **F**light.

¹⁰ Beispielsweise $\gamma p \rightarrow pe^-$.

Wand	Anzahl	Länge [cm]	Breite [cm]	Dicke [cm]
Front	16	340	21,25	6
Rechts	14	270	20	4,5
Links	14	270	20	4,5
Senkrecht	4	300	20	4,5
	2	300	21,25	6

Tabelle 2.2: Konfiguration der TOF-Anlage

müssen, aufgrund der Ladungserhaltung, mindestens drei geladene Teilchen an der Reaktion beteiligt sein, die zu einem großen Teil hadronischen Ursprungs sein werden.

- Weiterhin kann im Zusammenspiel mit der Zeitinformation des Taggingsystems die Flugzeit der Teilchen gemessen werden. Mit dieser Zeit und der mit der CDC bestimmten Spurkrümmung des Teilchens kann der Impuls und damit der Teilchentyp ermittelt werden.

Die Zähler werden beidseitig mittels Photomultiplier ausgelesen. Mit einem TDC werden die Zeitinformationen t_1, t_2 , die Pulshöhen a_1, a_2 mit einem ADC erfasst. Der Durchtrittsort x eines Zählers kann aus der Differenz der zwei Zeitsignale bestimmt werden.

$$x = \left(\frac{t_1 - t_2}{2} - \Delta t_{diff} \right) \cdot v_{med} \quad (2.1)$$

- x : Durchtrittsort durch einen Zähler, relativ zu dessen Mitte
- t_1, t_2 : Zeitinformationen der zwei TDC
- Δt_{diff} : Korrekturoffset
- v_{med} : Effektive Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes im Szintillator

Eine wichtige Variable zur Berechnung des Durchtrittsortes ist die Größe Δt_{diff} . In ihr sind mehrere Unbekannte der Zeitmessung vereint. So gibt es beispielsweise Laufzeitunterschiede zwischen den verschiedenen Zählern aufgrund von Unreinheiten des Materials oder durch Variationen der Lichtleiter, die das Licht zum Photomultiplier weiterführen. Auch Laufzeitunterschiede in den elektronischen Signalwegen oder in den TDC verfälschen die Zeitinformation. Am größten sind jedoch die Schwankungen, die sich durch den Betrieb der Photomultiplier ergeben. Sie haben ihre Ursachen sowohl in der Bauteilstreuung einer jeden Röhre als auch in der gewählten Spannung mit der die Röhre betrieben wird. Diese Abweichungen sind für jede Zeitinformation zu bestimmen und bei der Auswertung zu berücksichtigen. Da bei der Bestimmung des Durchtrittortes x die Zeitinformationen als Differenz eingehen, werden die Schwankungen zusammengefasst in der Variablen Δt_{diff} , dem sogenannten Differenzoffset.

Die Flugzeit vom Target bis zum Durchtrittsort auf dem Hodoskop kann aus der Summe der Zeitsignale ermittelt werden.

$$t = \frac{1}{2}(t_1 + t_2) - \Delta t_{sum} - \Delta t_{tag} \quad (2.2)$$

Auch hier werden die verschiedenen Schwankungen in einer Variablen zusammengefasst. Da die Zeit t aus der Summe der Zeiten gebildet wird, ergibt sich ein anderer Korrekturoffset als in Gleichung (2.1), der Summenoffset Δt_{sum} . In diesem Offset tritt hauptsächlich die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes im Szintillator auf.

Weiterhin ist es notwendig, die Schwankung des Tagging-Zeitsignals Δt_{tag} zu berücksichtigen. Dies ist die Zeit zwischen dem registrierten Taggingsignal und dem Zeitpunkt der Reaktion im Target.

Aus dieser Flugzeit kann mithilfe der gemessenen Informationen aus der zentralen Driftkammer nach (2.3) die Masse des Teilchens bestimmt werden. Dazu wird zum einen der Impuls benötigt, der sich aus der Spurkrümmung des geladenen Teilchens im Magnetfeld ergibt, zum anderen muß die Flugstrecke des Teilchens bekannt sein. Diese wird innerhalb der Driftkammer gemessen und dort durch eine SPLINE-Kurve beschrieben. Außerhalb der Kammer wird der weitere Verlauf der Teilchenbahn extrapoliert.

$$m^2 = p^2(\beta^{-2} - 1) = p^2\left(\left(\frac{c \cdot t}{s}\right)^2 - 1\right) \quad (2.3)$$

- m : Masse des Teilchens
- p : In der CDC gemessener Impuls des Teilchens
- s : Rekonstruierte Wegstrecke des Teilchens vom Target zum Hodoskop
- t : Korrigierte Flugzeit aus (2.2)

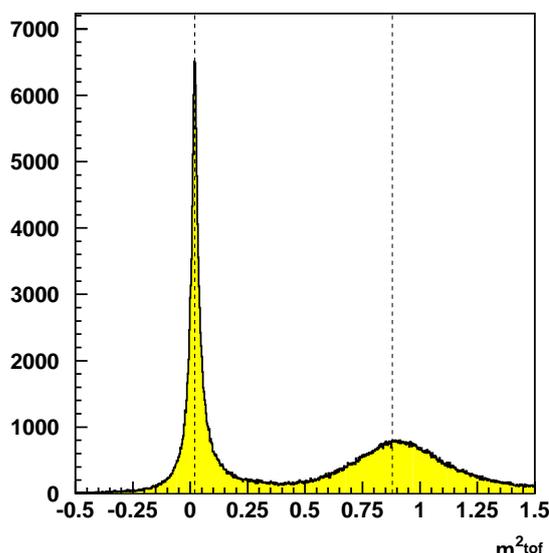


Abbildung 2.9: *Massenbestimmung über die Flugzeitmeßanlage. Aufgetragen ist die Häufigkeit, mit der ein Proton oder ein π^+ gemessen wurde. Die senkrechten Linien markieren die Literaturwerte dieser Teilchenmassen.*

Eine ausführliche Beschreibung des Aufbaus und der Auslese der Flugzeitmeßanlage sowie die Grundlagen der nachfolgenden Eichung des Hodoskopes sind in [21, 22] zu finden.

2.5.1 Eichung der Flugzeitmeßanlage

Die oben beschriebenen Offsets sind für jede Strahlzeit neu zu bestimmen, da die Schwankungen sich in dieser Zeitskala bewegen. Insbesondere werden die Spannungen der Photomultiplier der Flugzeitmeßanlage bei jeder Strahlzeit neu kalibriert [24], da über die Spannungsänderung sich auch die Signallaufzeit deutlich ändert.

Um eine Eichung vornehmen zu können, muß eine Stichprobe an guten Ereignissen vorliegen. Diese zeichnen sich durch verschiedene Kriterien aus:

- Der Spurfit weist eine hohe Güte auf.
- Die Reaktion entspricht nach dem kinematischen Fit einem der folgenden Reaktionstypen:

$$\begin{aligned} \gamma p &\rightarrow p \pi^+ \pi^- \\ \gamma p &\rightarrow n \pi^+ \pi^+ \pi^- \\ \gamma p &\rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0 \end{aligned}$$
- Die Spuren können einem TOF-Treffer zugeordnet werden. Die Zuordnung von Spur zu TOF-Treffer erfolgt über die Extrapolation der Spur von der äußeren Lage der CDC zum Hodoskop hin. Liegt innerhalb eines definierten Suchfensters um den Schnittpunkt einer Spur mit dem Hodoskop ein TOF-Treffer vor, so werden sie einander zugeordnet.

Die Bestimmung der Offsets erfolgt über ein in [22] beschriebenes Verfahren, das mit einer grafischen Oberfläche (Abb. 2.10) gesteuert werden kann. Die Justierung gliedert sich in zwei Teile entsprechend der gesuchten Parameter, dem Differenzoffset und dem Summenoffset.

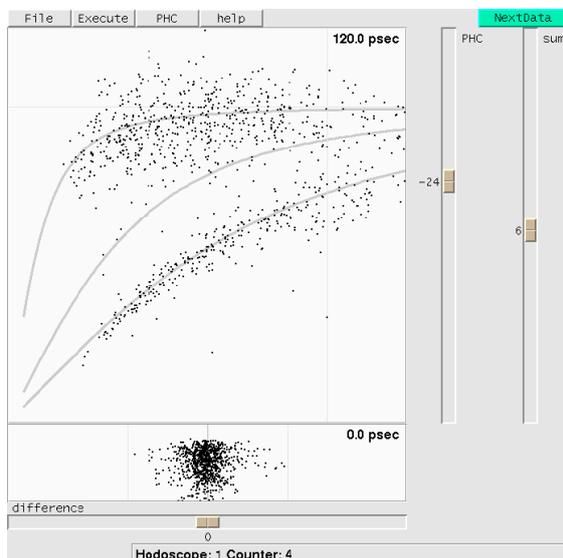


Abbildung 2.10: Bestimmung der TOF-Offsets mit dem Tcl/Tk-Script TOFU. In der oberen Bildhälfte wird mit den vertikalen Schieberegler der Summenoffset und die Pulshöhenkorrektur festgelegt. In der unteren Hälfte erfolgt die Korrektur des Differenzoffset mit dem horizontalen Regler.

Beim Verfahren zur Bestimmung des Summenoffsets wird in der oberen Bildhälfte der in der CDC gemessene Impuls gegen das mit der Flugzeitmeßanlage bestimmte

β aufgetragen¹¹. Die dargestellten Punkte stehen für je eine rekonstruierte Spur mit einem TOF-Ansprecher. Zusätzlich sind als Hilfslinien die theoretisch erwarteten Verläufe für die Protonen (untere Kurve), die Kaonen (mittlere Kurve) und die Pionen (obere Kurve) eingezeichnet¹². Mit Hilfe des Schiebereglers rechts außen kann nun der Summenoffset so variiert werden, daß die rekonstruierte Verteilung dem theoretischen Verlauf möglichst gut entspricht.

Eine gängige Methode, die Auflösung eines mit einem Photomultiplier gemessenen Zeitsignals zu verbessern, ist die Pulshöhenkorrektur der TDC-Werte t_1, t_2 mittels der entsprechenden ADC-Werte a_1, a_2 . Diese Werte entsprechen der integrierten Ladung des Signals und sind, bei gleichbleibender Pulsform, ein Maß für die Pulshöhe. Damit kann aus diesen Daten die zeitliche Lage der triggernden Flanke des Pulses korrigiert werden. Die Pulshöhenkorrektur äußert sich, ebenso wie die Offsets, als ein additiver Beitrag zu der gemessenen Zeit. Da die Korrekturdaten zu jedem Photomultiplier vorliegen, wird dieser Faktor für jeden TDC-Wert bestimmt:

$$t'_1 = t_1 + \Delta t_1^{phk} \qquad t'_2 = t_2 + \Delta t_2^{phk} \qquad (2.4)$$

In den Gleichungen (2.1) und (2.2) sind dann die Zeiten t_1, t_2 durch t'_1, t'_2 zu ersetzen. Eine entsprechende Korrektur ist in dieser Eichung mittels verschiedener, phänomenologisch begründeter Modelle möglich.

1. keine Korrektur

Zu Vergleichszwecken kann die Korrektur ausgeschaltet werden.

2. lineares Modell

$$\Delta t_i^{phk} = \frac{x}{100} \cdot (a_i - a_i^0) \qquad (2.5)$$

3. quadratisches Modell

$$\Delta t_i^{phk} = \frac{x}{100} \cdot (a_i - a_i^0)^2 \qquad (2.6)$$

4. invers-quadratisches Modell

$$\Delta t_i^{phk} = \frac{x}{100} \cdot (a_i - a_i^0)^{-2} \qquad (2.7)$$

Dabei bezeichnet a_i den gemessenen ADC-Wert und a_i^0 den zugehörigen Pedestal des ADC. Dieser wird zu Beginn der Messphase bestimmt. Der dimensionslose

¹¹ $\beta = \frac{s}{c \cdot t}$ (Glg. 2.3).

¹² Weitere geladene Teilchen sind in diesem Experiment nicht zu sehen.

Skalierungsfaktor x kann mit dem linken vertikalen Schieberegler zwischen -100 und 100 variiert werden.

In der unteren Bildhälfte (Abb. 2.10) kann der Differenzoffset justiert werden. Dazu wird für jedes nachgewiesene Teilchen der Schnittpunkt der extrapolierten Spur mit dem innerhalb eines Suchfensters zugeordneten TOF-Zähler berechnet. Zu diesem wird dann die Differenz zu der Ortsvorhersage der TOF-Anlage nach Gleichung (2.1) gebildet. Mit dem horizontalen Regler wird dann der Differenzoffset so justiert, daß eine möglichst um die Nulllinie symmetrische Verteilung entsteht.

Mit den so ermittelten TOF-Offsets wird eine neue Stichprobe aus den Rohdaten gewonnen. Dadurch werden systematische Fehler bei der Auswahl der Ereignisse minimiert. Dieses iterative Verfahren konvergiert in der Regel nach wenigen Schritten.

2.6 Die zentrale Driftkammer

Die Aufgabe eines Magnetspektrometers besteht darin, Teilchen in einem Magnetfeld entsprechend ihres Impulses zu separieren und nachzuweisen. Die Bestimmung des Impulses erfolgt häufig durch geometrische Vermessung der Teilchenspur mit einer Driftkammer. Mit Kenntnis des Magnetfeldes kann aus der Krümmung der Spur der Impuls berechnet werden.

Ein entsprechender Aufbau kommt bei SAPHIR als zentraler Detektor zum Einsatz. Dieser muß zu Beginn der Ereignisrekonstruktion kalibriert werden, daher wird hier das Design und die Funktionsweise der Driftkammer vorgestellt.

Die zentrale Driftkammer¹³ von SAPHIR füllt ein Volumen von etwa 1 m^3 aus und ist zwischen den Polschuhen des SAPHIR-Magneten (Abb. 2.2) aufgebaut. Innerhalb dieses Volumens umgeben 14 konzentrisch angebrachte, zylindrische Lagen von Driftzellen das Flüssigwasserstoff-Target. Von den 14 Lagen ist jede zweite gegenüber der Vertikalen um $\pm 5^\circ$ verkippt, um auch eine Auflösung der Spur in senkrechter Richtung zu ermöglichen. Des Weiteren befinden sich 6 planare Driftkammern an den Seiten des Volumens, die bisher nicht in der Datenrekonstruktion integriert sind.

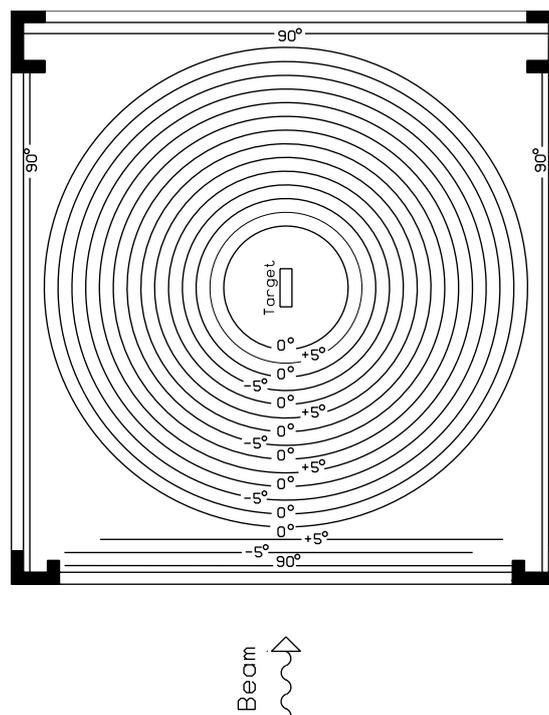
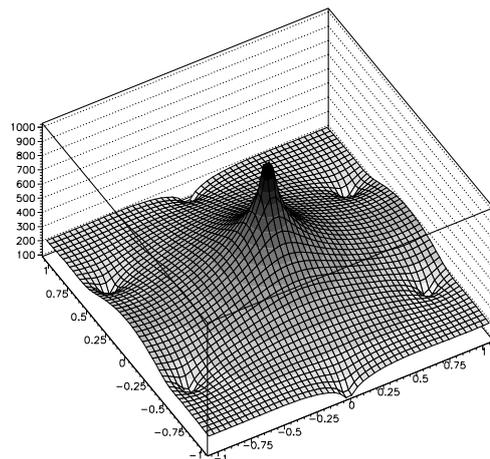


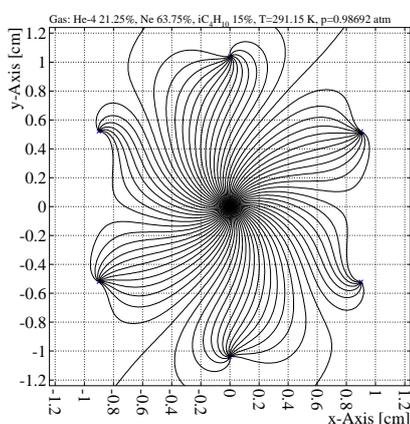
Abbildung 2.11: *Design der CDC in der Aufsicht.*

In den verschiedenen Lagen der CDC ist jeweils eine Anode von sechs Kathoden umgeben, die ein größtenteils radialsymmetrisches Feld formen (Abb. 2.12(a)).

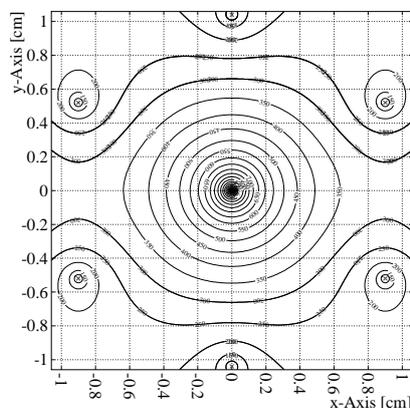
¹³ CDC: Central Drift Chamber.



(a) Potentialverlauf



(b) Driftwege



(c) Isochronen

Abbildung 2.12: Aufbau und Eigenschaften einer elementaren Driftzelle der CDC. In der Bildmitte befindet sich jeweils die Position der Anode. Die hexagonale Struktur der Kathoden ist am Bildrand zu erkennen.

Durchquert ein geladenes Teilchen die Kammer, so werden die Gasatome ionisiert und die Elektronen driften in Richtung der Anode. Dabei folgen sie den in Abbildung 2.12(b) dargestellten Driftwegen, die aufgrund des Magnetfeldes nicht mehr radialsymmetrisch verlaufen. Über eine weite Strecke haben die Elektronen eine gleichförmige Geschwindigkeit, was sich in Abbildung 2.12(c) in nahezu äquidistanten Isochronen äußert. Erst in unmittelbarer Nähe der Anode¹⁴ ist, bedingt durch den hyperbolischen Verlauf des Feldes [46], die Feldstärke groß genug, um die Elektronen derart zu beschleunigen, daß sie weitere Atome ionisieren können. Die entstehenden Elektronen unterliegen ihrerseits demselben Prozess. Die derart

¹⁴ In diesem Fall etwa 100 μm .

vervielfältigte Ladung gelangt schließlich zur Anode und kann als Spannungspuls registriert werden. Dieser Prozess der Signalentstehung wird als Lawineneffekt bezeichnet. Eine genauere Untersuchung dieses Vorgangs wird in Kapitel 3.2.2 diskutiert.

In diesem Zusammenhang kommt das Programmpaket GARFIELD zum Einsatz [60]. Mit dessen Hilfe kann das Verhalten einer beliebigen Driftkammer über die Angabe ihrer Geometrie simuliert werden. Mit der Wahl der realen Parameter wie Gaszusammensetzung, Magnetfeld, Hochspannung, Temperatur und Druck können wichtige für die Rekonstruktion der Ereignisse benötigte Eigenschaften der Driftkammer bestimmt werden. Die hier gezeigten Diagramme und die Studien der CDC in Kapitel 3.2 wurden mit diesem Programm durchgeführt.

2.6.1 Die Driftzeitmessung

Aufgrund des oben beschriebenen Prozesses der Signalentstehung in der Driftzelle kann die Signalstärke nicht als Ortsinformation für die Spurrekonstruktion genutzt werden. Es gibt jedoch eine eindeutige Relation zwischen der Driftzeit und dem Abstand der Spur zur Anode (Kap. 2.6.2). Daher wird bei der Auslese ausschließlich die Signalzeit gemessen.

Um die Driftzeit zu bestimmen, werden die Driftkammersignale mit einem TDC im *Common-Stop-Mode* gemessen. In diesem Modus startet ein anliegendes Signal die Zeitmessung, die durch ein externes Signal gestoppt wird oder (bei Überschreitung einer maximalen Zeit) im Überlauf endet. Als Stoppsignal wird der Zeitpunkt benötigt, an dem das Photon sich im Target befindet. Dieses Signal wird letztlich aus dem Zeitsignal des Taggingystems gebildet. Mit einer festen bekannten Verzögerung der Zeitlage werden alle TDC-Module gleichzeitig gestoppt. Damit befinden sich nur in solchen Modulen verwertbare Zeitinformationen, die aus einer Spur hervorgegangen sind. In Abbildung 2.13 sind die Zeitinformationen eines Kanals über einen längeren Zeitraum summiert dargestellt.

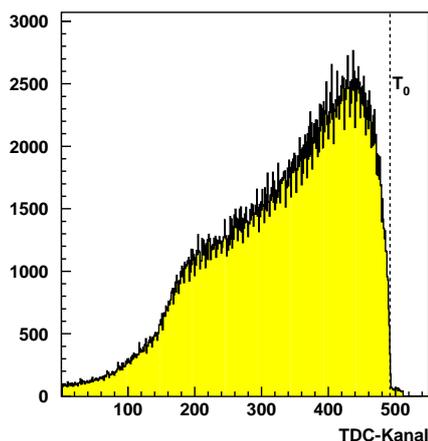


Abbildung 2.13: *Driftzeitspektrum einer Driftzelle der CDC. Aufgetragen ist die Anzahl der Einträge gegen die Kanalnummer des TDC. Da das System im Common-Stop-Mode betrieben wurde, liegen Signale mit großen Driftzeiten bei kleinen Kanalnummern. Die gepunktete Linie markiert den Kanal mit der Zeitmarke $t = 0$ ns.*

Die Zeitinformation ist aufgrund des beschriebenen Verfahrens gespiegelt erfasst. Das bedeutet für die Darstellung in Bild 2.13, daß bei kleinen Kanalnummern große

Driftzeiten liegen und kleine Driftzeiten bei hohen Kanalnummern. Eine Umrechnung der Kanalnummern in Zeitinformationen erfolgt entsprechend der Daten des betriebenen TDC-System. Das hier eingesetzte CAMAC-System 4290 der Firma *LeCroy* bietet unter anderem die hier gewählte Auflösung von 1 ns/Kanal bei 512 Kanälen an.

Die einzelnen Kanäle sind hinsichtlich des Stoppsignals bereits kalibriert. Der Nulldurchgang T_0 , also die Driftzeit, die gemessen wird, wenn eine Teilchenspur unmittelbar an der Anode vorbeiläuft, sollte bei allen Modulen bei Kanal 491 liegen. Tatsächlich treten jedoch kleine Schwankungen der Driftzeit auf, die zu einer Variation der Driftzeit um ca. 5 ns führen. Da dies in der Größenordnung der Auflösung der TDC liegt, müssen die einzelnen Kanäle zu Beginn einer Datenauswertung kalibriert werden.

Dazu werden die Zeitinformationen eines Kanals in einem Histogramm aufsummiert. Daraus resultiert eine Darstellung wie oben beschrieben (Abb. 2.13). Die Festlegung des Nulldurchgangs erfolgt für alle 1540 Kanäle der CDC manuell durch Ablesen der Position in dem jeweiligen Driftzeit-Histogramm, bei dem an der rechten Flanke des Signals etwa 10 % des Maximums erreicht wird.

2.6.2 Die Ort-Driftzeit Beziehung

Die über einen Großteil der Zelle radialsymmetrisch verlaufende Driftzeitverteilung (Abb. 2.12(c)) führt zu einer eindeutigen Beziehung zwischen der Driftzeit und dem Ursprung der Ladung. Die Ladungen entstehen durch Ionisationen entlang der Teilchenspur und driften auf der Driftlinien zur Anode (Abb. 2.14).

Gemäß der in Kapitel 2.6.1 beschriebenen Zeitmessung startet der erste Spannungspuls und damit die Ladung mit dem geringstem Abstand zur Anode den TDC. Das entspricht bei einer ausreichend hohen Ionisationsdichte dem Spurbestand.

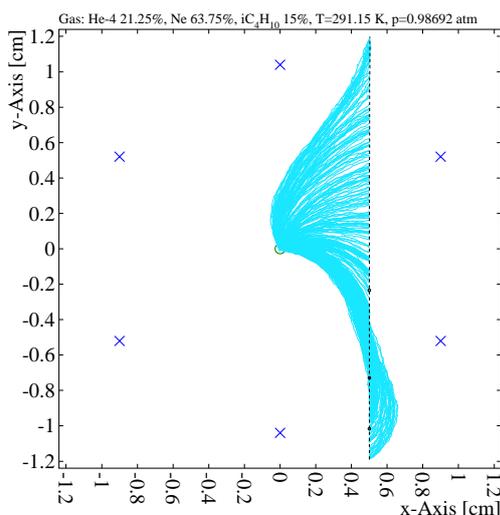


Abbildung 2.14: Die mit GARFIELD simulierte Spur eines Pions in einer Driftzelle der CDC. Die senkrechte Linie stellt den Verlauf der Teilchenspur dar. Die von ihr ausgehenden hellen Linien symbolisieren die erzeugten Elektronen, die unter Einfluß des Magnetfeldes zur Anode in der Mitte des Bildes hin driften. Das Magnetfeld steht senkrecht auf der Bildebene.

Die sogenannte Ort–Driftzeit Beziehung¹⁵ ist bei statischen Betriebsbedingungen eine charakteristische Kenngröße einer Driftzelle. Sie erlaubt eine eindeutige Zuordnung des Abstands einer Spur zur Driftzeit. Damit kann zu jeder Driftzeit ein Umkreis um den Anodendraht angegeben werden, der mit der Teilchenspur einen gemeinsamen Punkt hat. Diese Information ist ausreichend, um eine Teilchenspur in der CDC zu rekonstruieren.

Die ODB muß jeweils für ein gegebenes Driftkammergas, die Betriebsspannung der Zelle und die Magnetfeldstärke neu bestimmt werden. Da die einzelnen Driftzellen der direkten Messung nicht zugänglich sind, wird eine entsprechende Eichung bei SAPHIR anhand von eindeutig zu rekonstruierenden Spuren vorgenommen [42]. Dazu wird der funktionale Zusammenhang durch Tchebychev–Polynome in den Größen Magnetfeld, Driftzeit und Durchtrittswinkel beschrieben. In einem iterativen Verfahren werden, beginnend mit einer linearen Zuordnung von Driftzeit zu Abstand, eindeutige $p\pi^+\pi^-$ -Ereignisse ausgewählt. Aus der rekonstruierten Spur kann der Abstand der Spur zu den jeweiligen Anoden berechnet und mit den gemessenen Werten verglichen werden. Daraus ergibt sich eine neue ODB, die bei der nächsten Iteration verwendet wird.

Dieses Verfahren führt zu einer hinsichtlich der verschiedenen Strahlzeiten stabilen ODB. In der vorliegenden Arbeit wurde erstmals mit dem Programmpaket GARFIELD dieser funktionale Zusammenhang für die Driftkammer bei SAPHIR simuliert und mit den experimentell gewonnenen Daten verglichen. Dazu wurden bei unterschiedlichen Durchtrittswinkeln¹⁶ der Teilchenspuren durch die Driftzelle die ODB in je einem Diagramm festgehalten.

Aufgetragen ist in dem Bild 2.15 jeweils die Driftzeit gegen den Abstand der Spur zur Anode. Insgesamt wurden sieben Winkel betrachtet, wobei jeweils die Winkel in positiver und negativer Richtung in einem Bild zusammengefasst wurden. Die senkrechte Linie markiert den Rand der Driftzelle.

Zunächst fällt die gute Übereinstimmung des experimentell bestimmten und des simulierten Verlaufs, insbesondere bei kleinen Winkeln (0° und 10°), auf. Bei 20° werden die Abweichungen stärker und bei einem Durchtrittswinkel von 30° gibt es bereits eine systematische Abweichung von ca. 10 ns. Zum Zellenrand werden diese noch größer (50 ns bis 70 ns) und übersteigen so das Auflösungsvermögens der CDC. Damit kann die Spurerkennung durch diese falsche Parametrisierung behindert werden und die berechnete Akzeptanz wird verfälscht.

Eine eingehendere Untersuchung dieser unterschiedlichen Ort–Driftzeit Beziehung, beispielsweise durch Datenrekonstruktion mit dieser ODB, steht noch an.

¹⁵ Im weiteren ODB genannt.

¹⁶ Der Durchtrittswinkel bezeichnet den Winkel, den die Teilchenspur mit einer senkrecht durch die Zelle verlaufende Spur bildet.

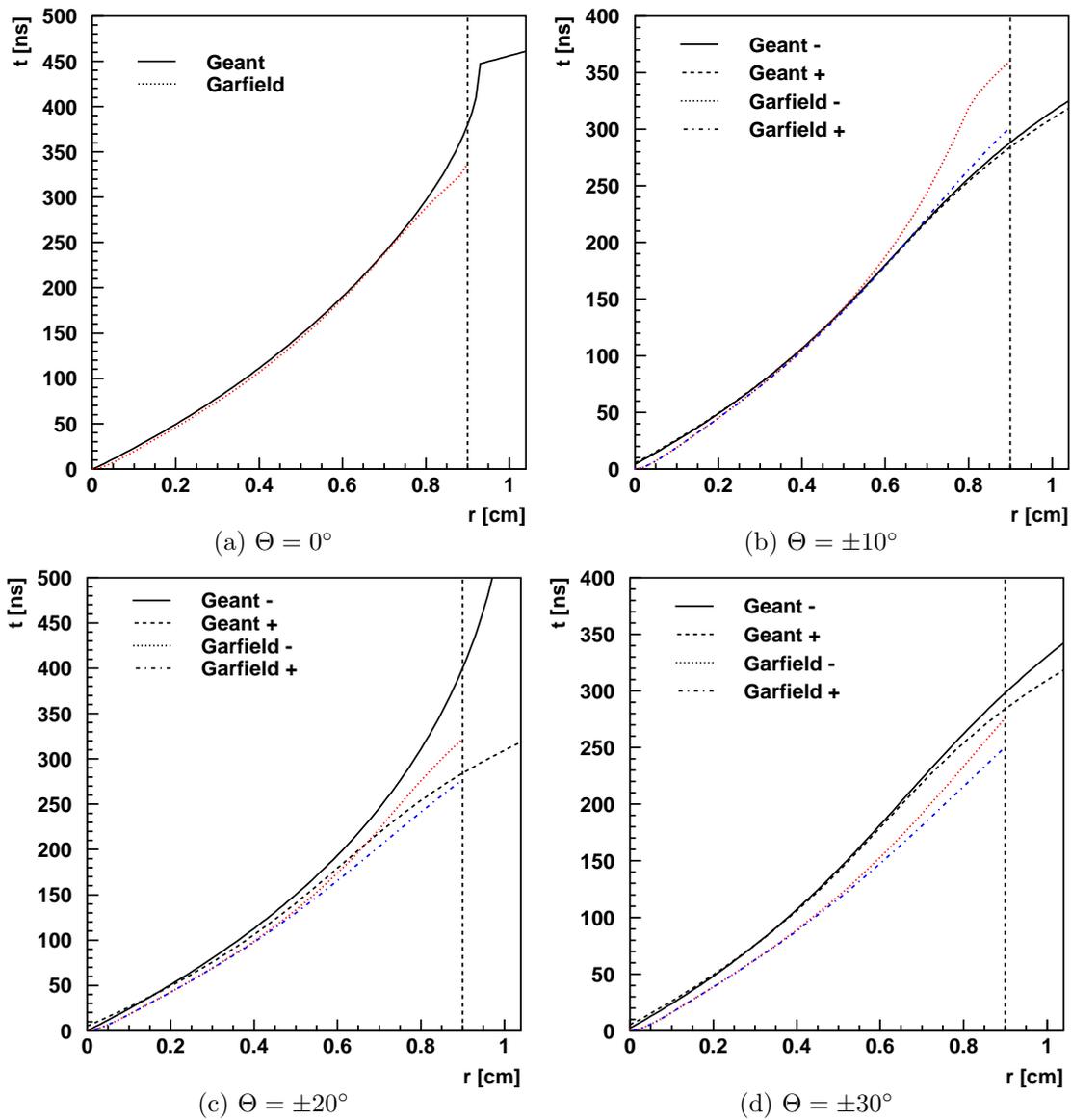


Abbildung 2.15: Ein Vergleich der phänomenologisch bestimmten mit der durch GARFIELD simulierte Ort–Driftzeit Beziehung für verschiedene Durchtrittswinkel Θ der Teilchenspur durch die Driftzelle. Die mit Geant bezeichneten Kurven ergeben sich nach dem im Text beschriebenen Verfahren, die simulierte Daten sind mit Garfield bezeichnet. Die zusätzliche Aufschlüsselung der Winkel in $+\Theta$ und $-\Theta$ (+ und - im jeweiligen Bild) ist wegen der Auswirkung des Magnetfeldes auf die Driftwege (siehe Abbildung 2.12(b)) nötig.

2.7 Eichung der Teilchenimpulse

In Kapitel 2.4 wurde bereits darauf hingewiesen, daß eine nachträgliche Korrektur der Datensätze hinsichtlich der Impuls- und Energiewerte notwendig ist. Ohne diese Korrekturen ist es zum einen nicht möglich, die Lage identifizierter Resonanzen mit deren Literaturwerten in Einklang zu bringen, zum anderen wird eine gute Fehlerbestimmung der Impulse erschwert¹⁷.

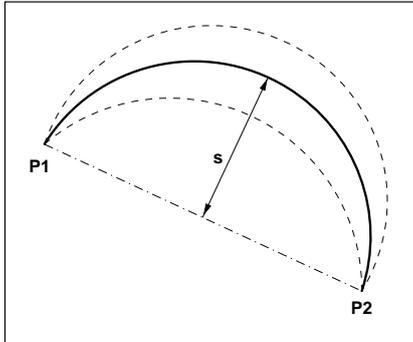


Abbildung 2.16: Die Sagitta s ist der maximale Scheitelwert der Kurve zwischen P_1 und P_2 .
zu einem gleichverteilten Fehler des Impulses.

Die Ursachen für die Notwendigkeit der Korrekturen liegen einerseits in dem schlecht bestimmten Magnetfeld, wie es in Kapitel 2.4 bereits ausgeführt wurde. Andererseits ergibt sich ein systematischer Fehler aus der Bestimmung der Spurkrümmung. Der Krümmungsradius wird aus der Sagitta zwischen zwei Spurpunkten bestimmt und ist damit erstens systematisch kleiner als der Radius, der sich durch das Anpassen eines Kreises ergäbe. Zweitens führt ein gleichverteilter Fehler in der Bestimmung der Sagitta aufgrund des nichtlinearen Zusammenhangs von Impuls und Radius nicht

Unter diesen Gesichtspunkten wurde versucht, eine problemangepasste Korrektur der Meßwerte zu finden, die sich wie folgt darstellt:

$$\frac{1}{p^{korr}} = \frac{s}{p} - \frac{1}{a} \quad (2.8)$$

$$E_\gamma^{korr} = E_\gamma \cdot \alpha \quad (2.9)$$

- p : Gemessener Impuls
- p^{korr} : Korrigierter Impuls
- s : Skalierungsfaktor des Impulses
- a : Additive Komponente (entspricht einem maximalen Impuls)
- E_γ : Gemessene Photonenergie
- E_γ^{korr} : Korrigierte Photonenergie
- α : Skalierungsfaktor der Photonenergie

Die Parameter dieser Gleichungen können nun bestimmt werden, indem über sie die Massen von eindeutig rekonstruierten, bekannten Resonanzen deren Literaturwerten angepasst werden. Dazu müssen folgende Kriterien erfüllt werden:

- Die Energie- und Impulserhaltung muß bei den vorliegenden Reaktionen gegeben sein. Sind bei einer Reaktion wie z.B. $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ alle Teilchen gemessen, so ist es leicht, entsprechende Bilanzen aufzustellen. Andererseits ist es notwendig, die Bilanz zu überwachen, da die Energiekorrektur nach Gleichung 2.9 nur auf den Eingangszustand und die Impulskorrektur nach Gleichung 2.8 nur auf den Ausgangszustand wirkt. Damit ist es möglich, die Bilanz zu verfälschen.

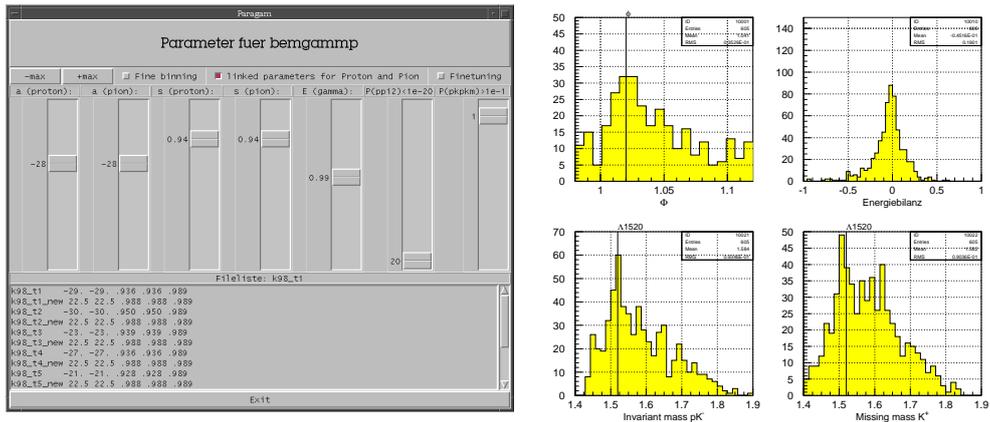
¹⁷ Die Güte der Impulsfehler zeigt sich in den *Pulls* dieser Größe nach dem kinematischen Fit (Kap. 3.2).

- Die Lage der Massen wird über die Lage der invarianten Masse der Zerfallsteilchen beobachtet. Die Resonanzen sollten möglichst schmal sein, da so ihre Positionen auf der Massenskala besser festzulegen sind. Als praktikabel hat sich die Suche nach dem η^- und dem $\omega(783)$ -Meson in der invarianten $\pi^+ \pi^- \pi^0$ Masse herausgestellt.
- Eine Skalierung und Verschiebung der Meßwerte hat auch Auswirkungen auf das Verhalten des kinematischen Fits, der seinerseits eine Anpassung von Impuls- und Energiemeßwerten hinsichtlich verschiedener Reaktionshypothesen vornimmt. Die Pulls (Kap. 4) einer Größe sind ein Maß dafür, inwieweit sich der (korrigierte) Meßwert und dessen Fehler in ihrer Sollage befinden.

Der Schwachpunkt dieses Verfahrens liegt in einer möglichen Mischung der von dem kinematischen Fit angebotenen Auswahl mit solchen Reaktionen, die eine ähnliche Signatur haben. So ist es möglich, daß die beiden Kanäle $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$ bei entsprechend schlecht bestimmten Impulsen nicht voneinander zu trennen sind. Diese Mischung wird stärker, je schlechter die Korrekturfaktoren justiert sind. Daher wird auch dieses Eichverfahren iterativ angewandt, um durch schrittweise Annäherung an die richtigen Korrekturfaktoren die Konkurrenzkanäle voneinander zu trennen.

Bei der Justage der Parameter des Datensatzes vom Februar 1998 wurde dieses Verfahren erweitert, um die Eichung anhand der hier gesuchten Resonanzen $\phi(1020)$ und $\Lambda(1520)$ vornehmen zu können. Zusätzlich wurde eine grafische Applikation (Abb. 2.17) hinzugefügt, mit der eine interaktive Variation der Eichparameter möglich ist. Mit den Schieberegler ist eine Änderung der Energieskalierung (α) sowie der Korrekturwerte des Impuls (a und s) möglich. Bei den Impulsdaten wird zusätzlich zwischen Proton und Pion (bzw. Kaon) unterschieden, um etwaige systematische Unterschiede zu erfassen.

Die mit diesem Verfahren bestimmten Parameter für den Datensatz Februar 1998 und die entsprechenden Werte für die anderen in dieser Arbeit berücksichtigten Datensätze sind in der Tabelle 2.3 aufgelistet. Eine unterschiedliche Skalierung der Impulse für Protonen und Pionen führte zu keiner Verbesserung der Rekonstruktion und wird daher hier nicht weiter differenziert.



(a) Grafisches Interface zur Variation der Korrekturwerte.

(b) PAW-Ausgabe der verschiedenen Kontrollgrößen.

Abbildung 2.17: Bestimmung der Eichparameter für Impuls und Energie.

Zeitabschnitt		Impulskorrektur		Energiekorrektur
Periode	Datenbestand	s	a [GeV/c]	α
Jan. 97	1/4 – 8/9	1,000	-75	0,996
	24/2 – 27/17	1,000	-75	0,996
	8/10 – 23/21	1,000	-75	0,993
Apr. 97	2/4 – 11/11	1,000	+24	0,991
	21/1 – 24/16	1,000	+24	0,991
	12/1 – 20/15	1,000	+28	0,990
	25/1 – 29/10	1,000	+24	0,990
Feb. 98	3/2 – 4/32	0,936	-29	0,989
	4/33 – 7/15	0,950	-30	0,989
	7/16 – 10/19	0,939	-23	0,989
	10/20 – 11/25	0,936	-27	0,989
	11/26 – 13/17	0,928	-21	0,989
	13/18 – 14/19	0,937	-24	0,991
	14/20 – 15/18	0,954	-28	0,989
15/19 – 16/18	0,944	-29	0,989	

Tabelle 2.3: Eichparameter für Energie und Impuls der verschiedenen Meßperioden gemäß den Gleichungen (2.8) und (2.9).

3 Analyseverfahren

Dieses Kapitel wendet sich dem Verfahren der eigentlichen Datenanalyse zu. Deren Ziel ist es, Wirkungsquerschnitte aus den Informationen der einzelnen Detektorkomponenten bestimmen zu können.

Der Wirkungsquerschnitt für interessante Reaktionen $\sigma(E, \Theta)$ ist, unter Berücksichtigung der experimentell bedingten endlichen Energie- und Winkelintervalle¹ (E, Θ) , gegeben durch [38]:

$$\sigma(E, \Theta) = \frac{\dot{N}(E, \Theta)}{\mathcal{L}(E, t)} \quad (3.1)$$

$\dot{N}(E, \Theta)$: Produktionsrate
 $\mathcal{L}(E, t)$: Luminosität

Die gesuchte tatsächliche Produktionsrate ergibt sich aus dem korrigierten Wert der Zählrate. Die Korrektur berücksichtigt, daß nur ein Teil der produzierten Teilchen auch tatsächlich im Detektor nachgewiesen und als solche von der Analyse erkannt wird. Die Produktionsrate kann daher beschrieben werden durch:

$$\dot{N}(E, \Theta) = \frac{\dot{Z}(E, \Theta)}{A(E, \Theta)} \quad (3.2)$$

$\dot{Z}(E, \Theta)$: Zählrate
 $A(E, \Theta)$: Akzeptanz der Analyse

Gemessen werden von diesen Größen die über den Zeitraum der Datennahme gesammelten Ereignisse Z und die integrierte Luminosität \mathcal{I} :

$$\sigma(E, \Theta) = \frac{Z(E, \Theta)}{A(E, \Theta) \cdot \mathcal{I}(E)} \quad (3.3)$$

Die Zahl Z der Ereignisse des gesuchten Typs wird aus den Daten durch Abtrennung von der Gesamtheit der Ereignisse bestimmt. Der Akzeptanzfaktor A wird anhand der Kenngrößen der Detektorkomponenten in Kombination mit bekannten kinematischen Eigenschaften der zu untersuchenden Reaktion berechnet. Diese kinematischen Eigenschaften werden teilweise iterativ aus der Analyse selbst bestimmt.

¹ Weitere funktionale Abhängigkeiten der Größen \dot{N} und \mathcal{L} von anderen unabhängigen Variablen sind im allgemeinen Fall möglich und müssen gegebenenfalls bestimmt werden.

Die integrierte Luminosität $\mathcal{I}(E)$ ist im Fall der Photoproduktion ein Maß für die Durchdringung, bzw. der Trefferwahrscheinlichkeit der Photonen mit dem Target. Sie berechnet sich aus dem über die Meßzeit T integrierten Photonenfluß Φ_γ und der Flächendichte des Targets \mathcal{F}_T :

$$\mathcal{I}(E) = \Phi_\gamma(E) \cdot \mathcal{F}_T \quad (3.4)$$

Dabei muß der integrierte Photonenfluß nach den Energiekanälen des Taggingsystems aufgeschlüsselt werden, da das System ein endliches Auflösungsvermögen besitzt und schwankende Akzeptanzen in den Energiekanälen aufweist.

Die Targetflächendichte \mathcal{F}_T ergibt sich für den Aufbau und das verwendete Target² zu:

$$\mathcal{F}_T = \frac{\rho_T \cdot N_A}{M_T} \cdot l \quad (3.5)$$

ρ_T : Dichte des verwendeten Targets
 N_A : Avogadrokonstante
 M_T : Molmasse des verwendeten Targets
 l : Die Länge des vom Strahl durchquerten Targets

Mit diesen Gegebenheiten gliedert sich eine Datenanalyse im Wesentlichen in drei Aufgaben:

1. Bestimmung der Zählrate einer Reaktion in den gesuchten Intervallen. In der Regel sind das Energie- und Winkelintervalle. Wie schon beschrieben sind auch Abhängigkeiten von anderen Observablen denkbar und an dieser Stelle zu berücksichtigen.
2. Bestimmung der Akzeptanz des Detektors für die betrachtete Reaktion in den gewählten Intervallen.
3. Ermittlung des integrierten Photonenfluß.

3.1 Rekonstruktion

Die Rekonstruktion der Ereignisse und die Suche nach bestimmten Resonanzen erfolgt in zwei Schritten: der Umsetzung und Zuordnung von zunächst unabhängigen Orts- und Zeitinformationen der einzelnen Signale in logisch zusammenhängende Spurinformatoren und der Abtrennung der miteinander konkurrierenden Prozesse voneinander.

² Die Targetflächendichte kann sich beispielsweise unter Strahlenbelastung aufgrund von Temperatur- und Dichteschwankungen ändern. Bei den ausgewerteten Strahlzeiten wurde als Target flüssiger Wasserstoff unter konstanten Bedingungen verwandt.

3.1.1 DATEVAS

Der erste Teilschritt erfolgt mit dem SAPHIR-eigenen Softwarepaket DATEVAS [48]. Diese Software besteht aus einer Vielzahl von eigenständigen Routinen der einzelnen Detektorkomponenten, die zusammengetragen und aufeinander abgestimmt wurden. Die aufgenommenen Daten der in Kapitel 2 beschriebenen Detektorelemente werden dazu von den Routinen in physikalische Größen wie Impulse, Flugzeiten, Massen usw. umgerechnet, aus denen dann ein Ereignis rekonstruiert werden kann.

Als Kernstück kann der Spurfindealgorithmus der CDC genannt werden. Dieser rechnet zunächst die erhaltenen Zeitinformationen zu den einzelnen Drähten über die bereits beschriebene ODB (Kap. 2.6.2) in Ortsinformationen um. Anschließend müssen daraus die Spuren aller Teilchen herausprojiziert werden. Dazu wird über das Verfahren des Pattern-Recognition mit Spurhelices, beginnend von der äußeren Lage der CDC, versucht, die zugehörigen weiter innen liegenden Ansprechere zu finden. Danach folgt der eigentliche Spurfitt, der eine QUINTIC-SPLINE-Funktion an die als zusammengehörig eingestuften Ortsinformationen anpasst [37, 45]. Als Resultat erhält man bei Kenntnis des Magnetfeldes aus dem Krümmungsradius den Impuls und aus der Krümmungsrichtung die Ladung des Teilchens.

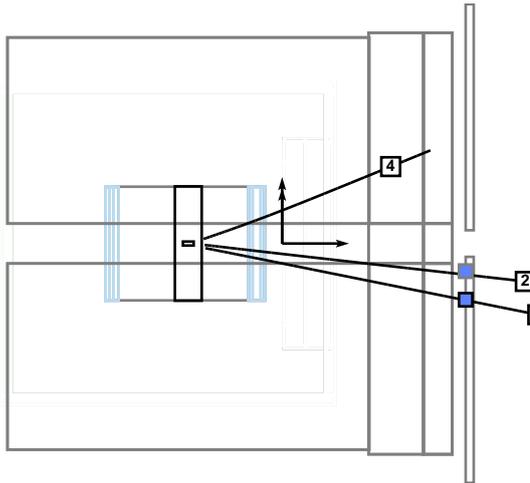
Eine weitere Fitroutine testet den Ursprung der Spuren. Da die beteiligten Spuren in der Mehrzahl der Fälle aus einem Reaktionspunkt stammen, müssen die Spuren durch diesen Punkt verlaufen. Die Routine prüft, ob alle gefundenen Spuren (unter Berücksichtigung des Energieverlusts der Teilchen im Targetmaterial) zu einem Punkt, dem Primärvertex, zurückzeigen.

Durch Extrapolation der Spur zum Flugzeithodoskop können einzelne TOF-Ansprecher den Spuren zugeordnet werden. Gelingt eine solche Zuordnung, kann über die nun verfügbare Spurlänge und der Zeitinformation des TOF-Ansprechers dem Teilchen eine Geschwindigkeit zugeordnet werden. Unter Ausnutzung der Gleichung 2.3 und des gemessenen Impulses kann dann die Masse des Teilchens berechnet werden.

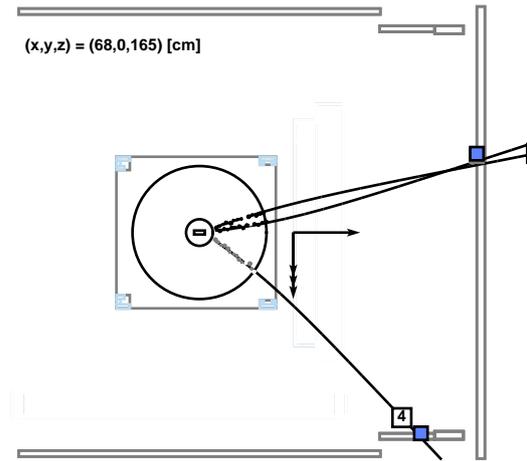
Weitere Routinen befassen sich beispielsweise mit der Zuordnung der Photonenenergie mittels der Informationen des Taggingsystem oder der Aufsummierung des Photonenflusses. Die Einbindung der vorderen planaren Driftkammer (in Bild 2.2 *nicht* dargestellt) in die Rekonstruktion, die eine deutliche Verbesserung der Spurrekonstruktion erwarten läßt, ist inzwischen abgeschlossen [36], konnte bei der vorliegenden Analyse jedoch nicht mehr berücksichtigt werden.

Das bei DATEVAS benutzte Datenformat ist identisch mit dem des in Kapitel 3.2 beschriebenen Simulationsprogramms. Die Kompatibilität soll für die nachfolgende Analyseketten die gewünschte Ununterscheidbarkeit von echten und simulierten Daten stützen. Bei dem Datenformat handelt es sich um die von CERN entwickelte und frei verfügbare Datenbankstruktur ZBOOK [25].

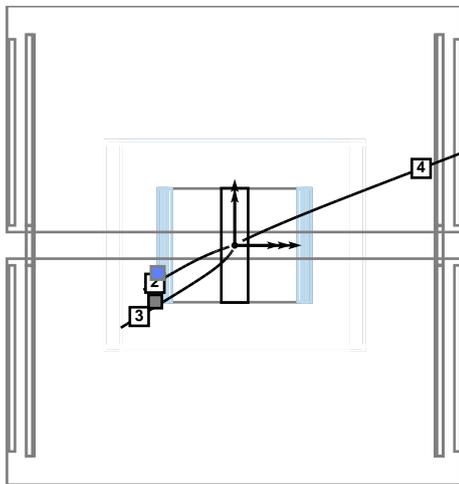
In Abbildung 3.1.1 ist ein typisches Ereignis dargestellt, das mit SAPHIR gemessen wurde. Dabei wurden die von DATEVAS ermittelten Daten benutzt, um über das EVENTDISPLAY die Topologie der Reaktion graphisch zu veranschaulichen. Weitere Daten, die DATEVAS ermitteln konnte, sind im rechten unteren Kasten der oberen Bildhälfte aufgelistet.



(a) Seitenansicht



(b) Ansicht von oben



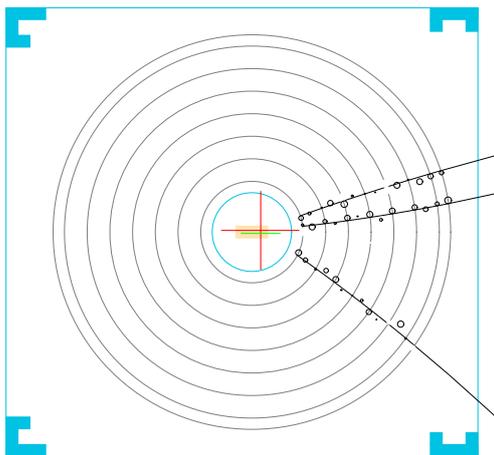
(c) Ansicht von vorn

Record: 60 Run ID: 15 Event ID: 274326 (data) E_g: 2.203
Track momentum balance: 0.328 (-0.323,0.044,-0.036) [GeV]

Primary Vertex: 1 -> (2 3 4)
Vertex point: (-67.77,-0.34,-0.43) P(chi2): 0.000
Momentum balance: 0.293 (-0.286,0.063,0.010) [GeV]

ID	2	3	4
p[GeV]	1.089	0.833	0.885
TOF hit	1	2	-
m(TOF)	0.800	0.172	-
Particle	p	pi-	(+)
P(Chi^2)	0.001	0.002	0.000

(d) Daten aus DATEVAS



(e) Vergrößerung der CDC

Abbildung 3.2: Ein typisches Dreispurereignis, visualisiert mit dem Eventdisplay. In den Abbildungen 3.1(a) bis 3.1(c) ist das Ereignis aus drei Blickwinkeln zu erkennen. Dargestellt sind jeweils die CDC und die ToF-Anlage. In Abbildung 3.1(d) sind die Daten angegeben, die DATEVAS für dieses Ereignis berechnet hat. In Abbildung 3.1(e) ist die CDC mit den zylindrischen Driftkammerlagen und Ansprechern vergrößert (entsprechend Abbildung 3.1(b)) dargestellt.

3.1.2 Der kinematische Fit

Mit den so erarbeiteten Informationen können bereits für vollständig rekonstruierte Ereignisse die beteiligte Prozesse herausgearbeitet werden. Im Allgemeinen ist die vollständige Identifikation jedoch aus mehreren Gründen erschwert:

- Die typischen Meßfehler der Photonenergie und der einzelnen Teilchenspuren und –flugzeiten erschweren die klare Rekonstruktion des Ereignisses.
- Nicht immer sind die Spuren vollständig bestimmt. Aufgrund der Akzeptanz der TOF–Anlage (endlicher abgedeckter Raumwinkel und endliche Nachweiswahrscheinlichkeit eines Teilchens) tritt beispielsweise der Fall von fehlenden Flugzeitinformationen häufig auf. Damit entfällt die Massenidentifikation.
- Der Detektor kann wie gesagt ausschliesslich geladene Teilchen nachweisen. Da die verbleibenden Informationen unter Berücksichtigung von ungesesehenen Teilchen in der Regel mehrdeutig sind, entfallen mit dieser Analysemethode häufig Reaktionen, bei denen ungeladene Teilchen beteiligt waren.

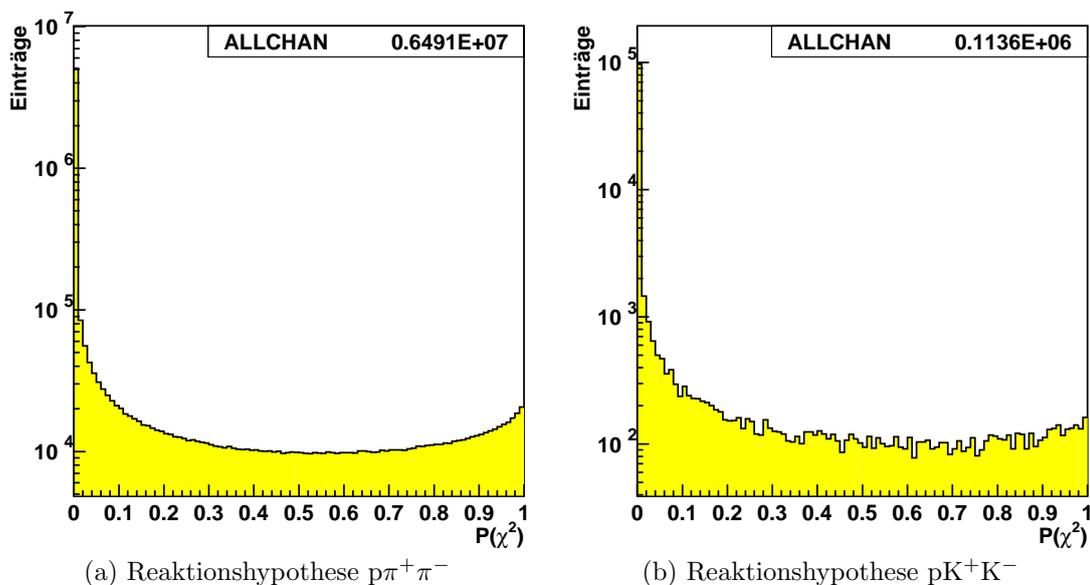
Ein Großteil der Daten fällt in diese Kategorie und entzieht sich so der Analyse. Eine Möglichkeit, dieses Problem zu lösen, besteht in dem Ansatz, den verschiedenen hypothetischen Reaktionen einen Wahrscheinlichkeitswert zuzuordnen und sie so voneinander zu unterscheiden.

Eine solche Wahrscheinlichkeitsaussage liefert der kinematische Fit. Dieser Wahrscheinlichkeitswert ist ein Maß dafür, wie gut sich ein Satz von 4er–Impulsen durch eine Reaktionshypothese beschreiben läßt. Dazu werden die vorliegenden 4er–Impulse unter Beachtung der Impuls– und Energieerhaltung an die hypothetische Reaktion über einen χ^2 –Test angepasst [13, 23]. Die zugeordnete χ^2 –Funktion beinhaltet die quadratisch aufsummierten Abweichungen der gemessenen von den angepassten 4er–Impulsen, gewichtet mit den jeweiligen Meßfehlern. Dieser χ^2 –Wert wird mit einem geeigneten Modell minimiert, und die dem Minimum zugeordnete χ^2 –Probabilität ist das Maß für die Güte des Fits.

Eine Implementierung eines solchen Verfahrens ist mit dem Programm TKF realisiert. Details zum kinematischen Fit in der Datenanalyse sind [54] zu entnehmen.

Sind die Fehler der Meßwerte gaußverteilt und richtig bestimmt, so erwartet man von dem Fit eine in dem Intervall $[0; 1]$ gleichverteilte χ^2 –Probabilitätsverteilung. Die Probabilität 0 erhalten idealerweise all die Ereignisse, die nicht mit der Hypothese konform sind.

In Abbildung 3.3 sind für zwei Reaktionshypothesen die χ^2 –Probabilitätsverteilungen aufgetragen, die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ liefert den höchsten statistischen Beitrag aller Ereignisse, und $\gamma p \rightarrow pK^+K^-$ ist der Kanal, in dem sich die untersuchten Reaktionen befinden. Es ist deutlich zu sehen, daß die χ^2 –Probabilitäten nicht gleichverteilt sind. Der Anstieg der Verteilungen zu kleinen Probabilitäten weist auf eine falsche Abschätzung der Fehlergröße, der Anstieg zu großen auf nicht gaußförmige Fehlerverteilungen hin.


 Abbildung 3.3: Typische χ^2 -Probabilitätsverteilungen.

3.1.3 Verarbeitung als NTuple

Das Programm TKF bietet nicht nur den kinematischen Fit und die Beurteilung der Reaktionshypothesen über χ^2 -Probabilitäten an. Darüber hinaus ermöglicht das Programm, alle relevanten Daten, die zur Analyse der verschiedenen Prozesse benötigt werden, in einer dem Statistikprogramm PAW [28] verständlichen Form bereitzustellen. Diese Form wird in PAW *column-wise-ntuples* genannt und stellt alle erfassten Größen ereignisweise zu Verfügung.

Dieses bei CERN entwickelte Programm baut auf die ebenfalls von dort stammende Datenstruktur HBOOK [40] auf und ermöglicht die Analyse der Gesamtheit der Daten auf Basis einzelner Ereignisse. Dadurch können auf einfache Art und Weise Zusammenhänge zwischen einzelnen Größen auf statistischer Basis herausgearbeitet und eine Selektion der gesuchten Ereignisse betrieben werden. Alle weiteren gezeigten Ergebnisse und Darstellungen³ basieren auf diesem Programm.

3.1.4 Bestimmung der Zählrate

Die Zählrate der in dieser Arbeit untersuchten Reaktionen wird aus der Stärke des in der invarianten Masse auftretenden Signals bestimmt. Die invariante Masse wird dabei aus den 4er-Impulsen der Zerfallsprodukte der jeweiligen Reaktion gebildet. Im Fall des $\phi(1020)$ ist das die invariante Masse des K^+K^- -Systems.

Da die statistische Datenbasis für beide Reaktionen sehr gering ist⁴, muß zur Bestimmung des Signalgehalts eine möglichst genaue Beschreibung der Signalform

³ Auch die in Abbildung 3.3 gezeigten Verteilungen sind mit PAW erstellt worden.

⁴ In den einzelnen Energie- und Winkelbins sind durchschnittlich 100 Ereignisse zu finden.

benutzt werden, da andernfalls die systematischen Fehler zu groß werden. Das verwendete Verfahren soll kurz anhand der Abbildung 3.4 erläutert werden. In diesem Bild ist die rekonstruierte, invariante K^+K^- -Masse simulierter $\phi(1020)$ -Mesonen aufgetragen. An das Histogramm sind mit dem Programm PAW verschiedene Signalformen angepasst worden, von deren Parametern einer die Stärke des Signals beinhaltet.

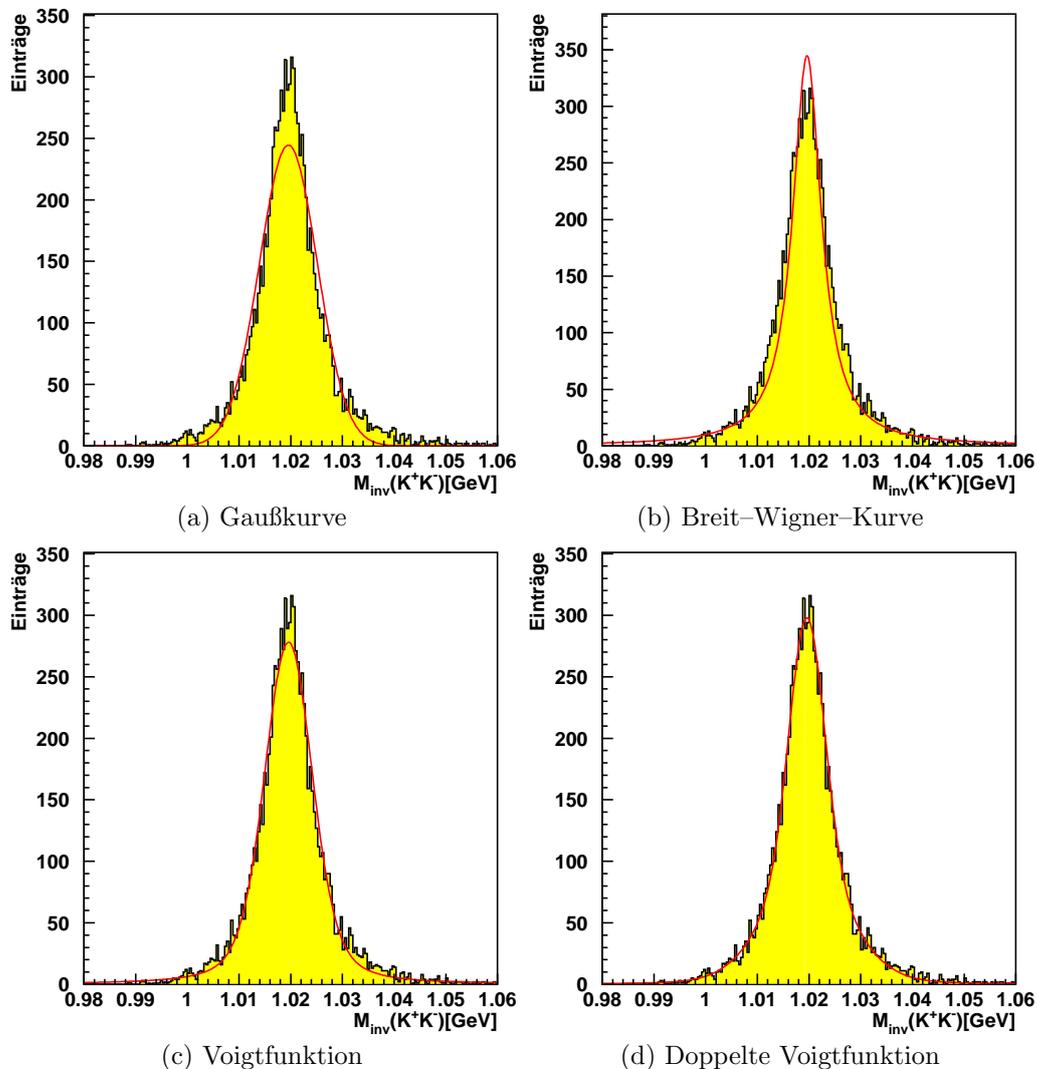


Abbildung 3.4: *Simuliertes $\phi(1020)$, beschrieben mit verschiedenen Fitfunktionen.*

Üblicherweise wird ein Signal, je nach Gegebenheiten des Detektors und der Reaktion, über zwei Verfahren bestimmt. Ist die Auflösung des Detektors größer als die Halbwertsbreite der Resonanz, so ist die Breite des Signals in der invarianten Masse hauptsächlich durch die Detektorauflösung bestimmt. Diese entspricht in der Regel einer Gaußschen Fehlerverteilung und kann daher mit der Gaußfunktion gut beschrieben werden. Tritt der umgekehrte Fall ein, ist die Halbwertsbreite das

dominante Signal kann eine Anpassung an die Resonanz über die Breit–Wigner–Funktion erfolgen.

Wie aus den Abbildungen 3.4(a) und 3.4(b) zu entnehmen ist, beschreiben beide Verfahren das Signal nur sehr unzureichend und sind daher für diese Analyse nicht geeignet. Offenbar tritt hier der Fall ein, daß das Auflösungsvermögen des Detektors von der gleichen Größenordnung ist wie die Breite der Resonanz.

Die Faltung aus der Gauß– und aus der Breit–Wigner–Funktion heißt Voigt–Funktion (siehe Anhang). Sie hat ihren Ursprung in der Astronomie, wo die Ausdehnung von *punktförmigen* Objekten zurücktransformiert werden sollte; es wurde also auch hier an der Grenze des Auflösungsvermögens gemessen. Die Anpassung einer solchen Funktion an die Daten ist in Abbildung 3.4(c) zu sehen. Sie beschreibt das rekonstruierte Signal bereits deutlich besser als in den vorangegangenen Verfahren.

Eine weitere Verbesserung des Fitverfahrens erhält man, wenn statt einer Voigtfunktion eine doppelte Voigtfunktion verwendet wird (Abb. 3.4(d)). Diese doppelte Voigtfunktion setzt sich aus der Summe zweier einzelner Voigtprofile zusammen, die aufgrund der Korrelation zueinander denselben Schwerpunkt und dieselbe Halbwertsbreite aus dem Breit–Wigner–Anteil haben. Die Wahl der Summe zweier Voigtprofile ist phänomenologischer Natur, denn offensichtlich haben nicht alle Ereignisse ein identisches Auflösungsvermögen. In einer Driftkammer können durch verschiedene, weiter unten diskutierte Effekte rekonstruierte Spurpunkte einen zu großen Abstand von der wahren Spur haben. Dies führt dann zu einem Impuls der Spur, der vom wahren Impuls um mehr als den erwarteten Fehler abweicht und damit auch zu invarianten Massen, deren Fehler größer ist als der von Ereignissen, bei denen alle Spurpunkte normalverteilt um ihre Spur liegen.

3.2 Akzeptanzbestimmung

Die Akzeptanz eines Detektors zu einer Reaktion ist gegeben durch den relativen Anteil der Ereignisse, die von dem Detektor und der zugehörigen Rekonstruktion als solche erkannt werden. Sie ist für einzelne Reaktionen bei einem inhomogenen 4π -Detektorsystem mit mehreren tausend Datenkanälen allgemein nicht mehr analytisch zu bestimmen. So ist für die spätere Wirkungsquerschnittsberechnung eine Energie- und Winkelabhängigkeit mit möglichst feiner Granularität zu analysieren, deren Akzeptanz nicht nur von den durchquerten Elementen des Detektors und deren Meßungenauigkeiten abhängen, sondern außerdem noch von der signalauslösenden Teilchensorte und deren Energie.

Die gängige Methode, mit der bei solchen Systemen die Akzeptanz bestimmt wird, ist die physikalische Modellierung der einzelnen Komponenten des Detektors mit dem Rechner sowie die Simulation der gesuchten Reaktion mit Monte-Carlo Verfahren.

3.2.1 Monte-Carlo Detektorsimulation mit GEANT

Zu diesem Zweck ist beim Europäischen Forschungszentrum CERN das Simulationspaket GEANT entwickelt [27] worden. Eine an den Detektor angepasste Form der Version 2.25 von kommt bei SAPHIR zum Einsatz.

Die einzelnen Ereignisse, die von diesem Programm generiert werden, sollten bei hinreichend guter Modellierung des Detektors nicht mehr von echten Daten zu unterscheiden sein. Dazu müssen die einzelnen Detektorkomponenten sehr präzise in der Simulation repräsentiert werden. Weiterhin ist ein sehr gutes Verständnis der physikalischen Prozesse, die zur Signalbildung beitragen, nötig. Diese beiden Punkte sind, wie später noch erläutert wird, nicht trivial und nur in einem iterativen Prozess zu handhaben, da einzelne Schwierigkeiten erst nach Beseitigung anderer zutage treten.

Zu den simulierten Komponenten des Detektors gehören die Driftkammer, das Target, die Halterungen und das Taggingsystem⁵. Die Simulation arbeitet in verschiedenen Stufen:

- Bei der Initialisierung der Simulation werden die statischen Parameter des Detektors von dem Programm eingelesen. Dazu wird ein Koordinatensystem definiert und dann die geometrischen Abmessungen der benutzten Detektorkomponenten und die Magnetfeldverteilung eingetragen. Weiterhin werden die Eigenschaften der verschiedenen Materialien und Medien, wie beispielsweise die Gasmischung der Driftkammern, die Targetbeschaffenheit, das Material des Kammergerüsts und das Szintillatormaterial, definiert. Weitere Optionen erlauben die Protokollierung der Ausgaben einzelner Routinen sowie der generierten kinematischen Größen in HBOOK-Histogrammen.

⁵ Das Taggingsystem ist bisher nicht mit seiner Akzeptanz in der Simulation repräsentiert. Diese muß nachträglich korrigiert werden.

- Die eigentliche Generierung der Reaktion erfolgt in einer variablen Routine. Das bedeutet, daß an dieser Stelle der Benutzer beliebige eigene, kinematische Generatoren einsetzen kann. Ist kein besonderes Verfahren gewünscht, wird die Standardroutine **Gukine** von GEANT benutzt.

Die Kinematik der simulierten Ereignisse mit **Gukine** ist in Energie und Winkel gleichverteilt⁶. Das ist ein guter Ausgangspunkt für eine Simulation, um eventuelle Akzeptanzlücken des Detektors aufzuspüren und um abzuschätzen, in welcher Größenordnung die Akzeptanz liegt. Da letztlich die Akzeptanz aber aus der Faltung der Detektorakzeptanz und der Kinematik der simulierten Reaktion berechnet wird, ist es wichtig, daß das Modell der Reaktion gut mit den Verteilungen der echten Daten übereinstimmt.

So ist in der t -Abhängigkeit des Zerfalls des $\phi(1020)$ beispielsweise ein exponentieller Abfall zu beobachten, der möglichst genau bestimmt werden soll. Dazu muß auch in der Simulation dieser Effekt berücksichtigt werden, nach Möglichkeit mit identischen Parametern. Um diese Kinematik festlegen zu können, wird der SAGE-Generator [29] eingesetzt, mit dem die in dieser Arbeit entstandenen Daten generiert wurden. Damit können alle Parameter wie Produktionswinkel, Zerfallswinkel und Energie kontrolliert werden.

- Die Hauptaufgabe von GEANT besteht in dem folgenden Schritt: Nachdem die 4er-Impulskomponenten von SAGE festgelegt sind, wird der Startpunkt der Reaktion, der Primärvertex, über ein weiteres Monte-Carlo Verfahren generiert und die Entfaltung der einzelnen Teilchen in der Kammer berechnet. Dazu müssen unter anderem Prozesse wie der mögliche Zerfall der Teilchen, Wechselwirkung mit dem inhomogenen Magnetfeld sowie Energieverlust durch Vielfachstreuung und Ionisation berücksichtigt werden.
- In einem letzten Schritt werden die CDC-Ansprecher erzeugt. Dazu werden die Schnittpunkte der jeweiligen Spur mit den Detektorelementen berechnet und das entstehende Signal unter Berücksichtigung der Effizienzen und der Zeitabhängigkeit simuliert. In diesem letzten Schritt werden detaillierte Kenntnisse über die Signalentstehung im Detektor benötigt. Diese müssen im Rahmen der Detektorauflösung bekannt sein, da ansonsten schwerwiegende Fehler auftreten können, wie das folgende Kapitel zeigt.

3.2.2 Verkippte Spuren und die Clusterstatistik

Im Verlauf der vergangenen Analysen bei SAPHIR kam es wiederholt zu Diskrepanzen zwischen den gemessenen Wirkungsquerschnitten und den Weltdaten. Ihnen gemein war der Faktor 2, um den die gemessenen Daten unter denen der Vergleichsdaten lagen. Eine nähere Analyse dieses Problems führte zu dem Effekt der

⁶ Im Phasenraum, also dem 3N-dimensionale Impulsraum der an der Reaktion beteiligten Teilchen, gleichverteilt.

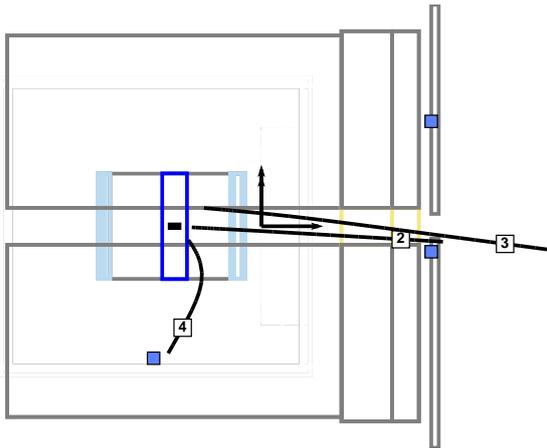


Abbildung 3.5: Ein rekonstruiertes Ereignis in der Seitenansicht des Detektors. Es ist zu erkennen, daß die Spur Nr. 3 ihren Ursprung nicht im Target hat. Die Häufigkeit, mit der solche Ereignisse rekonstruiert werden, läßt auf eine schlechte Ortsauflösung der Stereodrahtlagen schließen, aus denen die Höheninformation ermittelt wird.

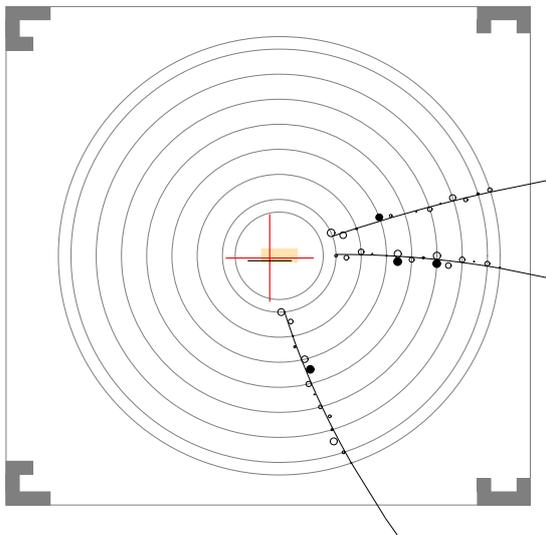


Abbildung 3.6: Häufig treten Doppelansprecher in der CDC auf. In diesem Bild sind bei der mittleren Spur in zwei Lagen solche Mehrfachansprecher zu finden.

verkippten Spuren und der Doppelansprecher⁷ [36, 49, 54]. Hierbei handelt es sich um rekonstruierte Ereignisse, deren Spuren sich nicht im Target zu einem gemeinsamen Vertex zusammenführen lassen. Mindestens eine Spur läuft am Target vorbei (Abb. 3.5).

Dieser Effekt läßt sich zurückführen auf ein bislang nicht genau geklärtes Phänomen bei den Ansprechern der einzelnen CDC-Driftzellen. In einer Vielzahl der Spuren treten sogenannte Doppelansprecher auf, bei denen zu einer Spur in einer Lage zwei benachbarte Drähte ein Signal liefern (Abb. 3.6). Solch eine Signatur ist beispielsweise zu erwarten, wenn die Spur unter einem großen Winkel beide Zellen kreuzt oder nahe an der Grenzfläche der beiden Zellen verläuft. Die auftretende hohe Rate ist jedoch mit diesen Bedingungen nicht in Einklang zu bringen.

In einem ersten Ansatz wurde versucht, diese Doppelansprecher auch in den Si-

⁷ Mit dem Begriff *Doppelansprecher* oder auch *Doppeldigitalisierung* ist in den folgenden Diskussionen stets ein Ansprecher in der zentralen Driftkammer mit einem korreliert auftretenden Ansprecher in der benachbarten Driftzelle bezeichnet.

mulationen zu generieren, indem die Driftzeiten *künstlich* verfälscht wurden. Damit wird der Effekt phänomenologisch gut beschrieben, die Wirkungsquerschnitte einzelner Reaktionen können jedoch nur relativ zueinander bestimmt werden. Außerdem ist das Resultat unbefriedigend, da eine Erklärung des Effekts nicht gegeben wird.

In weiteren Forschungen auf diesem Gebiet wurde ein Modell entwickelt [36], das auf der Clusterstatistik der ionisierenden Teilchen basiert⁸. Die Vorstellung dabei ist, daß durch die mittlere freie Weglänge der Abstand zwischen den einzelnen Ionisationen so groß wird, daß der gemessene Abstand der Spur zur Anode verfälscht wird. Dieser Effekt ist in Abbildung 3.7 illustriert.

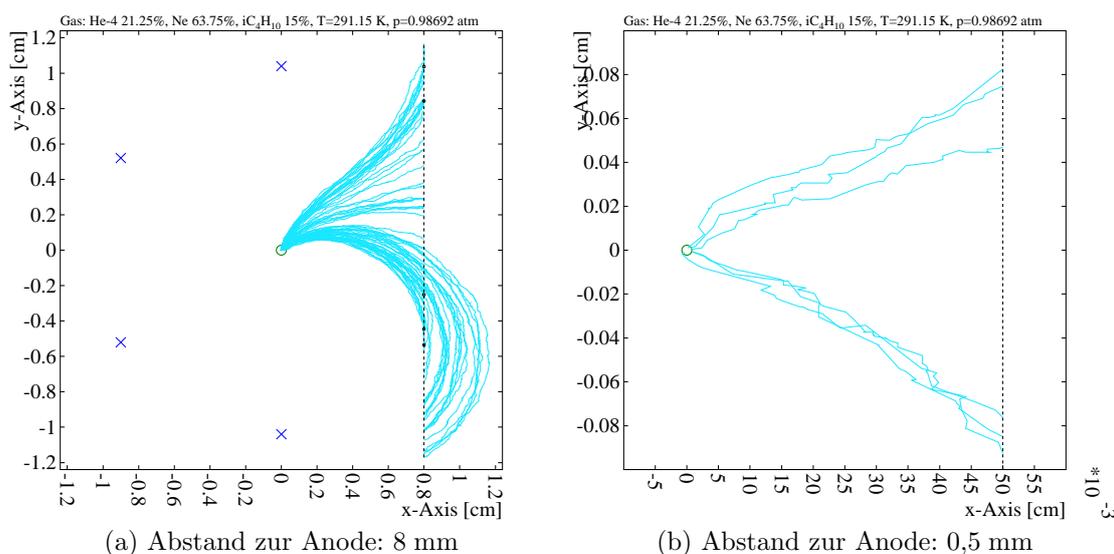


Abbildung 3.7: *Typische Signalentstehung in einer Driftzelle der CDC aufgrund der mittleren freien Weglänge, dargestellt für ein Pion mit $\beta = 0,9$ bei zwei verschiedenen Abständen zum Signaldraht. In Abbildung 3.7(a) verläuft die Spur unmittelbar am Rand der Driftzelle, der durch die Kathodendrähte gebildet wird. Die Elektronen driften unter Einfluß des Magnetfeldes zur Anode in der Bildmitte. In Abbildung 3.7(b) ist ein vergrößerter Ausschnitt der Zelle zu sehen. Hier wird die Abweichung der entstehenden Driftzeit von der erwarteten deutlich.*

In der Abbildung 3.7(b) läuft eine Pionspur mit $\beta = 0,9$ im Abstand von 0,5 mm an der Anode vorbei. Aufgrund der Clusterstatistik treten die Ionisationen unregelmäßig, aber mit einem festen mittleren Abstand auf. Wie in dem Bild zu sehen ist, kann das bei kleinen Abständen zur Anode dazu führen, daß eine größere Driftzeit vorliegt als für den Abstand erwartet wird. Das führt im Zusammenspiel mit der ODB dazu, daß ein zu großer Abstand berechnet wird. Wie aus Abbildung 3.7(a) deutlich wird, ist dieser Effekt nur für Spuren in der Nähe des Anodendrahtes von

⁸ Dieses Modell bietet keine Erklärung für die Doppelansprecher an.

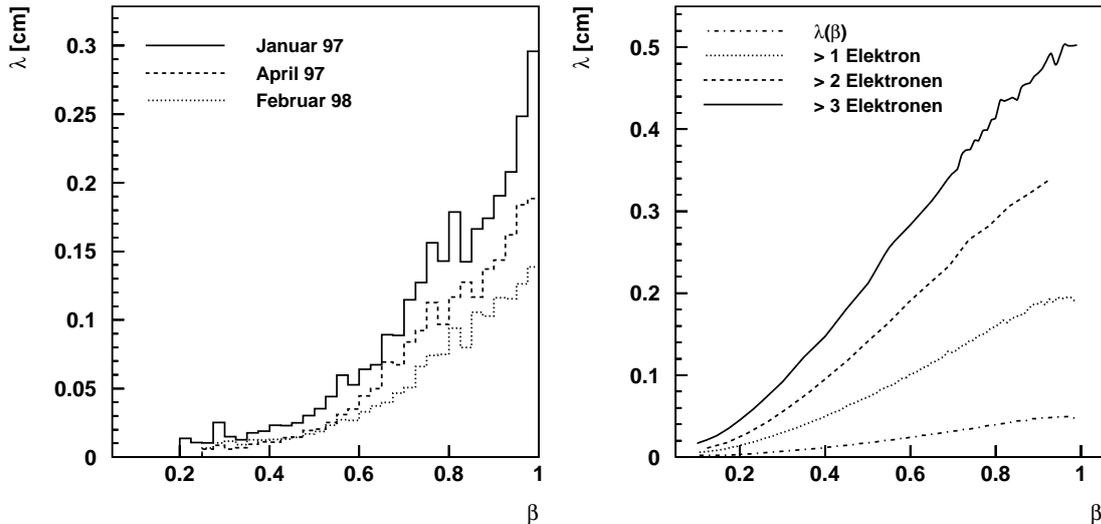
Bedeutung. Für Spuren am Rande der Zelle ist der Winkel, den zwei benachbarte Ionisationen und die Anode aufspannen, zu klein, um die Abstandsbestimmung zu verfälschen.

Die mittlere freie Weglänge steht in direktem Zusammenhang mit dem Energieverlust der hier auftretenden ionisierenden Strahlung in Materie. Dieser wird beschrieben durch die Bethe–Bloch Gleichung [46]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (3.6)$$

Aus dieser Gleichung wird ersichtlich, daß die mittlere freie Weglänge eine Funktion von β ist. Sie wird ihr Maximum dort erreichen, wo die Bethe–Bloch Funktion minimal wird. Das ist typischerweise bei $\beta \simeq 0,95$ der Fall.

Der durch die mittlere freie Weglänge $\lambda(\beta)$ beschriebene mittlere Abstand x zweier benachbarter Ionisationen wird durch eine Verteilungsfunktion $\sim e^{-\frac{x}{\lambda(\beta)}}$ beschrieben. Dieser Abstand ist mit dem Programm GARFIELD für die Gegebenheiten bei SAPHIR zugänglich, und die funktionale Abhängigkeit von β ist in Abbildung 3.8(b) dargestellt. Außerdem wurde mit der Simulation untersucht, wie sich die Funktion $\lambda(\beta)$ ändert, wenn am Ort der Ionisation mehr als ein erzeugtes Elektron–Ion Paar (ein Cluster) enthalten sein soll. Eine Differenzierung zwischen Proton und Pion als ionisierendes Teilchen war nicht notwendig, da die Ergebnisse im Rahmen der Fehler übereinstimmen.



(a) Abschätzung der Clusterstatistik aus den Daten der verschiedenen Meßperioden

(b) Simulierte Clusterstatistik für verschiedene Mindestgrößen der Cluster

Abbildung 3.8: *Mittlere freie Weglänge in Abhängigkeit der Teilchengeschwindigkeit β .*

Die Bestimmung der mittleren freien Weglänge aus den gemessenen Daten gestaltete sich als aufwendig und ist allenfalls durch empirische Verfahren, wie in [49]

beschrieben, möglich. Dieses Verfahren zielt darauf ab, die mittlere freie Weglänge aus den Driftzeitspektren zu bestimmen. Der Anstieg der Flanken (Abb. 2.13) korreliert mit dem β der signalauslösenden Teilchen, und es wurde versucht, λ aus der Steigung s durch einen empirisch gefundenen Zusammenhang ($\lambda(\beta) \sim \frac{1}{s^2}$) zu bestimmen. Im Anschluß wurden die Parameter skaliert, um anhand der gefundenen Funktion in einer Analyse bekannte Wirkungsquerschnitte zu reproduzieren. Die Ergebnisse für die verschiedenen Datensätze sind in Abbildung 3.8(a) dargestellt.

Ein Vergleich der so rekonstruierten λ -Funktion (Abb. 3.8(a)) mit der Simulation (Abb. 3.8(b)) zeigt keinen offensichtlichen, direkten Zusammenhang. Sie liegen jedoch in derselben Größenordnung und es ist möglich, die experimentell gefundenen Kurven durch eine stückweise Überlagerung der theoretischen zu beschreiben. Eine solch gestückelte Überlagerung kann auf den Einfluß der Ausleseelektronik und der verwandten Schwellen zur Signalerfassung der CDC [49] zurückzuführen sein.

Dieses Modell wird derzeit nicht weiter verfolgt, weil die sich daraus berechnenden Akzeptanzen verschiedener bekannter Reaktionen nicht die zu erwartenden wiedergeben. So liegen sowohl die Daten der Wirkungsquerschnitte für η [54] und $\eta'(958)$ [49] als auch die in dieser Arbeit bestimmten Daten für $\phi(1020)$ und $\Lambda(1520)$ bei einer Akzeptanzrechnung gemäß dieses Modells um etwa den Faktor zwei unter den Weltdaten.

Die Ursache dafür ist vermutlich darin zu suchen, daß die mittlere freie Weglänge nicht aus den Daten der Driftzeit zu rekonstruieren ist. Daß dennoch *einige* andere Wirkungsquerschnitte in der richtigen Größenordnung rekonstruiert werden können, ist dem oben beschriebenen Verfahren der $\lambda(\beta)$ Bestimmung zuzuschreiben. Dieses skaliert die gefundenen Kurven so, daß der absolute Wirkungsquerschnitt für $p\pi^+ \pi^-$ den Weltdaten entspricht. Das bedeutet bei einem falschen zugrundeliegenden Modell, daß eine Korrektur für Teilchen mit dem gleichen β erfolgt. Im $p\pi^+ \pi^-$ -Endzustand haben Pionen ein β von etwa 0,86; damit ist zu erwarten, daß alle Reaktionen mit der gleichen Verteilung von β hinreichend gut beschrieben werden.

Das Modell gilt nicht mehr für die hier untersuchten Reaktionen, bei denen das β typischerweise bei 0,7 – 0,8 liegt.

3.2.3 Deltaelektronen bei der Spurbildung

Obwohl das oben beschriebene Modell die Akzeptanz nicht richtig beschreibt, scheint der Ansatz richtig zu sein, die Signalbildung in der CDC genauer zu untersuchen. Dazu muß ein Modell entworfen werden, das in seinen Ansätzen nicht auf die gemessenen Daten zurückgreift, diese jedoch richtig beschreibt.

Der Effekt der mittleren freien Weglänge ist, wie oben beschrieben wurde, bereits ein messbare Größe. Das gilt, sofern die Spuren in der Nähe der Signaldrähte verlaufen. Weiter außerhalb verliert der Effekt an Bedeutung, aufgrund der relativ zum Kathodenabstand kleinen Abstände der Cluster.

Ein weiterer Effekt bei der Signalbildung in der Driftzelle ist die Erzeugung von Deltaelektronen. Dieser wurde bislang, hinsichtlich der Signalverfälschung, als zu geringfügig angesehen. Diese Deltaelektronen haben typischerweise eine Reichweite

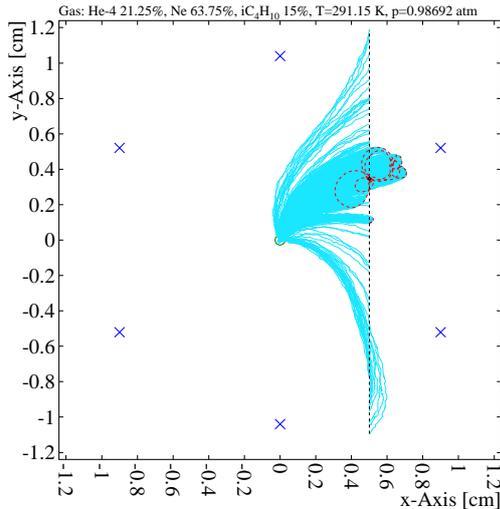


Abbildung 3.9: *Simulation der Signalentstehung einer Pionspur. Mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit werden hochenergetische Deltaelektronen erzeugt, die genügend Energie haben, um makroskopische Spuren zu entwickeln. Diese bilden unter Einfluß des Magnetfeldes Bahnen in Form einer Helix. Die von ihnen ausgehende Ionisation des Driftkammergases verfälscht die Driftzeit entsprechend ihrem Spurdurchmesser.*

von einigen Millimetern und ionisieren auch fernab der eigentlichen Teilchenspur das Driftkammergas⁹. Ein solches Ereignis ist in Abbildung 3.9 zu sehen.

Um den Beitrag dieses Effektes zur Verkippung der Spuren abzuschätzen, wird ein Maß benötigt, wie häufig ein solches Ereignis die Driftzeit verfälscht. Dazu wurden in einem festen Abstand (5 mm) zur Anode Pionspuren mit einem festen β simuliert. Die kleinste auftretende Driftzeit je Spur wurde dabei als registrierte Driftzeit angenommen. Eine Unterscheidung zwischen Pionen, Protonen und Kaonen als signalauslösendes Teilchen erwies sich als nicht notwendig, da der Effekt ausschliesslich von der Geschwindigkeit des Teilchens (β) abhängig ist.

Mit dieser Konfiguration ist in Abbildung 3.10(a) die resultierende Driftzeitverteilung ohne Deltaelektronen dargestellt. Die Verteilung ergibt sich aus einer Faltung der mittleren freien Weglänge des Pions mit der Vielfachstreuung der driftenden Elektronen. Die Anpassung einer Gaußkurve liefert die Breite der Verteilung. Diese liegt mit 2.4 ns im Bereich der Zeitauflösung der verwendeten TDC (1 ns).

Wird mit derselben Konfiguration das Signal unter Hinzunahme der Deltaelektronen erzeugt, so ergibt sich das Diagramm 3.10(b). Darin kann zunächst festgestellt werden, daß sich die Breite der Verteilung nicht ändert¹⁰. Es ist aber ein deutlicher Untergrund für das Zeitsignal bei kleineren Zeiten zu erkennen. Um die Anzahl der Spuren mit zu kleinen Driftzeiten zu bestimmen, wurde die Summe der Einträge gebildet, die unterhalb der 4σ Schwelle des Gaußförmigen Anteils liegt. Der relative Fehlanteil beträgt bei diesem β 1,7%. Das erscheint zunächst als sehr gering, wird aber signifikant unter der Annahme, daß bereits eine falsche Driftzeit in den Stereodrahtlagen der CDC zu einer verkippten Spur führen kann [55]. Bei drei Spuren pro Ereignis und 6 Stereolagen in der CDC ergibt sich eine $3 \cdot 6 \cdot 1,7\% = 30\%$ Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer falschen Driftzeit. Damit ist dieser Ef-

⁹ Diese Deltaelektronen sind auf Blasenkammerbildern früherer Experimente als seitlich an den Spuren auftretende Spiralen zu erkennen.

¹⁰ Die Hinzunahme der kleinen Zeiten zur Anpassung begründet die Verbreiterung um 0,1 ns.

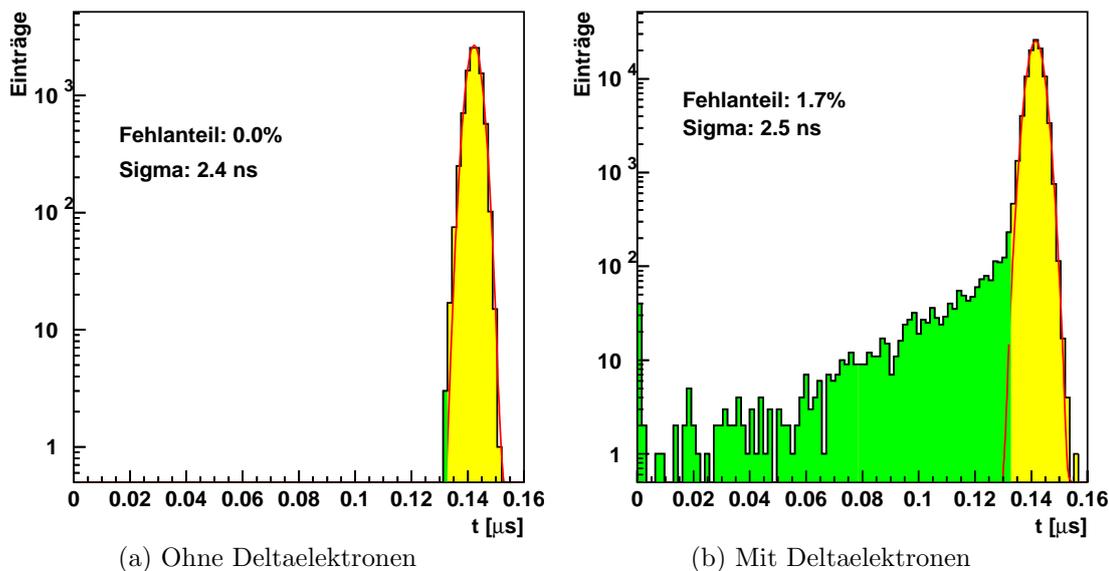


Abbildung 3.10: Simulation der minimalen Driftzeit für ein Ionisationsmuster, das ein Pion von $\beta = 0,6$ im Abstand von 5 mm vom Signaldraht ausgelöst hat.

fekt zumindest an der Spurverkipfung beteiligt.

Schlüsselt man diese Abschätzung weiter nach verschiedenen β auf (Abb. 3.12), so findet man in der mit β ansteigenden Breite der Driftzeitverteilung die mittlere freie Weglänge wieder. Der Anteil der Signalverfälschung durch die Deltaelektronen sinkt jedoch mit steigendem β . Auch dieser Effekt ist mit der mittleren freien Weglänge korreliert, da mit dem zunehmenden Abstand der Ionisationspunkte auch die Wahrscheinlichkeit sinkt, ein Deltaelektron zu erzeugen. Dennoch verbleibt auch hier eine 15% bis 20% Wahrscheinlichkeit, daß bei einem 3-Spur-Ereignis eine Spur verkippt ist. Die Abhängigkeit der Signalverfälschung von β ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Der Zusammenhang zwischen den beiden Größen läßt sich näherungsweise mit einer Exponentialfunktion beschreiben.

Der Einfluß der Deltaelektronen auf die Driftzeiten wurde nur für diesen einen Fall des Spurabstands von 5 mm zur Anode untersucht. Wie sich der Effekt bei anderen Abständen auswirkt, muß vor einer konkreten Einbindung des Modells in die Simulation erst untersucht werden. Insbesondere die Effekte, die am Zellenrand auftreten können, sollten mit eingebracht werden. Hier besteht die Möglichkeit, daß

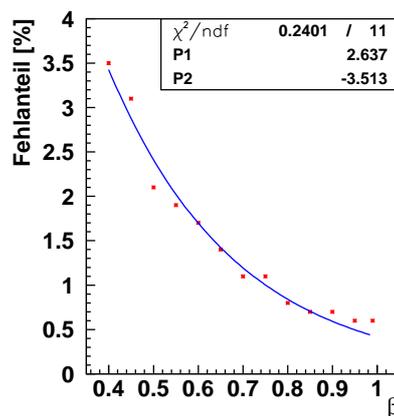
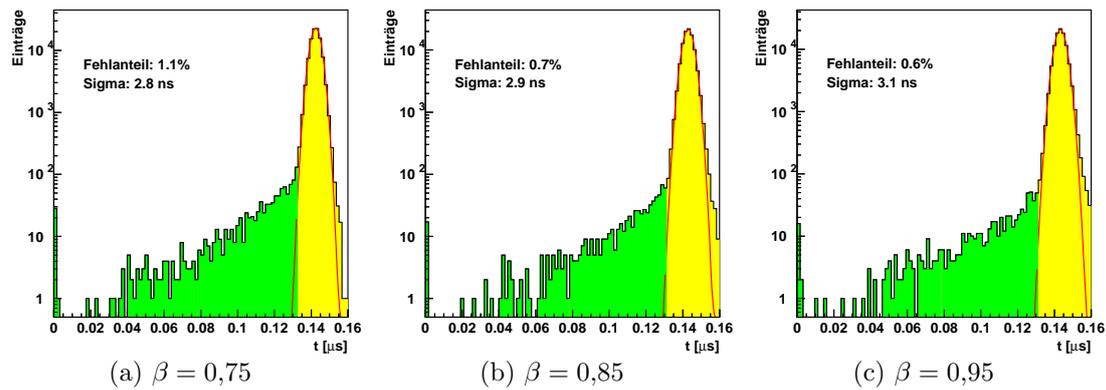


Abbildung 3.11: Phänomenologisch ermittelter, exponentieller Verlauf des Deltaelektronenanteils.


 Abbildung 3.12: *Einfluß der Deltaelektronen bei verschiedenen β .*

das Deltaelektron einen so großen Kreis beschreibt, daß auch in der Nachbarzelle ein Signal ausgelöst wird.

Der Vorteil des hier angerissenen Modells liegt in der Möglichkeit, das Problem der verkippten Spuren durch die Modellierung der CDC–Ansprecher entsprechend der oben gezeigten Histogramme zu lösen. Hierbei handelt es sich um die Wiedergabe von realen Vorgängen, die nicht nachträglich mit den verschiedenen Datensätzen abgeglichen werden müssen.

3.2.4 Simulation der Photoproduktion des $\phi(1020)$ und des $\Lambda(1520)$

Zur Bestimmung der Akzeptanz der Reaktionen $\gamma p \rightarrow p \phi(1020)$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda(1520)$ wurde der Generator SAGE benutzt. Damit konnten die gewünschten kinematischen Größen wie Energie, Produktionswinkel, Zerfallswinkel sowie der Impulsübertrag auf das Proton festgelegt werden.

Idealerweise sollte die generierte Kinematik der physikalischen entsprechen. Aufgrund der geringen Statistik und der relativ großen Fehler (Kap. 4) war eine eindeutige funktionale Beschreibung dieser Größen nicht möglich, weshalb sich diese Analyse in der Akzeptanzrechnung auf die folgenden Parameter beschränkt.

Für das $\phi(1020)$:

- Keine Abhängigkeit der Produktionsrate von der Photonenergie (Abb. 3.15).
- Die Impulsübertragsverteilung des Photons auf das Proton (entspricht der Mandelstamvariablen t) folgt einem exponentiellen Abfall $\sim e^{-2(\text{GeV}/c)^{-2} \cdot t}$ (Abb. 3.16)
- Die Zerfallswinkelverteilung entspricht im Helizitätssystem¹¹ einer $\cos^2(\Theta)$ –Funktion (Abb. 3.17)

¹¹ Siehe Kapitel 4.3.2

Für das $\Lambda(1520)$:

- Keine Abhängigkeit der Produktionsrate von der Photonenergie (Abb. 3.18).
- Die Produktionswinkelverteilung im Schwerpunktsystem ist gleichverteilt (Abb. 3.19)
- Die Zerfallswinkelverteilung entspricht im Helizitätssystem einer $\cos^2(\Theta)$ -Funktion (Abb. 3.20)

In den Abbildungen 3.15 bis 3.20 beschränken sich die Winkel- und Impulsübertragsverteilungen jeweils auf ein Energieintervall. Da sich die Akzeptanzen in den verbleibenden Intervallen nur unwesentlich ändern, wurden sie in der Darstellung nicht berücksichtigt.

Die Akzeptanz des Detektors zu einer Reaktion setzt sich aus verschiedenen Teilen zusammen. Dazu zählen die geometrische Akzeptanz der einzelnen Detektor-komponenten und die ihnen eigene Effizienz. Aber auch durch die nachfolgende Analyse einer Reaktion werden Ereignisse verworfen. Die wichtigsten Verluste in der Analyse $\gamma p \rightarrow p\phi(1020)$ sind in Abbildung 3.13 für eine einfache Energieabhängigkeit dargestellt. Dazu wurde der Photonenergiebereich von der Schwelle der Reaktion bis zur maximal zugänglichen Energie in zehn Intervalle unterteilt und für jedes Intervall die Verluste anhand der simulierten Ereignisse bestimmt. Die aufgrund der Detektorgeometrie starke Winkelabhängigkeit in vertikaler Richtung tritt in dieser Darstellung nicht zutage.

In Abbildung 3.13 ist zu sehen, daß die Forderung von drei in der CDC rekonstruierter Spuren zu einem ersten starken Verlust an Ereignissen führt. Dieser Verlust hat seine Ursachen in der Detektorgeometrie, der Signalentstehung in den Driftzellen sowie dem Rekonstruktionsalgorithmus. Diese Anforderung an die Daten reduziert die tatsächliche Ereigniszahl um etwa ein Drittel.

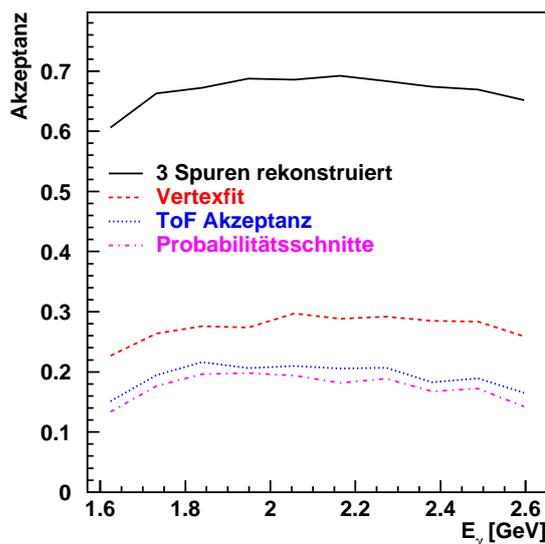


Abbildung 3.13: Quantifizierung der verschiedenen Beiträge zur Akzeptanz. Zur Veranschaulichung ist die $\phi(1020)$ -Simulation in 10 Energieintervallen unterteilt. Auf eine Winkelabhängigkeit wurde in diesem Beispiel aus Darstellungsgründen verzichtet.

Ein weiteres Drittel wird durch die Forderung unterdrückt, einen gemeinsamen Vertex im Target zu finden. Wie in Kapitel 3.2.2 ausgeführt, ist die Vertexrekonstruktion stark korreliert mit den verkippten Spuren. Der hohe Verlust von etwa der Hälfte der verbleibenden Ereignisse ist eine direkte Folge der in diesem Hinblick gewählten Simulation (Kap. 3.3). Hier wurden, entsprechend der Häufigkeit in den Daten, zusätzliche Ansprecher in der CDC-Simulation eingefügt. Dadurch wird die Spurrekonstruktion erschwert, und entsprechend verringert sich die Akzeptanz.

Die Hinzunahme der TOF-Anlage führt zu einem dritten Verlust von ca. 10%. Dieser ist durch die Einbindung der TOF-Anlage in den Trigger begründet. Dort sind zwei detektierte Teilchen im Flugzeithodoskop gefordert. Da das $\phi(1020)$ unter kleinen Winkeln produziert wird, spielt die geometrische Akzeptanz in vertikaler Richtung nur eine kleine Rolle. Stärker zum Tragen kommt die Lücke der TOF-Anlage, den ausgesparten Zählern in der e^+e^- -Produktionsebene (Abb. 3.14). Weiterhin ist in diesem Akzeptanzbeitrag die Effizienz der TOF-Zähler enthalten. Diese ist noch nicht in GEANT implementiert und wird derzeit nachträglich bei der Auswertung der NTuple berücksichtigt. Eine detaillierte Beschreibung zur TOF-Akzeptanzbestimmung ist in [52] zu finden.

Der letzte Beitrag zur Akzeptanz ergibt sich aus der Selektion der kaonischen Reaktionen durch Schnitte in den χ^2 -Probabilitäten. Diese werden von dem kinematischen Fit zu den verschiedenen Reaktionshypothesen erstellt und sind eine geeignete Größe, um konkurrierende Kanäle gegenseitig zu bewerten. Deren Beitrag zur Akzeptanz liegt, je nach Einstellung, bei etwa 2%.

Es verbleibt in diesem Fall eine Akzeptanz von 12% – 20% über dem Energieintervall. In den winkelabhängigen Akzeptanzen (Abbildungen 3.15 bis 3.20) treten größere Abhängigkeiten in den betrachteten Observablen auf, die bei der jeweiligen Wirkungsquerschnittbestimmung berücksichtigt werden müssen.

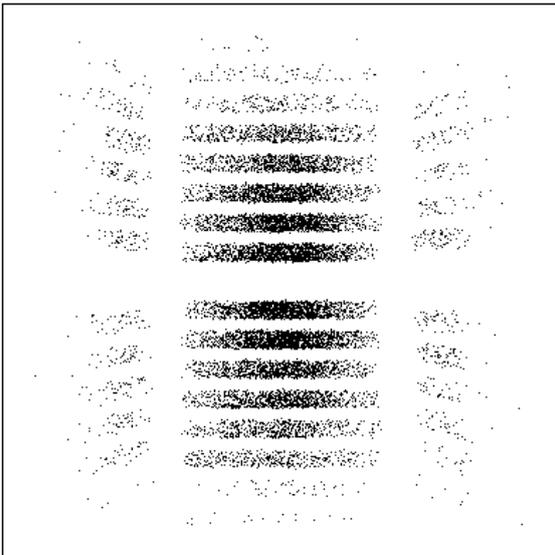


Abbildung 3.14: Trefferverteilung der Kaonen in der TOF-Anlage. Die Perspektive entspricht der Abbildung 2.8. Aus Darstellungsgründen wurde der Abstand zwischen den Zählern vergrößert. Die vertikale Position innerhalb eines Zählers entspricht einem Zufallswert. Die senkrechten Zähler wurden nicht mit berücksichtigt.

3.3 Die relative Eichung

Die in Kapitel 3.2.2 dargelegten Probleme und der noch nicht abgeschlossenen Untersuchungen aus Kapitel 3.2.3 wurden die vorliegenden Ergebnisse mit dem phänomenologisch begründeten Modell der Doppelansprecher gewonnen [49]. In diesem Modell werden zur Nachbildung der Doppelansprecher und den daraus resultierenden verkippten Spuren die CDC-Ansprecher der simulierten Ereignisse künstlich verändert. Dazu werden entsprechend der Häufigkeit in den realen Daten Doppelansprecher eingefügt und deren Driftzeitinformation verwürfelt.

Zahl Doppelansp. je Spur	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
relative Häufigkeit in %	47,3	24,9	13,1	6,9	3,7	1,9	1,0	0,5	0,3	0,2

Tabelle 3.1: *Häufigkeit der Doppelansprecher aus [49]. Die Zahlen wurden durch Auszählen verkippter Spuren in den Meßdaten gewonnen und entsprechend in der Simulation umgesetzt.*

Das Resultat beschreibt die Daten mit ihren Doppelansprecher und den damit einhergehenden verkippten Spuren phänomenologisch richtig. Das Verfahren hat jedoch den Nachteil, daß es stark von der Genauigkeit der Wahrscheinlichkeiten abhängt, mit der die Doppelansprecher eingefügt wurden. Des weiteren ist eine steigende, systematische Abweichung in den Wirkungsquerschnitten bekannter Reaktionen ($\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$) mit der Photonenergie zu beobachten (s.u.).

Um diese Fehler auszugleichen, wird bei der Wahl dieses Modells keine Flußeichung vorgenommen. Statt dessen wird eine relative Normierung durchgeführt, die sich folgende Umformung der Gleichung 3.4 zunutze macht:

$$\frac{\sigma}{N} = \frac{1}{\bar{I}} \quad (3.7)$$

Hinsichtlich des Photonenflusses ist die linke Seite der Gleichung für einen Datensatz eine Konstante, und ein Wirkungsquerschnitt kann damit relativ zu einem anderen dargestellt werden:

$$\frac{\sigma_x}{N_x} = \frac{\sigma_{ref}}{N_{ref}} \iff \sigma_x = \frac{\sigma_{ref}}{N_{ref}} N_x = \sigma_{ref} \frac{A_{ref} \cdot Z_x}{A_x \cdot Z_{ref}} \quad (3.8)$$

Als Referenz dient ein etablierter Wirkungsquerschnitt. In diesem Fall wurde die Gesamtheit aller Reaktionen mit drei geladenen Spuren im Endzustand benutzt, da deren Wirkungsquerschnitt in [2] mit hoher Genauigkeit bestimmt wurde und auch bei SAPHIR mit hoher Statistik vorliegt. Die Akzeptanz des Detektors bezüglich dieses Endzustandes und die Akzeptanz der zu bestimmenden Reaktion wurden mit demselben Verfahren ermittelt. Wichtig ist, daß die Akzeptanz in ihrem Verlauf über die Photonenergie und dem Winkel deutlich von Null verschieden und möglichst gleichförmig ist [49, 54].

Unter der Annahme, daß die Doppelansprecher keine bzw. nur eine geringe Auswirkung auf die Akzeptanz hinsichtlich der Winkelverteilung haben, kann durch die relative Normierung der systematische Fehler dieser Akzeptanzbestimmung reduziert werden. Eine detailliertere Beschreibung dieses Verfahrens und ausführliche Fehlerdiskussion sind in [54] zu finden.

Als ein weiterer Vorteil kann die Unabhängigkeit dieses Verfahrens von der Bestimmung des Photonennflusses gesehen werden. Systematische Fehler in der Bestimmung des Flusses sind hinsichtlich des gegenwärtigen Standes der Detektorsimulation nicht gut von der Spurrekonstruktion zu trennen und werden durch dieses Verfahren ausgeblendet.

Da dieses Verfahren eine offensichtliche Unsicherheit in sich birgt, sei nochmals auf die gegenwärtige Situation hingewiesen: Eine visuelle Kontrolle der rekonstruierten wahren Teilchenspuren in der zentralen Driftkammer zeigt bei jedem zweiten Ereignis eine verkippte Spur. Diese entsteht durch häufig auftretende, in einer Lage benachbarte Ansprecher der Driftkammer. Die Ursache dieses als Doppelansprecher bezeichneten Effekts ist nicht geklärt.

Der Versuch, das Problem der verkippten Spuren und der zugrundeliegenden falschen Driftzeitinformation über die mittlere freie Weglänge der signalauslösenden Teilchen zu beschreiben, hat zwei entscheidende Nachteile:

1. Die aus den Driftzeiten generierte Abhängigkeit der mittleren freien Weglänge von der Teilchengeschwindigkeit (die $\lambda(\beta)$ -Kurve) kann nicht (auf einfache Art) physikalisch interpretiert werden. Doppelansprecher treten modellbedingt nicht auf.
2. Die resultierenden Wirkungsquerschnitte einiger bekannter Resonanzen liegen etwa um den Faktor zwei unter den Literaturangaben.

Ein Modell, daß bei der Signalentstehung in der Driftkammer die Deltaelektronen mit berücksichtigt, ist noch nicht ausgereift. Es wird auf physikalischer Basis die Entstehung der Doppelansprecher erklären. Die Auswirkungen auf die Akzeptanz des Detektors sind noch ungewiss.

Das naive Modell der Doppelansprecher generiert in der Simulation die Verteilung der doppelten Ansprecher je Spur so, daß sie der Verteilung in echten Daten entsprechen. Das führt auch bei simulierten Daten dazu, daß jedes zweite Ereignis eine verkippte Spur aufweist. Dieses Verfahren ist jedoch von der Photonenergie abhängig. Dieser Zusammenhang konnte nicht ausreichend geklärt werden. Der Fehler, der sich in der Simulation dadurch ergibt, liegt bei 20% – 30%. Diese Abweichung wird durch das beschriebene Verfahren der relativen Normierung kompensiert.

Beim derzeitigen Stand der Detektorsimulation ist das in dieser Analyse benutzte Modell der Doppelansprecher mit der nachfolgenden relativen Normierung vorzuziehen.

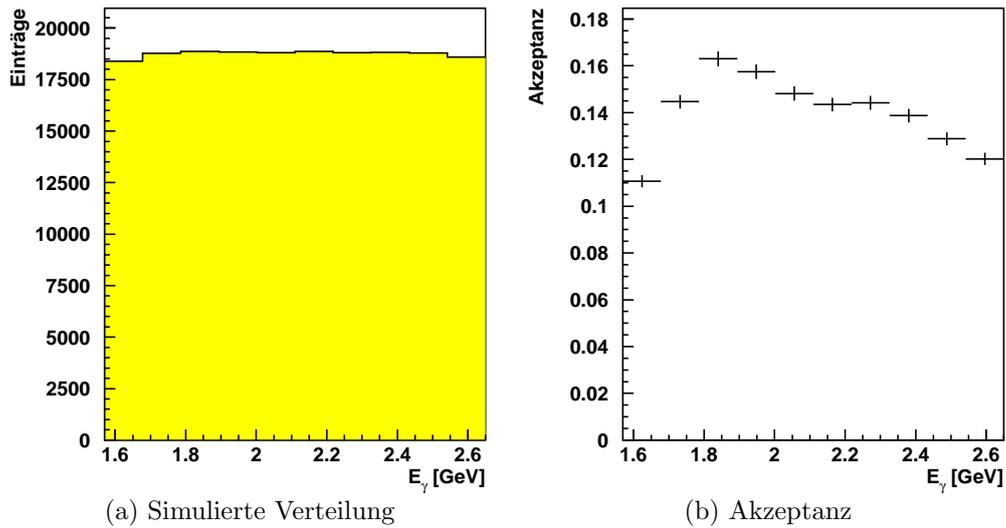


Abbildung 3.15: *Simulierte Abhängigkeit von der Photonenergie bei der $\phi(1020)$ -Photoproduktion.*

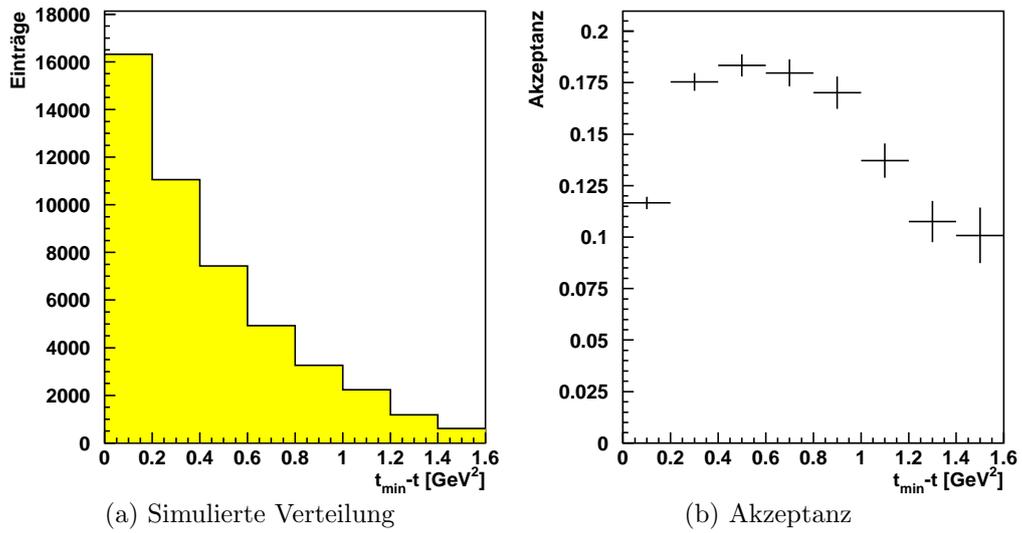


Abbildung 3.16: *Simulierte Impulsübertragsverteilung auf das Proton bei der $\phi(1020)$ -Photoproduktion.*

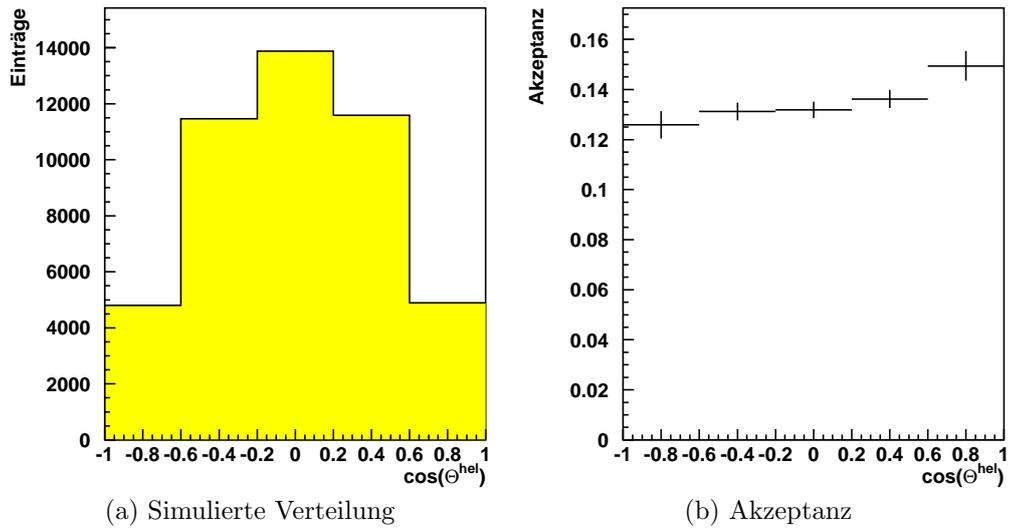


Abbildung 3.17: *Simulierte Zerfallswinkelverteilung des $\phi(1020)$ im Helizitätssystem bei der $\phi(1020)$ -Photoproduktion.*

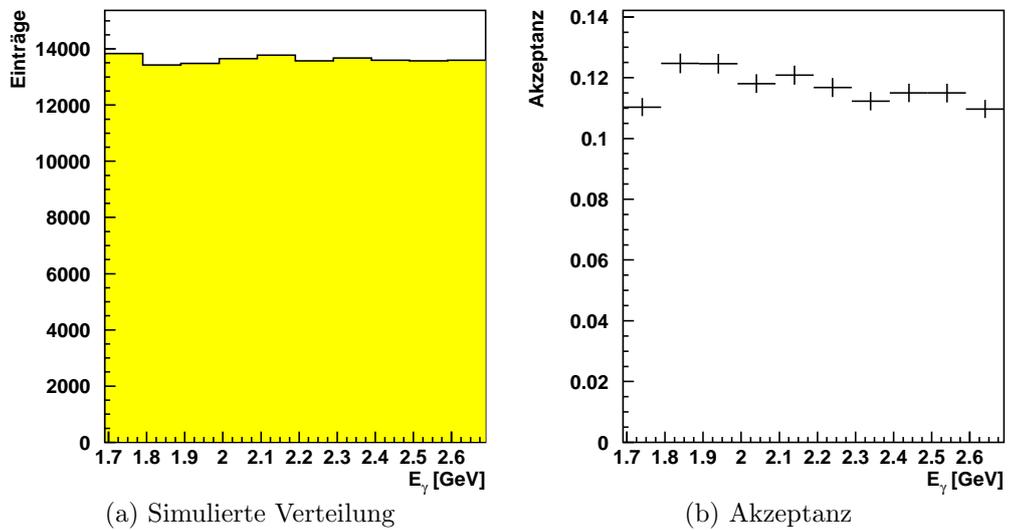


Abbildung 3.18: *Simulierte Abhängigkeit von der Photonenergie bei der $\Lambda(1520)$ -Photoproduktion.*

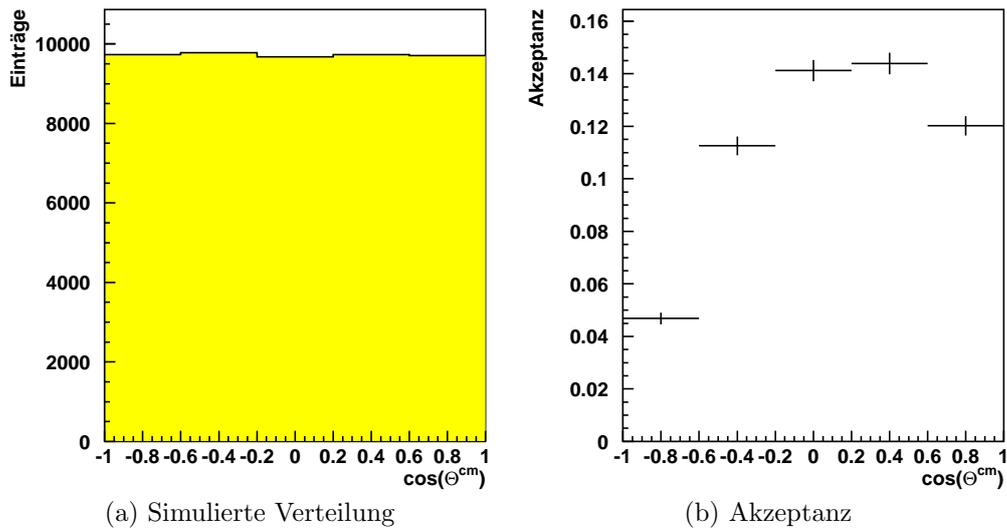


Abbildung 3.19: *Simulierte Produktionswinkelverteilung des $\Lambda(1520)$ im Schwerpunktsystem bei der $\Lambda(1520)$ -Photoproduktion.*

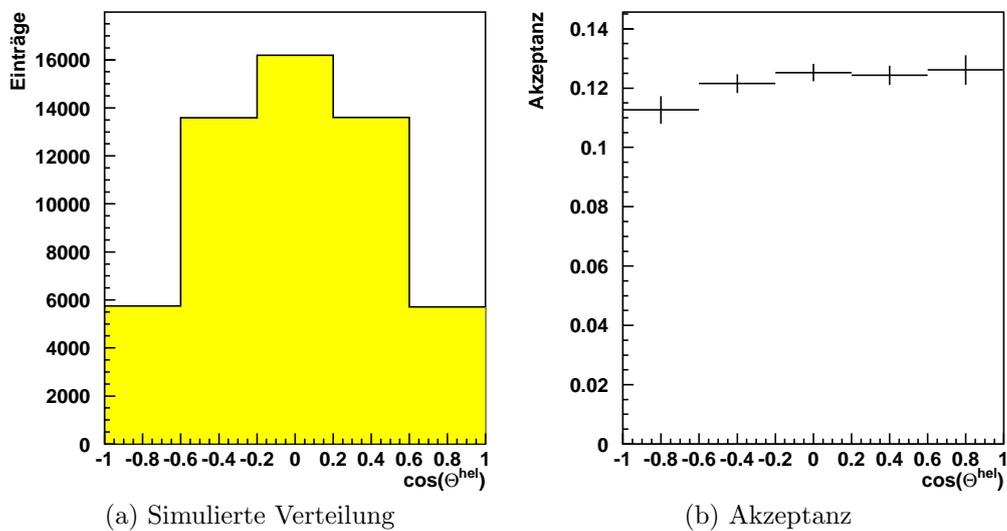


Abbildung 3.20: *Simulierte Zerfallswinkelverteilung des $\Lambda(1520)$ im Helizitätssystem bei der $\Lambda(1520)$ -Photoproduktion.*

4 Datenbasis und Wirkungsquerschnitte

4.1 Vorselektion der Daten

Zu einer ersten Analyse der Reaktionen $\gamma p \rightarrow p \phi(1020)$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda(1520)$ wurden die Daten der Strahlzeiten Jan. 1997, Apr. 1997 sowie Feb. 1998 ausgewertet. Diese Auswahl erfolgte aus zwei Gründen: zum einen wurden alle Daten bei einer Primärstrahlenergie von 2,8 GeV aufgezeichnet, zum anderen weisen diese Datensätze eine hohe Ereigniszahl auf.

In einem ersten Schritt wurden die Rohdaten mit einer reduzierten Version von DATEVAS analysiert und von Ereignissen aus der Paarproduktion ($\gamma p \rightarrow p e^+ e^-$) sowie von sogenannten Leerevents (das sind Ereignisse ohne Ansprechere in der CDC) befreit. Dadurch reduzierte sich die Datenmenge bereits um etwa 70 %.

Meßzeit	Rohdaten [mio. Ereignisse]	hadronische Daten [mio. Ereignisse]
Jan. 1997 6.1. – 19.1.	27,3	1,5
Apr. 1997 15.4. – 25.4.	32,3	1,4
Feb. 1998 10.2. – 4.3.	41,7 ¹	3,0
Summe	101,3	5,9

Tabelle 4.1: Statistik der ausgewerteten Strahlzeiten. Alle Daten wurden bei einer Primärstrahlenergie von 2,8 GeV aufgezeichnet.

Um aus den verbleibenden Daten die hadronischen Ereignisse mit Vertex im Target auszuwählen², wurden folgende Schritte angewandt:

- Es konnten mindestens drei Spuren rekonstruiert werden.

¹ Aufgezeichnet wurden 56,8 mio. Ereignisse, von denen aber nur 41,7 mio. wegen der Magnetfeldschwankungen ausgewertet wurden (Kap. 2.4).

² Da sowohl das $\phi(1020)$ als auch das $\Lambda(1520)$ kleine Lebensdauern haben (etwa 10^{-22} s), zerfallen sie noch im Target.

- Die Summe der Ladungen aller Spuren ist +1 (entsprechend der Ladungssumme des Ausgangszustandes von Photon und Proton).
- Der Ursprung aller Spuren kann im Target zusammengeführt werden.

Knapp 6% der Rohdaten erfüllten diese Bedingungen (siehe Tabelle 4.1) und wurden als hadronische Ereignisse der nachfolgenden Analyse angeboten.

Bei einer Primärstrahlenergie von 2,8 GeV war mit dem Taggingssystem ein Photonenergiebereich von 870 MeV– 2,63 GeV zugänglich. In diesem Energiebereich sind die drei Endzustände $p\pi^+\pi^-$, $p\pi^+\pi^-\pi^0$ und $n\pi^+\pi^+\pi^-$ in den Daten dominant und, wie in Kapitel 1 ausgeführt, der Endzustand pK^+K^- demgegenüber um bis zu 4 Größenordnungen unterdrückt. Eine Abtrennung dieses Endzustandes erfolgte durch die Güte des kinematischen Fit nach Maßgabe der χ^2 -Probabilitäten. Der kinematischen Fit wurde mit Hilfe der Massenvorhersagen der TOF-Anlage stabilisiert, indem für die beiden positiv geladenen Teilchen folgende Vorentscheidungen getroffen wurden:

- Wenn beide TOF-Massen vorliegen, wird das Teilchen mit der kleineren Masse als das Kaon identifiziert.
- Liegt nur eine TOF-Masse vor, so erfolgt eine Zuordnung anhand folgender Bedingungen:

$$m_{tof}^2 \leq 0,4 \text{ (GeV/c)}^2 : \text{Das Teilchen ist das Kaon.}$$

$$m_{tof}^2 \geq 0,7 \text{ (GeV/c)}^2 : \text{Das Teilchen ist das Proton.}$$

Um die Güte der Anpassung zu beurteilen, kann die sogenannte Pullverteilung herangezogen werden. Sie ist ein Maß für die Stärke, mit der der kinematische Fit die einzelnen Meßgrößen ändert. Der Pull eines Meßwertes x ist definiert als:

$$\text{Pull}(x) := \frac{x_{\text{gemessen}} - x_{\text{angepasst}}}{\sigma_x} \quad (4.1)$$

Eine gut eingestellte Anpassung führt in der Pullverteilung zu einer Gaußkurve um den Mittelwert 0 mit einer Breite 1. Abweichungen des Mittelwertes von der Nullage deuten auf systematisch falsch gemessene Werte hin, eine von 1 abweichende Breite auf falsch eingestellte Fehler der Meßwerte.

Für den pK^+K^- -Endzustand wurden die Pullverteilungen der gemessenen Impulskomponenten im, dem Detektor angepassten, Omega-Koordinatensystem³ [48] berechnet. Dabei wurden die Daten beschnitten auf Reaktionen mit $P(\chi^2) > 10^{-2}$, um den Untergrund, der aus dem pionischen und kaonischen Phasenraum entsteht, deutlich zu unterdrücken. Abbildung 4.1 zeigt die Verteilungen mit der angepassten

³ Das Omega-System berücksichtigt die durch die Spurkrümmung in der CDC durchgeführte Impulsbestimmung. Die dem System angepassten Koordinaten sind daher der Kehrwert des Impulsbetrags $1/p$, $\tan(\lambda)$, mit dem Winkel λ der Spur auf die Horizontalebene, und ϕ , dem Winkel der Spurprojektion in der Horizontalebene gegen die Vertikalebene.

Gaußverteilung. Die Pulls entsprechen den für SAPHIR gültigen Fehlern. Die starke Schwankung des Photonimpulses ergibt sich aus der Energiebestimmung des Photons.

Außer einer Beurteilung des kinematischen Fits erlauben die Pullverteilungen auch eine Kontrolle der simulierten Ereignisse. Dazu wurden die mit GEANT erzeugten Ereignisse ebenfalls dem kinematischen Fit angeboten und die Pullverteilungen erstellt. Die Anpassungen der Gaußfunktion an diese Pulls wurden zum Vergleich in den Abbildungen 4.1 und 4.2 als gestrichelte Kurven eingetragen. Dazu wurden die Inhalte der Verteilungen relativ zueinander normiert.

In Abbildung 4.1 ging in die Simulation das in Kapitel 3.3 beschriebene Modell der Doppelansprecher ein. Offensichtlich stimmen die Pullverteilungen gut überein.

In Abbildung 4.2 wurde zur Simulation hingegen das Modell der mittleren freien Weglänge mit der für den Datensatz Feb. 1998 bestimmten Parametrisierung benutzt. Die Abweichung zu den Pullverteilungen der echten Daten ist deutlich.

Dieses Verhalten ist ein weiteres Indiz dafür, daß das Modell der mittleren freien Weglänge zu keiner guten Übereinstimmung mit den realen Daten führt.

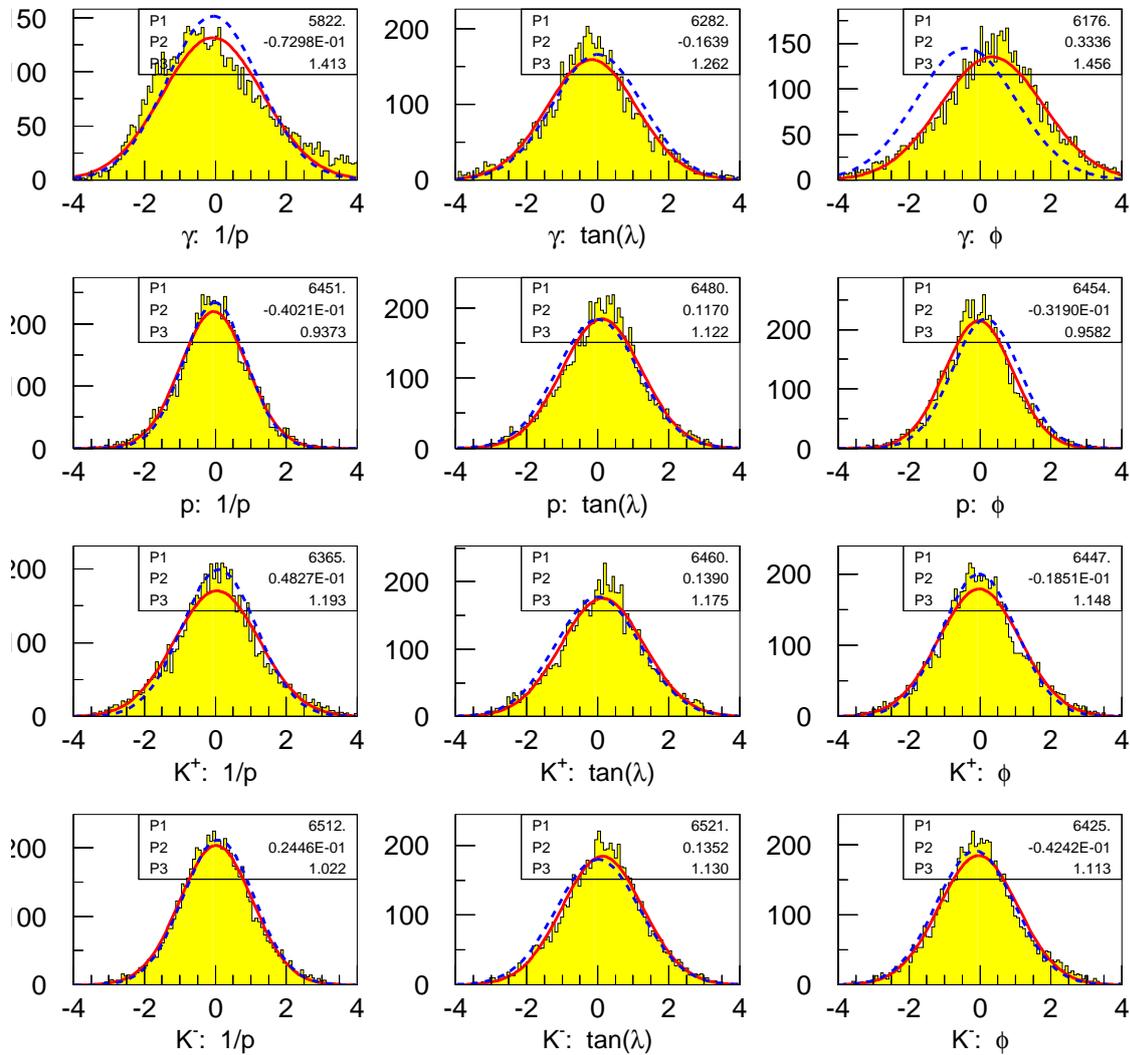


Abbildung 4.1: Pullverteilung der Photon-, Proton- und Kaonimpulse im Omega-Koordinatensystem. Die Verteilung wurde generiert für den Datensatz Feb. 1998 mit einer minimalen χ^2 -Probabilität von 10^{-2} (das entspricht 70 % des ϕ -Signals). Die durchgezogene Linie entspricht jeweils der Anpassung einer Gaußfunktion an die Meßdaten. Die Resultate der Anpassung sind angegeben mit: P1 (Inhalt), P2 (Schwerpunkt) und P3 (Sigma). Die gestrichelte Kurve stellt die (dazu normierte) Anpassung an die simulierten Daten dar. Die simulierten Daten wurden mit dem Modell der Doppelsprecher erstellt.

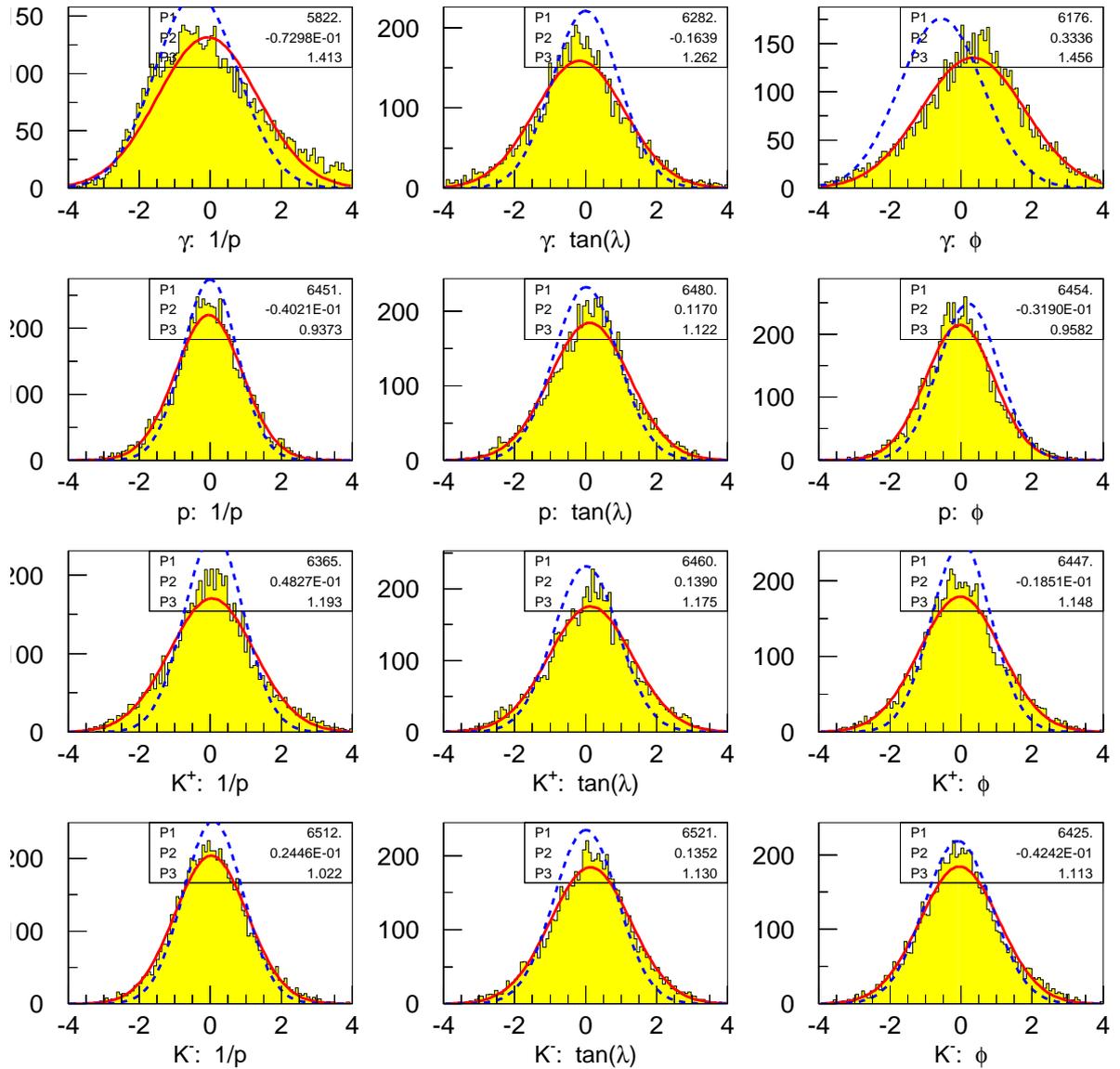


Abbildung 4.2: Zu Abbildung 4.1 gleiche Darstellung der Pullverteilung, jedoch wurden die simulierten Daten nach dem Modell der mittleren freien Weglänge ermittelt. Es zeigt sich eine deutlich andere Pullverteilung in den simulierten Daten als in den realen.

4.2 Ereignisselektion

Mit dem Ergebnis des kinematischen Fits wurde eine weitere Auswahl an Ereignissen getroffen. Dazu wurde verlangt, daß eine Anpassung des Endzustandes $\gamma p \rightarrow pK^+K^-$ erfolgreich war und daß für die zugehörige χ^2 -Probabilität gilt: $P(\chi^2) > 10^{-12}$. Der niedrige Probabilitätsschnitt erlaubt eine Weiterbehandlung von Ereignissen, bei denen die Impulse mit einem größeren Fehler rekonstruiert wurden als erwartet (siehe Kapitel 3.1.4). Diese Schwelle wurde anhand der gesuchten Reaktionen angepasst und so eingestellt, daß in der invarianten Masse des jeweiligen Systems keine Ereignisse der Reaktion verloren gehen. Auf diese Weise reduziert sich die Datenmenge von 5,9 mio. hadronischen Ereignissen auf 114 000 Ereignisse, in denen der kaonische Anteil stark angereichert ist.

Trägt man die invarianten Massen des pK^- - und K^+K^- -Systems dieser Ereignisse gegeneinander auf, so ergibt sich das Bild 4.3(a). Hier ist in der invarianten pK^- -Masse das $\Lambda(1520)$ als Band deutlich zu sehen. Entsprechend findet man das $\phi(1020)$ als Band in der invarianten K^+K^- -Masse. Eine Untersuchung der invarianten Masse von pK^+ (nicht dargestellt) zeigt keine Strukturen.

Die Anhäufung, die sich etwa in der Bildmitte befindet, kann durch einen weiteren Schnitt in den konkurrierenden Reaktionskanälen unterdrückt werden. Als stärkste mögliche Kandidaten gelten die Endzustände: $p\pi^+\pi^-$, $p\pi^+\pi^-\pi^0$, $n\pi^+\pi^+\pi^-$ und $p\pi^+\pi^-\gamma$. Alle diese Zustände werden im kinematischen Fit berücksichtigt und sind durch eine χ^2 -Probabilitätsverteilung repräsentiert.

Eine gute Diskriminierung des Untergrundes erreicht man durch einen Schnitt gegen den $p\pi^+\pi^-$ -Endzustand. Dieser kann, ohne signifikanten Signalverlust des $\phi(1020)$ bzw. $\Lambda(1520)$, mit $P_{p\pi^+\pi^-}(\chi^2) < 10^{-38}$ scharf⁴ geführt werden. Es wird noch ein weiterer Schnitt durchgeführt, der einen rekonstruierten Vertex der Spuren im Target erzwingt. Dieser ist jedoch von untergeordneter Bedeutung.

Wie aus Abbildung 4.3(b) zu entnehmen ist, verbleiben mit diesem Schnitt die bereits benannten Signale über einem reduzierten Untergrund. Dieser Untergrund setzt sich hauptsächlich aus dem kaonischen und dem pionischen Kanal zusammen, deren einzelne Anteile nicht bekannt sind. Mit dieser Einstellung wurde in der vorliegenden Arbeit die Analyse des $\phi(1020)$ durchgeführt.

Wie in Abbildung 4.3(a) zu sehen, ist das Maximum des pionischen Untergrundes von dem $\phi(1020)$ -Signal stärker getrennt als von dem $\Lambda(1520)$ -Signal. Daher ist beim $\Lambda(1520)$ auch der pionische Untergrund stärker vertreten als beim $\phi(1020)$. Eine bessere Trennung des Signals vom Untergrund erfolgte durch den Schnitt $P_{pK^+K^-}(\chi^2) > 10^{-6}$, der bei der Analyse des $\Lambda(1520)$ zu einer höheren Signalausbeute führte. Diese Einstellung wurde daher bei der Analyse des $\Lambda(1520)$ angewandt.

Mit diesen Probabilitätsschnitten reduziert sich die Datenbasis der jeweiligen Reaktion auf 30 000 bzw. 20 000 Ereignisse (Tab. 4.2). Das entspricht ca (0,2 – 0,3) %₀ der zugrundeliegenden Rohdaten.

⁴ Dieser Schnitt ist numerisch gleichbedeutend mit $P_{p\pi^+\pi^-}(\chi^2) = 0$

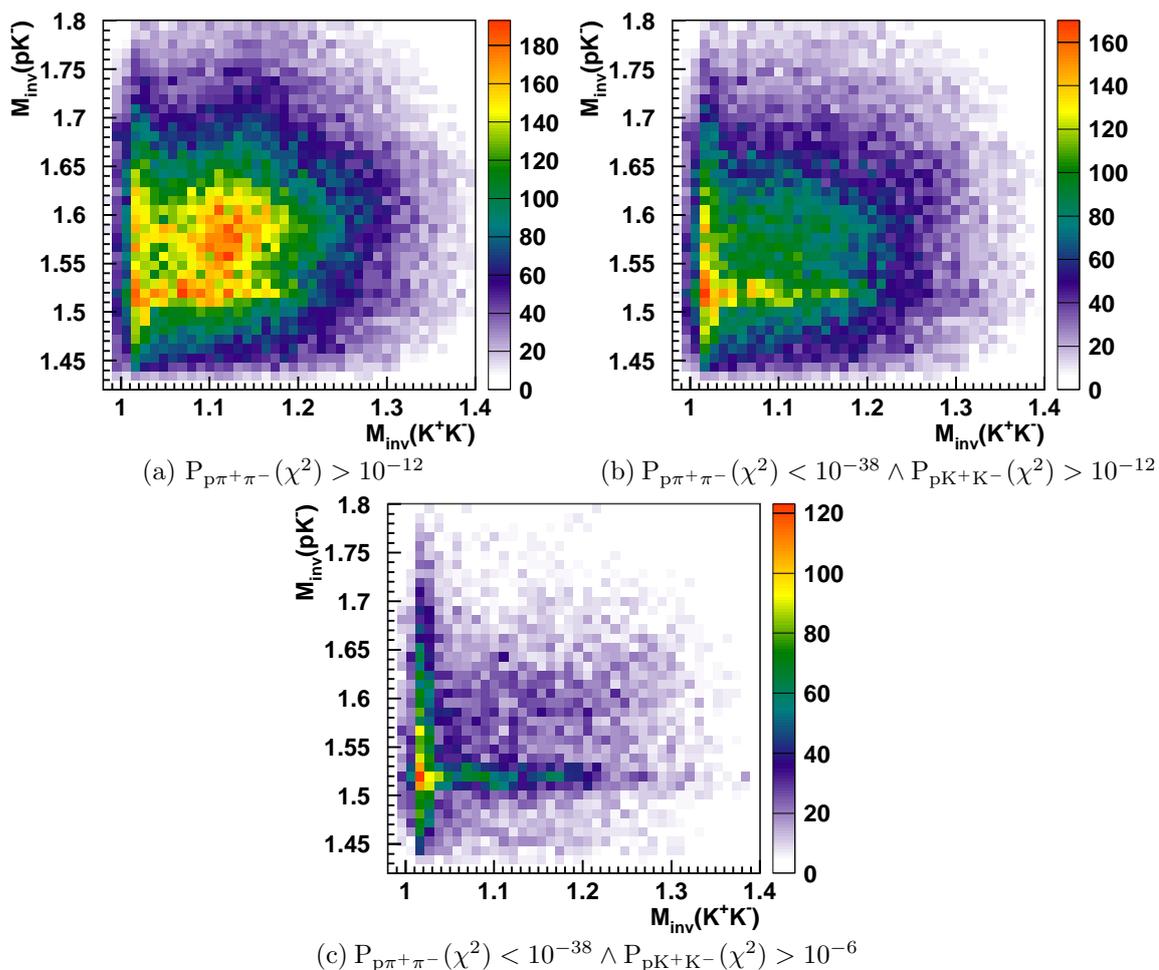


Abbildung 4.3: Die invarianten Massen (angegeben in GeV) der Systeme pK^- und K^+K^- , gegeneinander aufgetragen bei verschiedenen Schnittbedingungen. Es sind deutlich die Signale des $\phi(1020)$ als vertikales und des $\Lambda(1520)$ als horizontales Band zu erkennen. Der Schnitt gegen den Pionen-Endzustand identifiziert die Anhäufung von Ereignissen im Winkel der beiden Bander der oberen Diagramme als solche pionischen Ursprungs.

Schnitte	Verbleibende Ereigniszahlen:
$\phi(1020): P_{p\pi+\pi-}(\chi^2) < 10^{-38} \wedge P_{pK+K-}(\chi^2) > 10^{-12}$	30788
$\Lambda(1520): P_{p\pi+\pi-}(\chi^2) < 10^{-38} \wedge P_{pK+K-}(\chi^2) > 10^{-6}$	20757

Tabelle 4.2: Datenbasis mit angereicherten kaonischen Ereignisse.

Um die Zahl der rekonstruierten $\phi(1020)$ und $\Lambda(1520)$ zu ermitteln, wurde in der jeweiligen invarianten Massen das in Kapitel 3.1.4 beschriebene doppelte Voigtprofil an das Signal angepasst. Der Signalinhalt ergab sich danach aus dem ersten Parameter der Anpassung. Der Untergrund konnte durch alleinige Simulation des pK^+K^- -Phasenraumes nicht ausreichend gut beschrieben werden. Da sich der in den Daten befindliche Untergrund aus einer unbekanntem Mischung kaonischer und pionischer Ereignisse zusammensetzt, wurde auf eine genaue Simulation verzichtet. Zur Abtrennung des Signals wurde der Untergrund durch eine phänomenologisch angepasste Funktion $u(x)$ beschrieben:

$$u(x) = P7 \cdot (x - P10)^{P8} \cdot (P11 - x)^{P9} \quad (4.2)$$

P7 ... P11: Parameter gemäß Abbildung 4.4

Mit dieser Beschreibung konnten die Ereigniszahlen aus den Abbildungen 4.4(a) und 4.4(b) bestimmt werden.

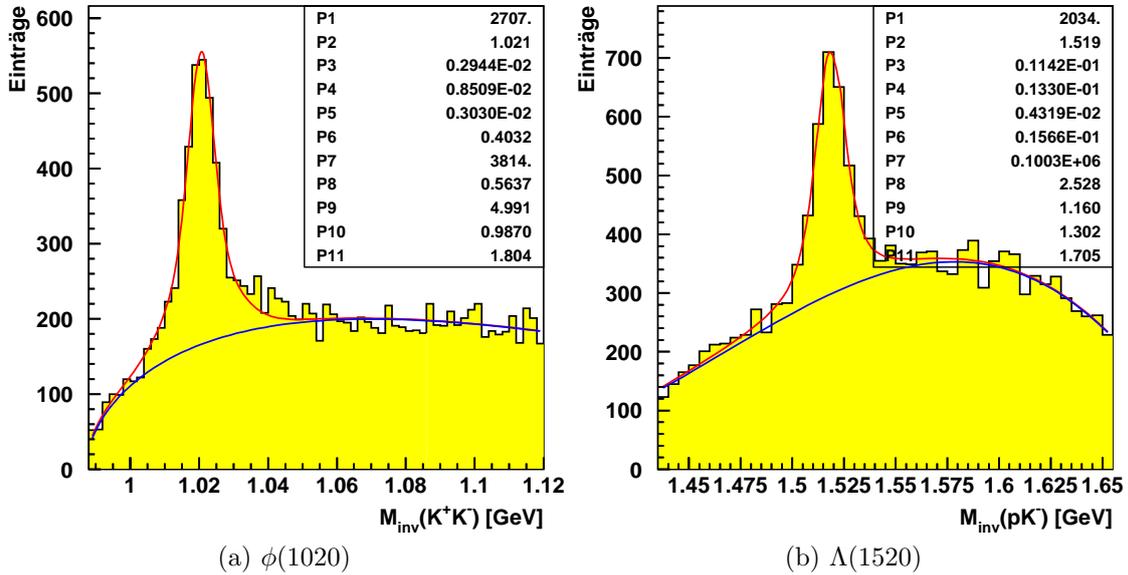


Abbildung 4.4: Die Summensignale des $\phi(1020)$ und des $\Lambda(1520)$ mit angepasstem (doppeltem) Voigtprofil. Die Parameter P7 bis P11 beschreiben die Untergrundfunktion nach 4.2. Die Parameter P1 bis P6 entsprechen den Größen (Signalgehalt, Masse, Γ , σ_1 , σ_2 , α) des doppelten Voigtprofils. α entspricht dabei dem Größenverhältnis der beiden Voigtfunktionen. Wegen der Korrelation der einzelnen Voigtfunktionen, wurden die Breiten Γ und der Signalgehalt zusammengefasst.

In Tabelle 4.3 sind die Ereigniszahlen nach den verschiedenen Datensätzen aufgeschlüsselt. Die Abweichung der Summe der Ereigniszahlen vom Summensignal ist verträglich mit dem Fehler, der aus der Anpassung resultiert.

Damit gelten etwa 0,03 ‰ der Rohdaten als identifizierte Ereignisse; das entspricht umgerechnet auf die summierten Strahlzeiten ungefähr 3 erkannten Ereignissen pro Stunde.

	Strahlzeit			Summensignal
	Jan. 1997	Apr. 1997	Feb. 1998	
$\phi(1020)$:	844	700	1318	2707
$\Lambda(1520)$:	690	650	1088	2034

Tabelle 4.3: Statistik der für das $\phi(1020)$ und $\Lambda(1520)$ bestimmten Ereigniszahlen.

In der nachfolgenden Analyse des $\phi(1020)$ und $\Lambda(1520)$ wurden zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte unter Berücksichtigung dieser geringen Ereigniszahlen die Photonenergie in vier und die Winkel in fünf Intervalle unterteilt. Damit verbleiben im Durchschnitt für jedes untersuchte Bin ca. 100 Ereignisse. In Kombination mit dem Signal–Untergrund–Verhältnis von eins ist ein relativ großer Fehler in den resultierenden Verteilungen zu erwarten.

Um den Fehler durch die Untergrundabtrennung abschätzen zu können und systematische Fehler bei der Bestimmung des Signalgehaltes zu vermindern, wurde jedes Intervall in drei verschiedenen Konfigurationen untersucht:

- $\phi(1020)$:
1. Die Breite der Bins in der invarianten K^+K^- -Masse betrug 2 MeV. Angepasst wurde ein Untergrund nach Gleichung 4.2 und ein Signal aus der Summe zweier Voigtfunktionen (Abb. 3.4(d)).
 2. Die Breite der Bins in der invarianten K^+K^- -Masse betrug 2 MeV. Der Untergrund wurde mit einem Polynom dritten Grades und das Signal mit der Responsefunktion⁵ des Detektors beschrieben.
 3. Die Breite der Bins in der invarianten K^+K^- -Masse betrug 8 MeV. Der Untergrund wurde nach Gleichung 4.2 parametrisiert und das Signal mit einem einfachen Voigtprofil beschrieben.
- $\Lambda(1520)$:
1. Die Breite der Bins in der invarianten pK^- -Masse betrug 5 MeV. Angepasst wurde ein Untergrund nach Gleichung 4.2 und ein Signal aus der Summe zweier Voigtfunktionen (Abb. 3.4(d)).
 2. Die Breite der Bins in der invarianten pK^- -Masse betrug 5 MeV. Der Untergrund wurde mit einem Polynom dritten Grades und das Signal mit der Responsefunktion des Detektors beschrieben.
 3. Die Breite der Bins in der invarianten pK^- -Masse betrug 20 MeV. Der Untergrund wurde nach Gleichung 4.2 parametrisiert und das Signal mit einem einfachen Voigtprofil beschrieben.

⁵ Als Responsefunktion bezeichnet man das rekonstruierte Signal aus der Detektorsimulation. Bei guter Kenntnis der Detektorauflösung und des Produktionsmechanismus der Reaktion entspricht dieses Signal dem gemessenen.

Das zu bestimmende Signal wurde aus dem Mittelwert der drei Verfahren gebildet. Das Maximum der drei zugehörigen Fehler wurde als der Fehler des resultierenden Signals gewählt. Der systematische Fehler ist abgeschätzt worden als die maximale Abweichung der einzelnen Ergebnisse vom Mittelwert. In den folgenden Abbildungen ist der systematische Fehler durch die farbig hinterlegten Flächen dargestellt.

4.3 Analyse des $\phi(1020)$

Die bereits vorliegenden Daten anderer Experimente bei höheren Energien (Kap. 1.3) legen für die Photoproduktion des $\phi(1020)$ einen diffraktiven Mechanismus nahe. Es ist von Interesse zu klären, ob dieser Mechanismus auch in Schwellennähe zu beobachten ist. Bei diesem Experiment wurde der Photonenergiebereich von der Schwelle $E_\gamma=1,57$ GeV ($s=3,83$ GeV²) bis $E_\gamma=2,65$ GeV ($s=5,85$ GeV²) in vier Intervallen unterteilt. Das Verzweungsverhältnis des Zerfalls in den K^+K^- -Endzustand beträgt 49,2 % [39].

4.3.1 Die Impulsübertragsverteilung.

Eine deutliche Signatur eines diffraktiven Prozesses ist der exponentielle Verlauf der Impulsübertragsverteilung t . Dieser Verlauf ergibt sich aus dem einfachen Modell der Streuung einer Welle an einem scheibenförmigen Objekt, dessen Dichteverteilung in radialer Richtung einer Gaußfunktion entspricht.

Um die Analyse hinsichtlich des Impulsübertrags durchzuführen, bedarf es einiger Korrekturen, die sich aus der Kinematik ergeben. Der Impulsübertrag (die Mandelstamvariable t) ist definiert als die Änderung des 4er-Impulses des Protons $\mathbf{p}_p \rightarrow \mathbf{p}_{p'}$.

Der kinematisch erlaubte Bereich für diesen Impulsübertrag ist abhängig von der Photonenergie, wie aus Abbildung 4.6(a) hervorgeht. Die gewählten Energieintervalle sind in dieser Abbildung ebenfalls eingetragen. Unterteilt man die Energieintervalle weiterhin in senkrechte Schnitte, so folgt die Verteilung der Ereigniszahlen entlang des Schnittes von t_{min} bis t_{max} einer Exponentialfunktion (simuliert wurden in diesem Fall Ereignisse der Verteilung $\sim e^{-2t}$). Das anschließende Analyseverfahren integriert diese Ereigniszahlen in einem Energieintervall derart, daß alle senkrechten Schnitte eines Energieintervalles bildlich übereinanderlegt werden.

Trägt man die Impulsübertragsverteilung der tatsächlich generierten Ereignisse gegen die Photonenergie auf, so resultiert insbesondere im ersten Intervall aufgrund der dort starken Energieabhängigkeit von t_{min} ein von der Exponentialfunktion abweichender Verlauf. Das wird durch die Darstellung aus Abbildung 4.6(b), in der die Ereigniszahl gegen $t_{min} - t$ aufgetragen ist, vermieden⁶.

Betrachtet man den Akzeptanzverlauf aus Abbildung 4.7, so fällt ein starker Abfall zu kleinen t auf. Dieser Verlauf in der Akzeptanzfunktion führt zusammen mit der exponentiell generierten Verteilung zu einer falschen Mittelung der Ereignisse bei der Akzeptanzbestimmung. Die einfache Mittelung berücksichtigt hier nicht mehr den exponentiellen Charakter der generierten Daten, sondern ergibt sich nun aus der Faltung der Akzeptanzfunktion mit der Exponentialfunktion. Die ermittel-

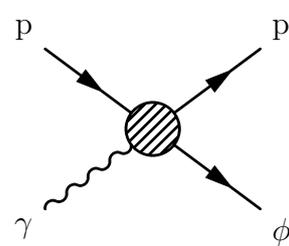
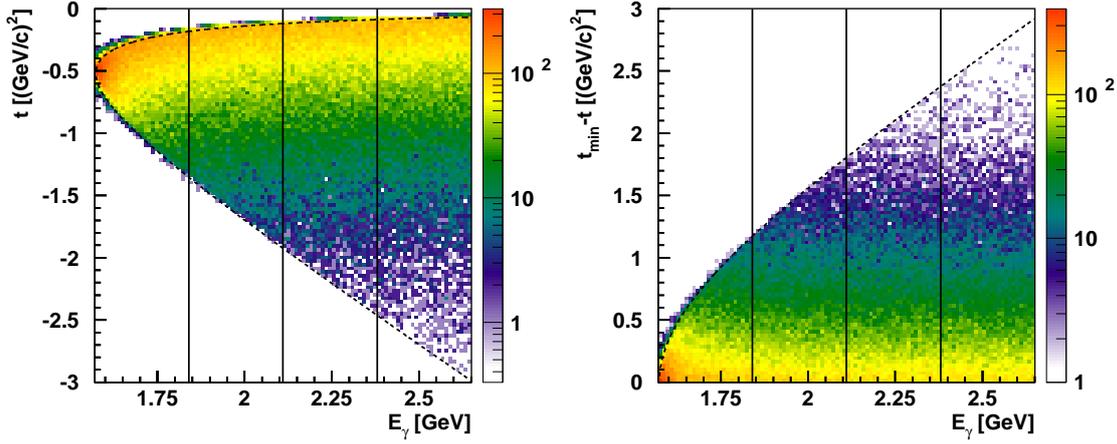


Abbildung 4.5: Skizze zum Impulsübertrag.

⁶ Im weiteren wird die Differenz $t_{min} - t$ mit t bezeichnet.



(a) Minimaler und maximaler Impulsübertrag in Abhängigkeit der Photonenergie.

(b) Darstellung der Impulsübertragsverteilung als Differenz $t_{\min} - t$.

Abbildung 4.6: *Kinematisch erlaubter Bereich der Impulsübertragsverteilung bei der $\phi(1020)$ -Produktion, dargestellt anhand simulierter Daten. Die gestrichelte Linie gibt die theoretische Grenze für die zentrale Φ -Masse an. Die senkrechten Striche markieren die in der Analyse gewählten Energieintervalle.*

ten Akzeptanzen sind damit zu groß und verfälschen das Ergebnis.

Um diesen Effekt auszugleichen, wurde zur Bestimmung der Akzeptanzen in den ersten t -Bins eine feinere Unterteilung gewählt (Abb. 4.8). In dieser Darstellung ist die Abhängigkeit der Akzeptanz von t gut zu sehen. Eine so durchgeführte, mit der Exponentialfunktion gewichtete Mittelung zeigt eine deutliche Abweichung von der ebenfalls eingezeichneten ursprünglichen Akzeptanz. Die Abweichungen betragen zwischen 10 % und 30 %.

Die kinematischen Grenzen des Impulsübertrags erfordern eine weitere Korrektur zur Bestimmung ihres exponentiellen Verlaufs. Da der maximale Impulsübertrag sich innerhalb des untersuchten Bereichs $(0 (\text{GeV}/c)^2 \leq t \leq 1 (\text{GeV}/c)^2)$ ändert, ergibt sich aus der Betrachtung der über diesen Bereich integrierten Ereignisse eine andere Steigung als die, die ihr zugrundeliegender Mechanismus erzeugt hat. Dieser Effekt gilt aufgrund des dynamischen Bereichs von t_{\max} nur für das erste Energieintervall, da in der Analyse wegen der geringen Statistik nur Werte für $t < 1,2 (\text{GeV}/c)^2$ zur Steigungsberechnung berücksichtigt werden.

Da der Verlauf von t_{\max} als Funktion der Photonenergie nicht linear ist, resultiert aus der Integration im ersten Intervall kein reiner exponentieller Abfall. Im Rahmen der vorhandenen Fehler ist es jedoch dennoch möglich, eine solche Funktion an die Daten anzupassen und daraus Rückschlüsse auf den Zusammenhang zwischen produzierter und rekonstruierter Steigung zu ziehen. Dazu wurden mehrere unterschiedliche exponentielle Verteilungen in t generiert (Abb. 4.9).

In Abbildung 4.9(e) ist nun die generierte gegen die rekonstruierte Steigung aufgetragen. Augenscheinlich existiert zwischen beiden Größen ein linearer Zusammenhang, der in der Form $\text{slope}_{in} = 1,3 + 1,1 \cdot \text{slope}_{out}$ parametrisiert werden kann.

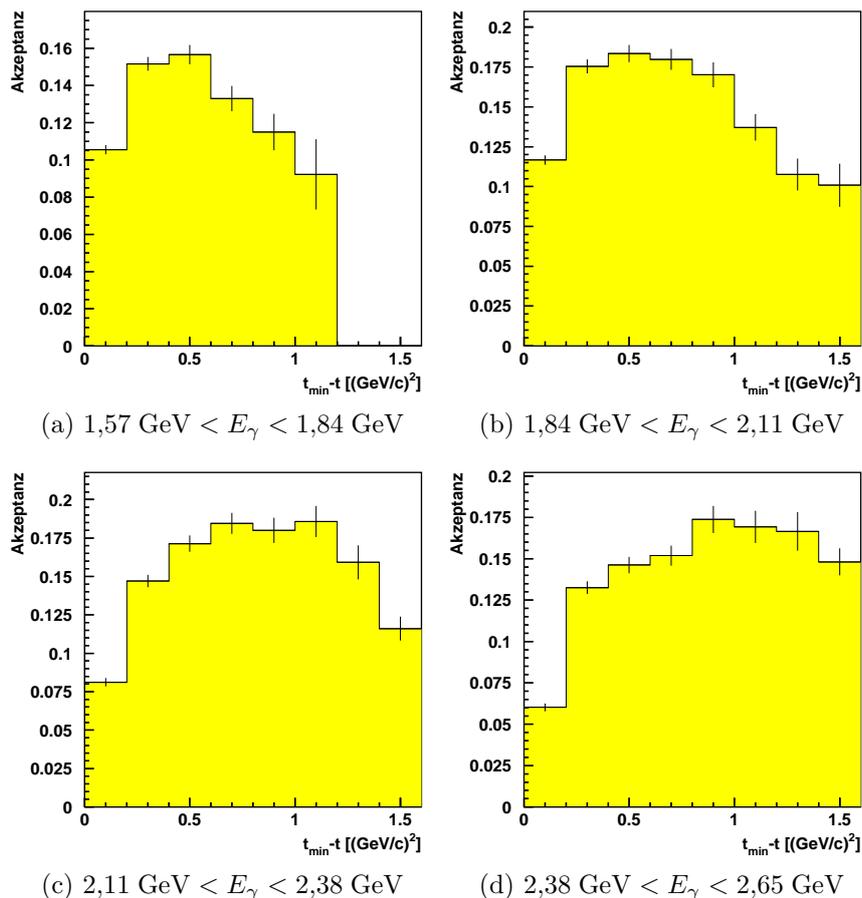


Abbildung 4.7: Akzeptanz zur Impulsübertragsverteilung des $\phi(1020)$ in vier Energieintervallen.

Mit dieser Korrekturfunktion wurde im ersten Energieintervall aus der gemessenen (slope_{out}) die physikalische (slope_{in}) Steigung errechnet.

Die Ergebnisse für die Impulsübertragsabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts sind in Abbildung 4.14 dargestellt. Aufgetragen wurde der Wirkungsquerschnitt in einer logarithmischen Skala gegen den Impulsübertrag $t_{\min} - t$. Die Breite der Intervalle in t beträgt $0,2 \text{ (GeV/c)}^2$ und der messbare Bereich des Impulsübertrag verläuft von 0 bis $1,6 \text{ (GeV/c)}^2$. Im letzten Intervall ($1,4$ bis $1,6 \text{ (GeV/c)}^2$) wurden alle Ereignisse mit einem Impulsübertrag größer $1,4 \text{ (GeV/c)}^2$ aufsummiert und auf die Intervallbreite normiert. Es zeigt sich, daß der impulsübertragsabhängige Wirkungsquerschnitt einen in allen Energieintervallen exponentiellen Verlauf aufweist. Damit ist ein diffraktiver Mechanismus der Photoproduktion des $\phi(1020)$ am Proton auch an der Schwelle wahrscheinlich.

Die Steigung liegt im ersten Energieintervall bei $1,44 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ und erhöht sich bis auf 2 (GeV/c)^{-2} im letzten Intervall. Sie liegt unter der bei anderen Experi-

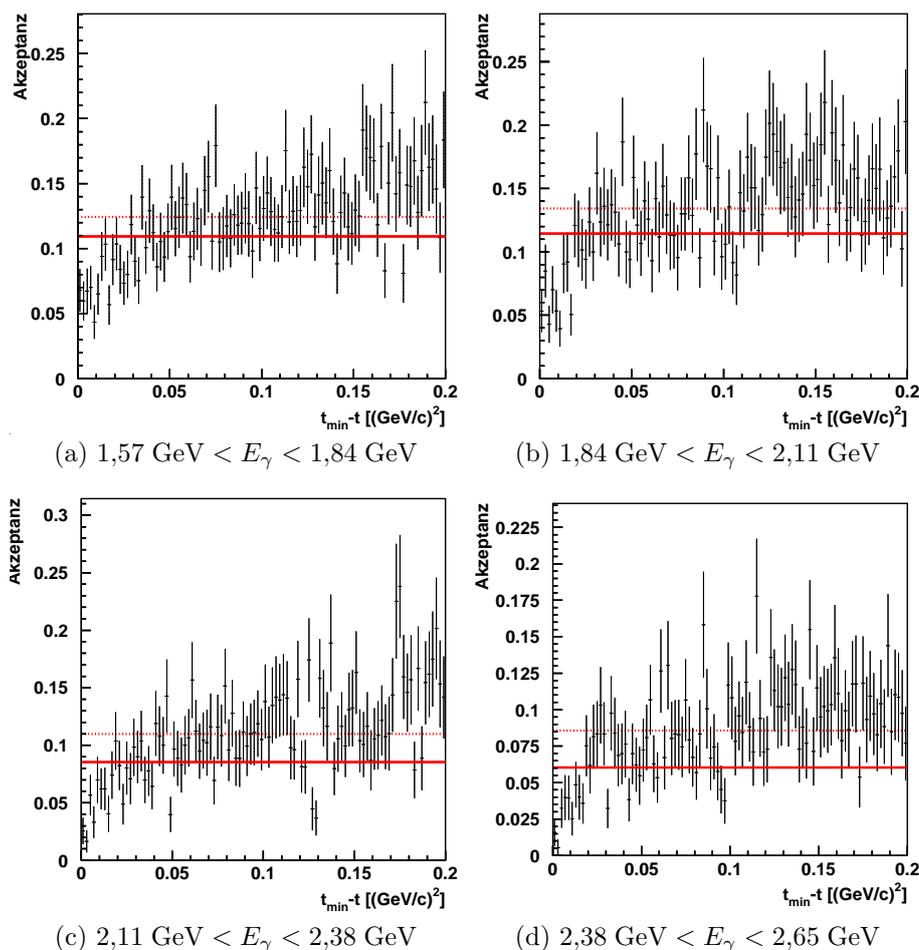


Abbildung 4.8: Der funktionale Verlauf der Akzeptanz im ersten Bin der t -Verteilung des $\phi(1020)$. Die gestrichelte Gerade zeigt den Mittelwert bei gleichgewichteter, die durchgezogene Gerade bei gewichteter Mittelwertbildung dar.

menten bei höheren Photonenergien gemessenen Steigungen. Somit stellt sich die Frage nach der Energieabhängigkeit.

Einen entsprechenden Zusammenhang liefert z.B. das Regge-Modell. In Abbildung 4.10 ist der bei SAPHIR gemessene Verlauf der Steigung gegen die Schwerpunktsenergie s aufgetragen. An die Daten wurde eine vom Regge-Modell erwartete Funktion der Form $f(s) = P1 + 2 \cdot P2 \cdot \ln(s/s_0)$ angepasst. Die Extrapolation dieser Kurve zu höheren Energien hin liefert im Vergleich zu anderen Experimenten (Abb. 4.11(a)) aus [30] systematisch kleinere Werte. Eine gleiche Darstellung aus [51] zeigt in Abbildung 4.11(b) hingegen Werte, deren Abweichungen zur hier gefundenen Parametrisierung nicht mehr so groß sind. Eine Aussage über die Gültigkeit des Modells kann daher, auch im Hinblick auf die gegebenen Fehler, hier nicht getroffen werden.

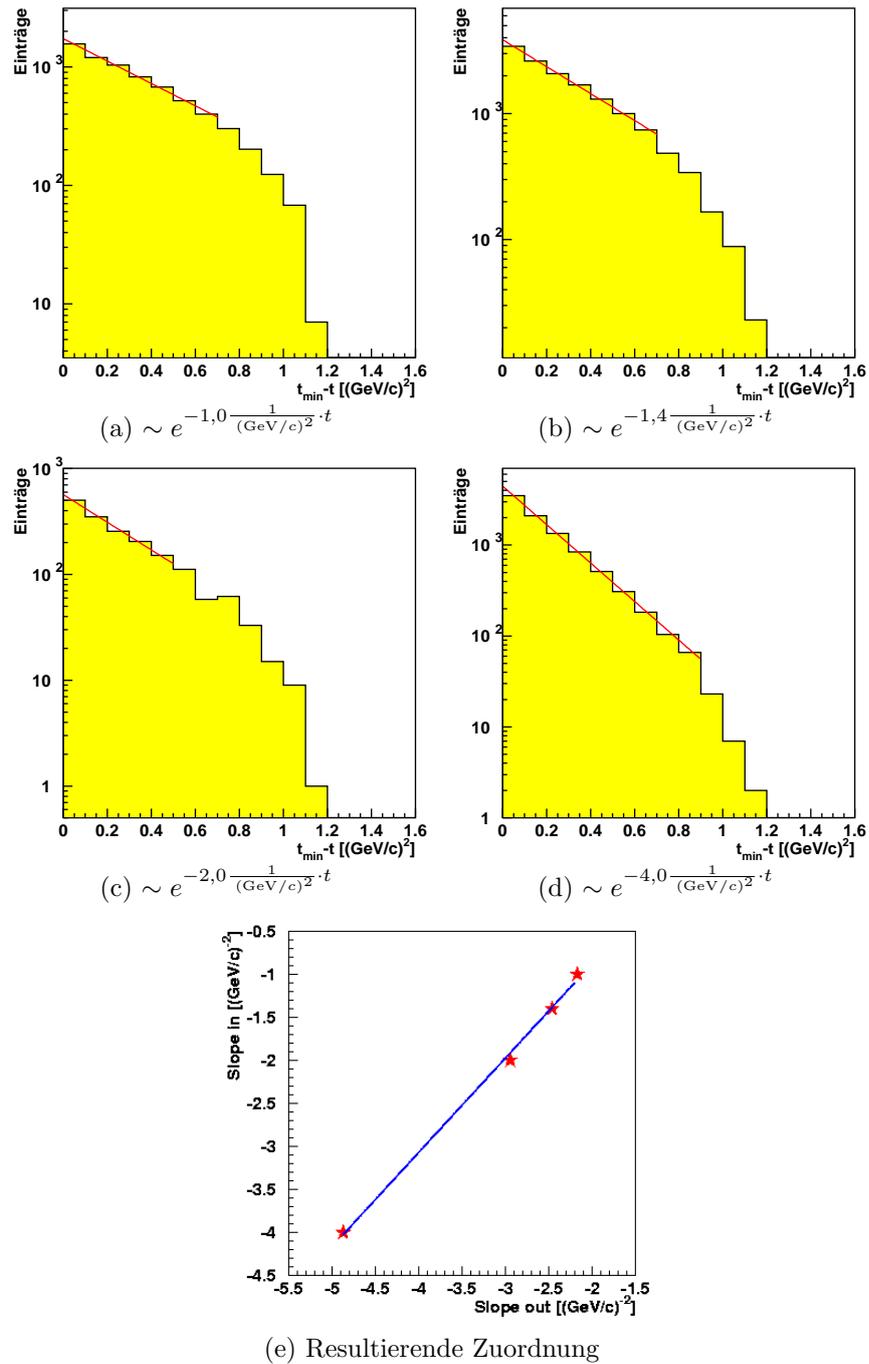


Abbildung 4.9: Simulation der Impulsübertragsverteilung im ersten Energieintervall ($1,57 \text{ GeV} < E_\gamma < 1,84 \text{ GeV}$) mit verschiedenen t -Abhängigkeiten. Dargestellt sind die generierten (nicht die rekonstruierten) Daten und die aus einer Anpassung bestimmte Steigung der Exponentialfunktion. Aus dem Vergleich von generierter zu rekonstruierter Steigung ergibt sich ein linearer Zusammenhang.

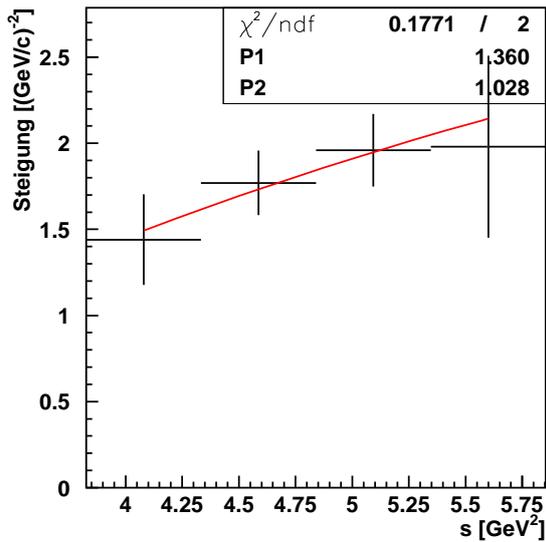
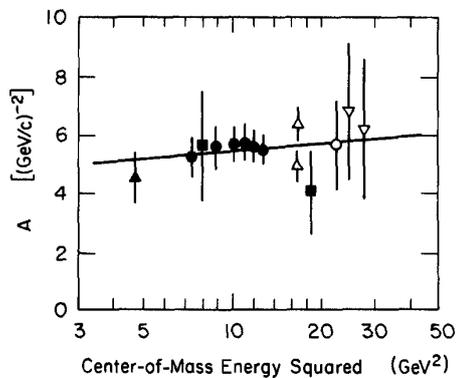
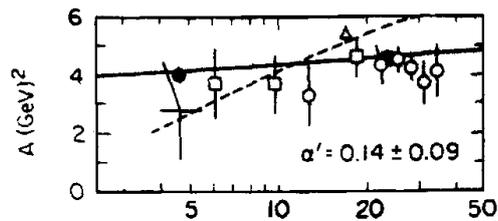


Abbildung 4.10: Aus (Abb. 4.14) entnommene Steigungen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie s . Angepasst wurde eine Funktion der Form: $f(s) = P1 + 2 \cdot P2 \cdot \ln(s/s_0)$



(a) Zusammenstellung aus [30].



(b) Zusammenstellung aus [51].

Abbildung 4.11: Vergleichsdaten zur Darstellung der Steigungen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie s aus (Abb. 4.10).

Im Regge-Modell korrespondiert die Steigung P2 der in Abbildung 4.10 angepassten Funktion mit der Steigung der Regge-Trajektorie [30]. Die Steigungen der Regge-Trajektorien im Chew-Frautschi-Plot liegen im Allgemeinen bei 1 (GeV/c)^{-2} , eine Ausnahme bildet die Pomeron-Trajektorie, die eine Steigung von $\sim 0,25 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ aufweist. Der hier gemessenen Wert von $P2 = 1,03 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ schliesst einen Produktionsmechanismus durch alleinigen Pomeron austausch aus.

Im Rahmen einer Modellrechnung von A. Titov [59] kann aus den vorliegenden Daten eine weitere Schlußfolgerung hinsichtlich des Strangeness-Gehalts des Nukleons gezogen werden. Diese führt bei einem möglichen $s\bar{s}$ -Gehalt des Protons zu einer gegenüber dem rein diffraktiven Produktionsmechanismus deutlich sichtbaren Signatur.

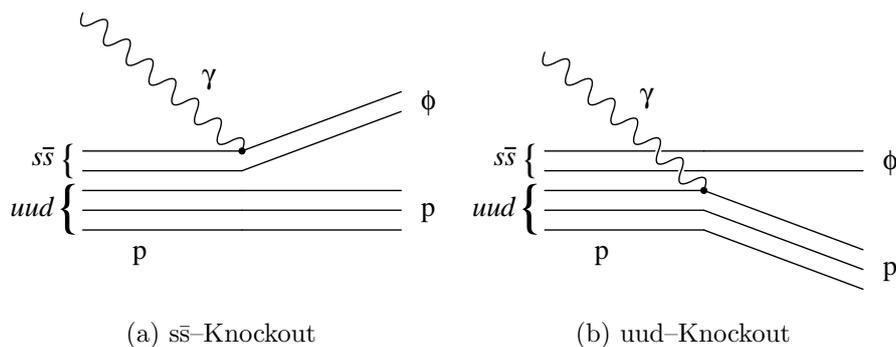


Abbildung 4.12: ϕ -Produktion am Proton unter Berücksichtigung eines $s\bar{s}$ -Gehalts des Protons

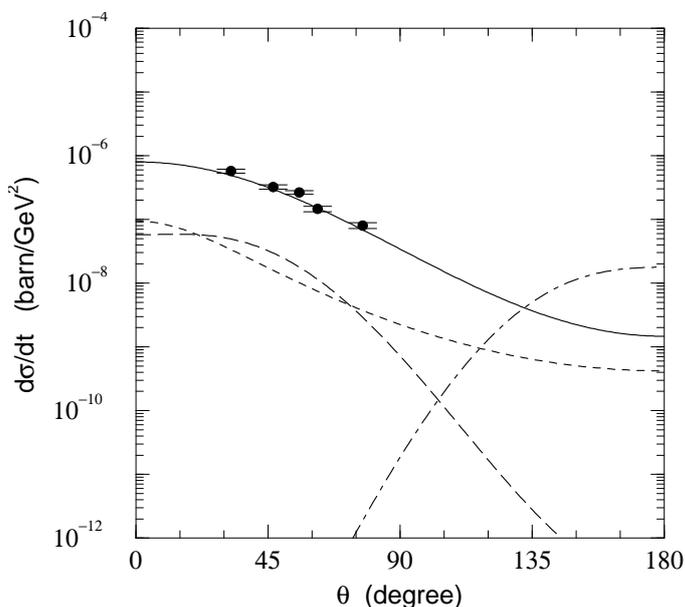


Abbildung 4.13: Winkelabhängige Beiträge zum differentiellen Wirkungsquerschnitt nach A. Titov. Die Datenpunkte entsprechen den Meßwerten von Besch [19]. Die durchgezogene Linie entspricht dem VDM-Modell, die (kurz-) gestrichelte dem OPE, die (lang-) gestrichelte dem $s\bar{s}$ -Knockout und die strichpunktierte dem uud -Knockout.

Gemäß Abbildung 4.13 sollte dabei der uud -Knockout durch einen um eine Größenordnung stärkeren differentiellen Wirkungsquerschnitt in Rückwärtsrichtung zutage treten. Eine solcher Beitrag wäre in den gemessenen Impulsübertragsverteilungen durch eine Abweichung vom exponentiellen Verlauf des Wirkungsquerschnitts bei hohen Impulsüberträgen sichtbar. Eine derartige Signatur konnte in den hier gemessenen Verteilungen (Abb. 4.14) nicht beobachtet werden.

Abschließend wurde aus den gemessenen Impulsübertragsverteilungen der totale Wirkungsquerschnitt der $\phi(1020)$ -Produktion als Funktion der Photonenergie berechnet. Die resultierende Anregungsfunktion ist in Abbildung 4.14(e) dargestellt. Sie passt sich in ihrem Verlauf den ebenfalls eingetragenen Ergebnissen der im 1. Kapitel beschriebenen Experimente an, bietet aber eine feinere Granularität im

Schwellenbereich. Auffällig ist der erst ansteigende und dann wieder abfallende Verlauf der Anregungsfunktion. Es ist zu klären, ob dies physikalischer Natur ist oder ein Artefakt der Analyse bleibt, das verträglich ist mit den angegebenen Fehlern.

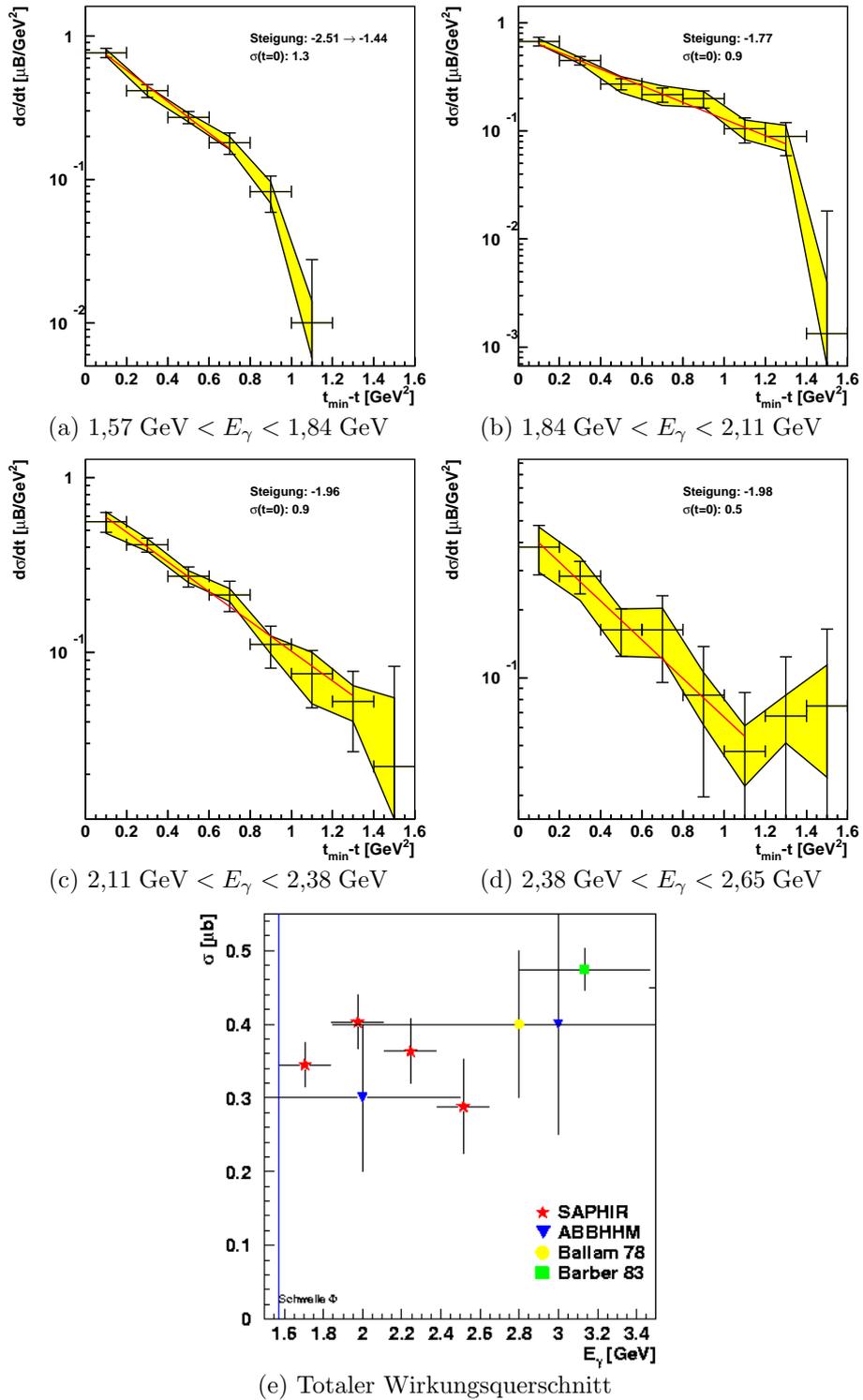


Abbildung 4.14: Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Impulsübertrag und totaler Wirkungsquerschnitt der $\phi(1020)$ -Photoproduktion.

4.3.2 Die Zerfallswinkelverteilung im Helizitätssystem.

Diffraktive Prozesse in der Photoproduktion scheinen in anderen Untersuchungen [51] mit der Erhaltung der s -Kanal-Helizität (SCHC [35]) assoziiert zu sein. Damit ist der Übergang der Helizität des Photons auf das Vektormeson gemeint, der sich im VDM⁷ zwangsläufig ergibt. Zur Untersuchung der s -Kanal-Helizitätserhaltung bietet es sich an, die Zerfallswinkelverteilung des Vektormesons in einem geeigneten Koordinatensystem zu untersuchen, so daß sich aus der Winkelverteilung darauf zurückschließen läßt.

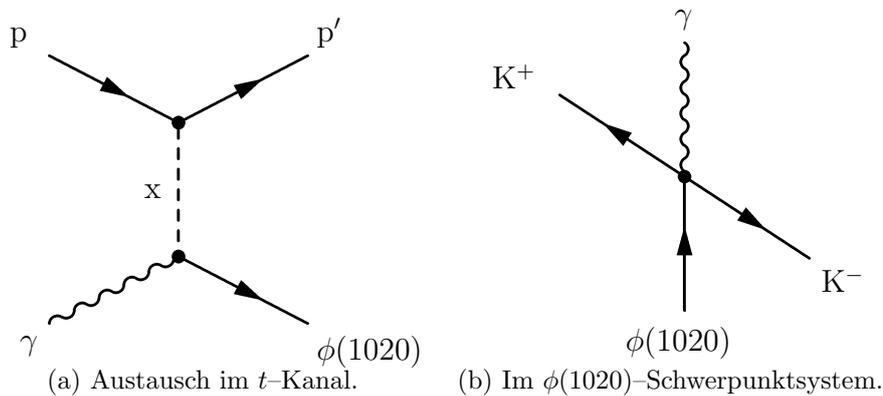


Abbildung 4.15: Skizze zur s -Kanal-Helizitätserhaltung im VDM.

Eine geeignete Darstellung ist das Helizitätssystem (H) [64]. Man betrachtet den Zerfall des Vektormesons in seinem Ruhesystem und hat als Quantisierungsachse die Flugrichtung des Vektormesons im Gesamtschwerpunktsystem (CM). Überträgt sich nun die Helizität des Photons ($J^P = 1^-$) auf das $\phi(1020)$, so muß sich der Spin auf die Winkelverteilung der Kaonen aus dem Zerfall des $\phi(1020)$ auswirken. Diese tragen selbst keinen Spin, und man erwartet eine Verteilung, die einer $\sin^2(\Theta)$ -Funktion entspricht [30, 57].

In Abbildung 4.16 sind die hier erhaltenen Winkelverteilungen dargestellt, an die jeweils eine Funktion der Form $f(\Theta) = P1 + P2 \cdot \sin^2(\Theta)$ angepasst wurde. Naturgemäß wächst aufgrund der Aufteilung der Ereignisse der statistische Fehler, so daß angesichts der Schwankungen und der geringen Zahl an Stützpunkten (5 Winkelintervalle) nur eine qualitative Beurteilung der Ergebnisse möglich ist.

Die Verteilungen passen sich gut in das erwartete Schema der $\sin^2(\Theta)$ -Verteilung ein. Damit liegt eine s -Kanal-Helizitätserhaltung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \phi(1020)$ auch an der Schwelle der Resonanz nahe.

Interessant ist in den ersten beiden Energieintervallen der hohe Anteil von Ereignissen unter großen Winkeln. Das ist in einem einzelnen Energieintervall zwar nicht signifikant, jedoch in seiner Systematik (gleiches Verhalten im 1. und 2. Energieintervall) auffallend.

⁷ Das Vektor-Dominanz-Modell geht davon aus, daß das Photon bezüglich der starken Wechselwirkung hauptsächlich in Form der Vektormesonen $\rho, \omega, \phi, \dots$ dissoziiert vorliegt.

Aus den Winkelverteilungen wurde anschließend der totale Wirkungsquerschnitt als Funktion der Photonenergie berechnet. Die in Abbildung 4.16(e) dargestellten Werte stimmen mit denen aus der Analyse der Impulsübertragsverteilungen im Rahmen der Fehler überein. Auch hier sind die ersten beiden Energieintervalle auffällig. Sie erscheinen hinsichtlich des weiteren Verlaufs des Wirkungsquerschnitts überhöht. Inwieweit diese Überhöhung zusammenhängt mit dem hohen Anteil an Ereignissen unter großen Winkeln, konnte nicht geklärt werden.

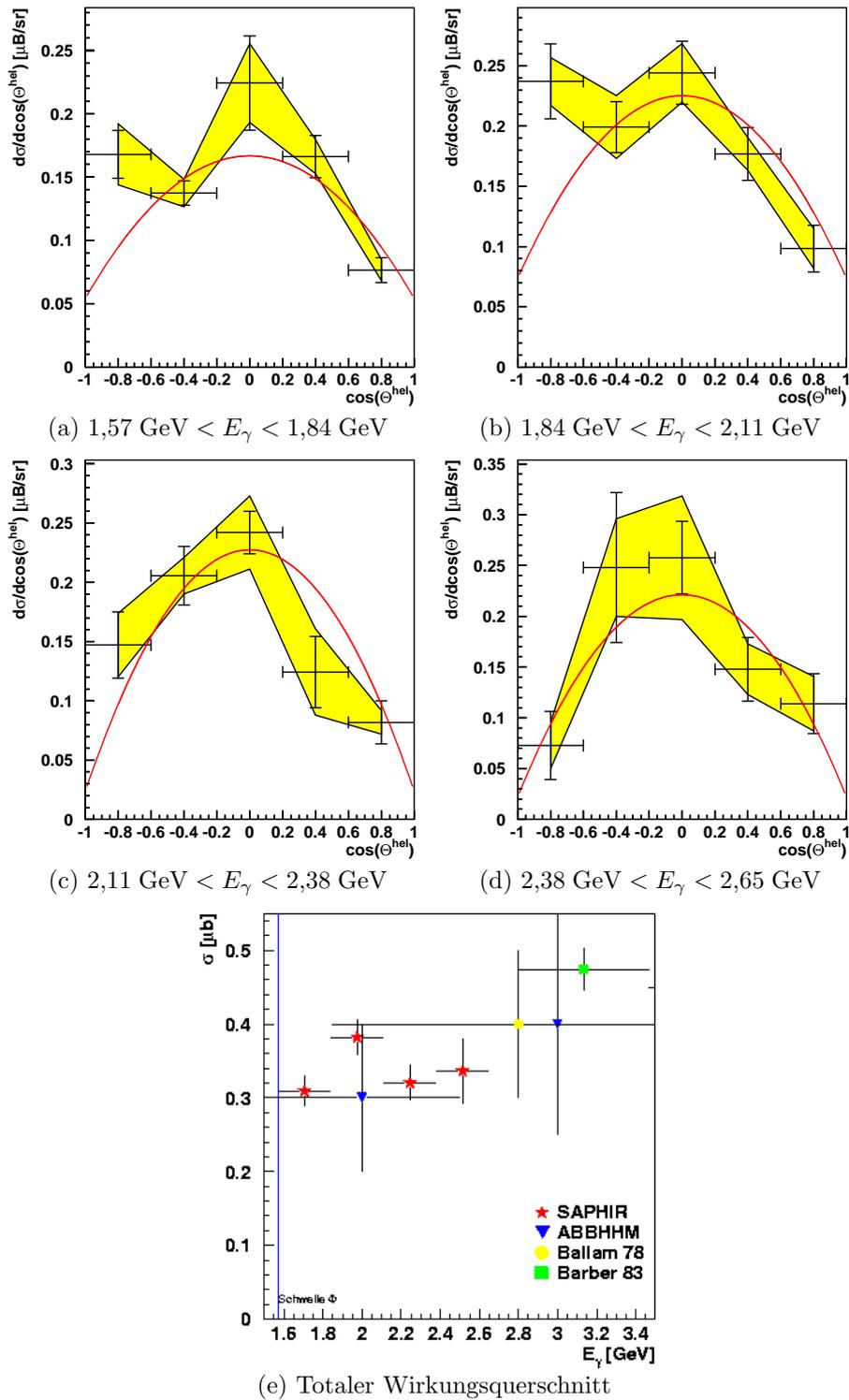


Abbildung 4.16: Winkelverteilung im Helizitätssystem und totaler Wirkungsquerschnitt des $\phi(1020)$.

4.3.3 Die Zerfallswinkelverteilung im Gottfried–Jackson–System.

Bisherige Experimente zur ϕ -Photoproduktion bei hohen Energien deuten auf einen Produktionsmechanismus durch Pomeron–Austausch hin [9, 12, 19]. Das Pomeron–Konstrukt beschreibt dabei einen Zustand mit den Quantenzahlen $J^P = 0^+$ und ist vermutlich auf den Austausch mehrerer Gluonen zurückzuführen.

Die Übertragung dieser Quantenzahlen ist gleichbedeutend mit der t -Kanal Helizitätserhaltung [30, 64].

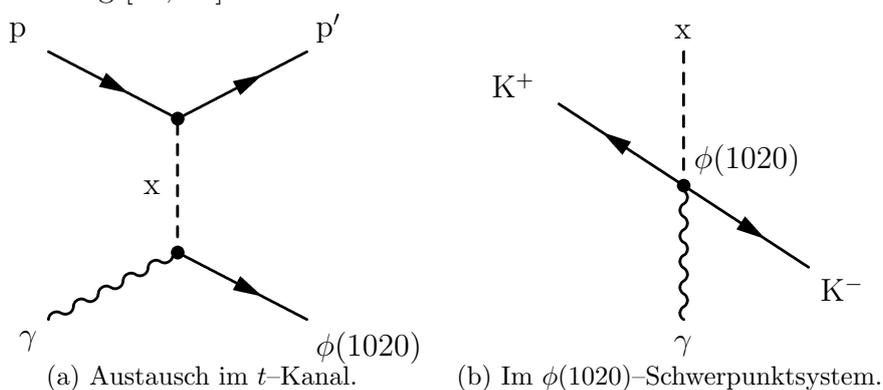


Abbildung 4.17: Skizze zur t -Kanal Helizitätserhaltung.

Das für das Problem zweckmäßige Koordinatensystem ist das Gottfried–Jackson–System (GJ). Auch hier begibt man sich in das Ruhesystem des ϕ , wählt als Quantisierungsachse jedoch die Richtung des einlaufenden Photons. Ein Produktionsmechanismus mit dem Austausch der oben genannten Quantenzahlen führt in diesem System zu einer $\sin^2(\Theta)$ -Verteilung.

Die in diesem System bestimmten Winkelverteilungen sind in Abbildung 4.18 dargestellt. Angepasst wurde wieder eine Funktion der Form $f(\Theta) = P_1 + P_2 \cdot \sin^2(\Theta)$. Hier zeigte sich nun, daß in dem ersten Energieintervall ein Verlauf entsprechend $\sin^2(\Theta)$ zu sehen ist⁸. In den verbleibenden Intervallen ist diese Funktion jedoch keine gute Beschreibung des Verlaufs. Damit erscheint für diesen Bereich ein Produktionsmechanismus mit alleinigem Pomeronenaustausch unwahrscheinlich.

Auch aus diesen Winkelverteilungen wurde der totale Wirkungsquerschnitt zur ϕ -Photoproduktion gebildet (Abb. 4.18(e)). Der Verlauf ist im Rahmen der Fehler verträglich mit den Ergebnissen der beiden vorherigen Analysen.

⁸ Dieser Befund zeigte sich schon in der von F.J. Klein durchgeführten vorläufigen Analyse der niederenergetischen Daten in [44].

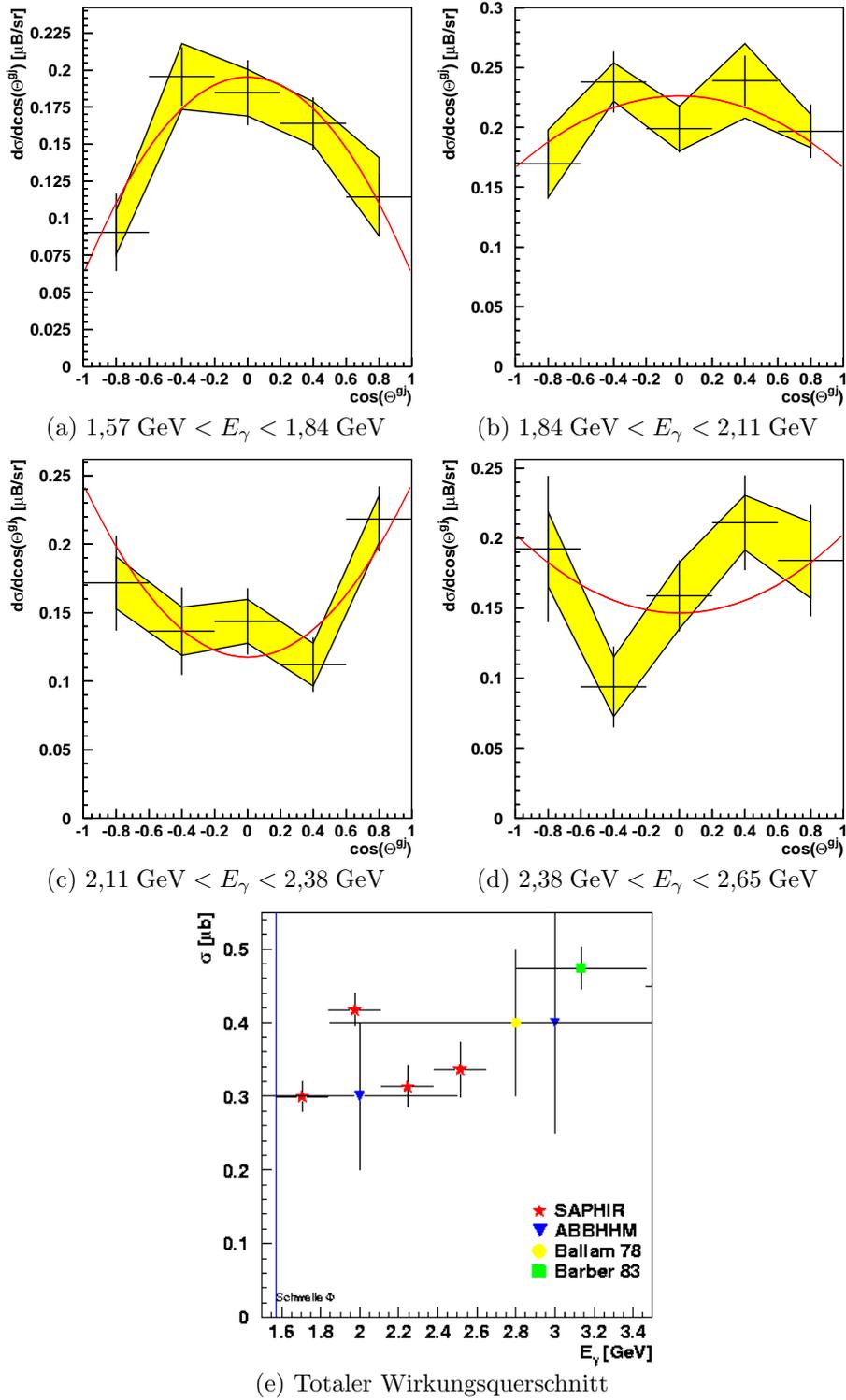


Abbildung 4.18: Winkelverteilung im Gottfried–Jackson–System und totaler Wirkungsquerschnitt des $\phi(1020)$.

4.4 Analyse des $\Lambda(1520)$

Im Gegensatz zum $\phi(1020)$ existieren zur Photoproduktion des $\Lambda(1520)$ in Schwellennähe bisher nur sehr wenige Daten. Eine detaillierte Analyse der $\Lambda(1520)$ Photoproduktion ist, wie in Abbildung 4.19(e) gezeigt, von der LAMP2-Kollaboration durchgeführt worden. Deren zugänglicher Bereich der Photonenergie liegt jedoch zwischen 2,8 GeV und 4,7 GeV und damit deutlich oberhalb der Schwellenenergie des $\Lambda(1520)$ ($E_\gamma=1,69$ GeV).

Differentielle Wirkungsquerschnitte sind in veröffentlichten Berichten nicht zu finden. Von der LAMP2-Kollaboration existiert nur eine unnormierte Winkelverteilung im weiter unten beschriebenen Gottfried-Jackson-System.

Die hier vorgestellten Ergebnisse sind damit die ersten Daten zur $\Lambda(1520)$ -Photoproduktion in Schwellennähe. Hierbei ist ein Photonenergiebereich von der Schwelle $E_\gamma = 1,69$ GeV ($s=4,05$ GeV²) bis zu $E_\gamma = 2,69$ GeV ($s=5,93$ GeV²) abgedeckt. Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls in den pK^- -Endzustand beträgt 22,5% [39]. Erste Winkelverteilungen sowohl zur Produktion als auch zum Zerfall wurden analysiert.

4.4.1 Die Produktionswinkelverteilung im Schwerpunktsystem.

Zur Analyse der Produktionswinkelverteilung wurde der Winkel des produzierten Hyperons im Gesamtschwerpunktsystem gegen die Richtung des Photons gemessen.

Die resultierenden Verteilungen sind in Abbildung 4.19 dargestellt. Demnach wird das $\Lambda(1520)$ bevorzugt in Richtung des Photons produziert. Da die Winkelverteilungen nicht den diffraktiven Prozessen eigenen exponentiellen Verlauf aufweist, ist ein solcher Produktionsmechanismus, wie etwa bei der $\phi(1020)$ -Produktion, nicht zu beobachten.

Die gefundene asymmetrische Winkelverteilung zeigt einen für einen einfachen t -Kanal Austausch typischen Verlauf; ein entsprechender Erzeugungsmechanismus über eine s -Kanal Resonanz hat hingegen eine symmetrische Winkelverteilung zur Folge.

Bei einer genaueren Betrachtung des ersten Energieintervalls beobachtet man unter großen Winkeln bis hin zu $\cos(\Theta) = 0,4$ eine praktisch konstante Winkelverteilung. Diese ist mit $0,4 \mu\text{barn/sr}$ etwa halb so hoch wie das Maximum in Vorwärtsrichtung.

Ein solcher symmetrischer Verlauf ist typisch für die Beteiligung von s -Kanal-Resonanzen am Produktionsmechanismus, was jedoch erst durch eine Phasenanalyse zu klären ist.

Aus den Winkelverteilungen wurde, wie auch beim $\phi(1020)$, der totale Wirkungsquerschnitt gebildet und in Abbildung 4.19(e) dargestellt. Zusätzlich sind die LAMP2-Daten eingetragen, die den weiteren Verlauf der Anregungsfunktion wiedergeben.

Die Ergebnisse der beiden Experimente sind im Rahmen ihrer Fehler zueinander kompatibel. Ob der überhöhte zweite Datenpunkt physikalische Ursachen hat oder ein experimentelles Artefakt ist, bleibt zu klären.

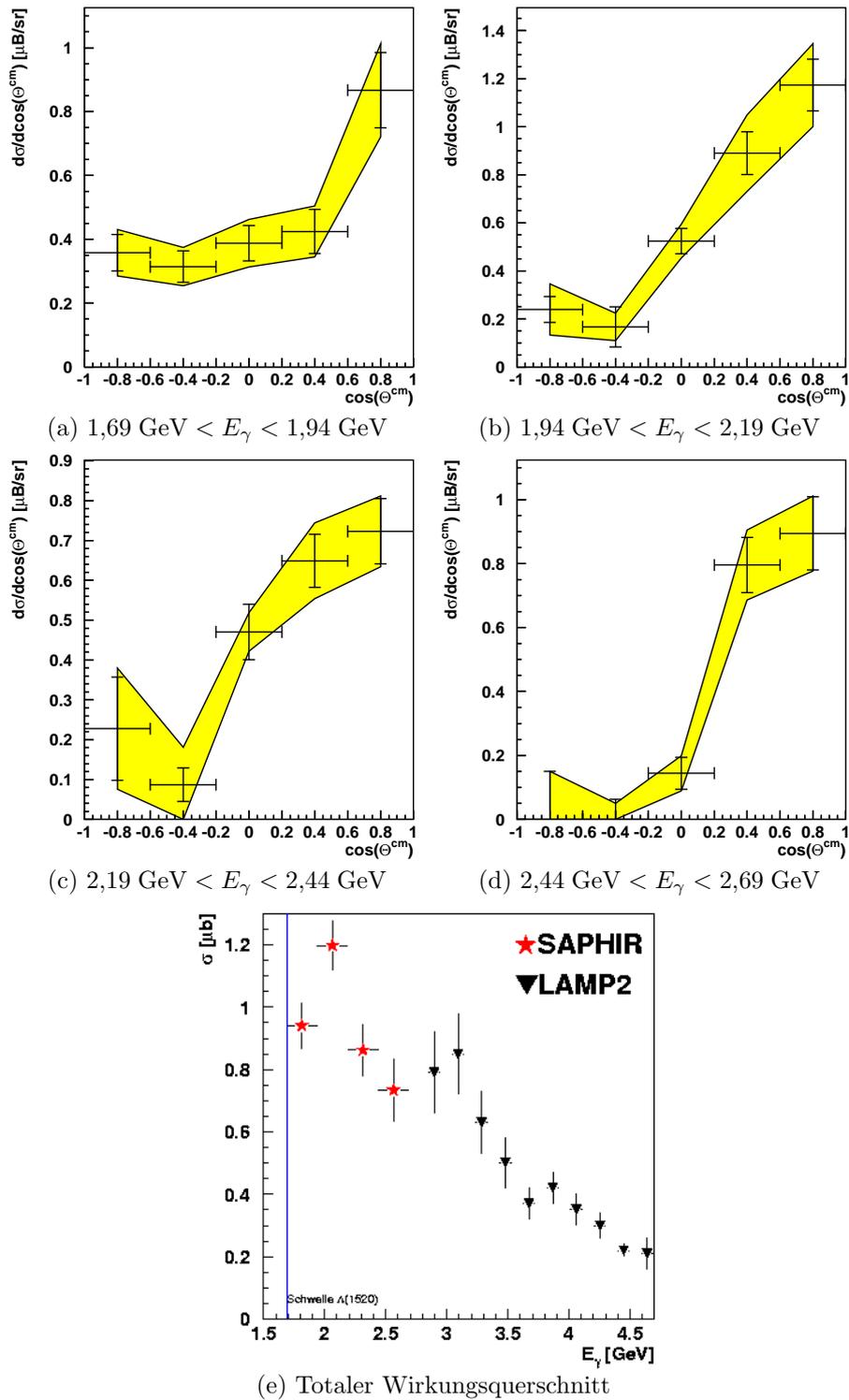


Abbildung 4.19: Winkelverteilung im CM-System und totaler Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion des $\Lambda(1520)$.

4.4.2 Die Zerfallswinkelverteilung im Gottfried–Jackson–System.

Das hier benutzte System ist eine direkte Übertragung des Gottfried–Jackson–Systems der $\phi(1020)$ – auf die $\Lambda(1520)$ –Produktion. Das bedeutet, daß der Zerfall des $\Lambda(1520)$ in seinem Ruhesystem betrachtet wird. Als Quantisierungsachse wurde die dem einlaufenden Proton entgegengesetzte Richtung definiert, und Θ beschreibt den dazu vom auslaufenden Proton gebildeten Winkel.

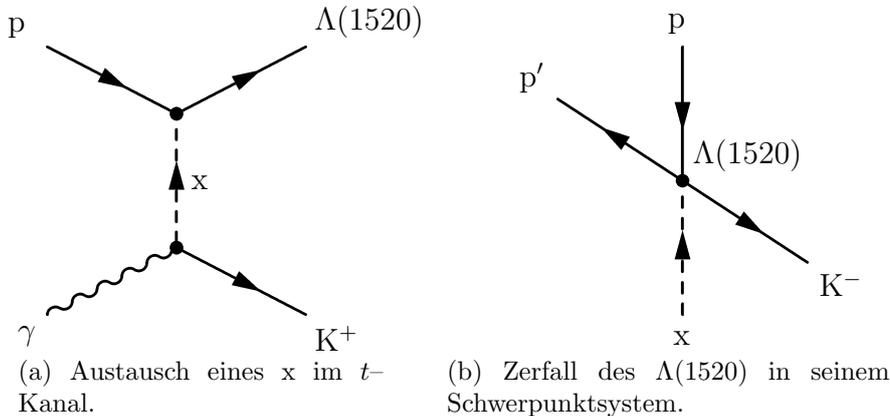


Abbildung 4.20: Skizze zum Beitrag über t -Kanal Austausch.

Auch hier treten die Eigenschaften des im t -Kanal ausgetauschten Teilchens zutage. Mit den bekannten Eigenschaften (Proton: $J^P = \frac{1}{2}^+$, K^\pm : $J^P = 0^-$, $\Lambda(1520)$: $J^P = \frac{3}{2}^-$) folgt für ein Austauscheteilchen mit $J=1$ eine Winkelverteilung der Form $\sin^2(\Theta)$. Bei einem $J = 0$ Teilchen wird eine Verteilung der Form $1 + 3 \cos^2(\Theta)$ erwartet.

Die in diesem System bestimmten Verteilungen sind in Abbildung 4.21 dargestellt. Angepasst wurde wieder eine Funktion $f(\Theta) = P_1 + P_2 \cdot \sin^2(\Theta)$.

Die ersten drei Winkelintervalle weisen auf eine deutliche Beteiligung eines $J=1$ Austauscheteilchens hin. Da auch Strangeness übertragen werden muß, handelt es sich dabei um ein K^* mit $J^P = 1^-$. Zum letzten Energieintervall kann eine entsprechende Aussage nicht getroffen werden.

Auch aus diesen Winkelverteilungen wurde ein totaler Wirkungsquerschnitt berechnet, der in Abbildung 4.21(e) dargestellt ist. Er weist eine gute Übereinstimmung mit dem Ergebnis aus der Produktionswinkelverteilung auf.

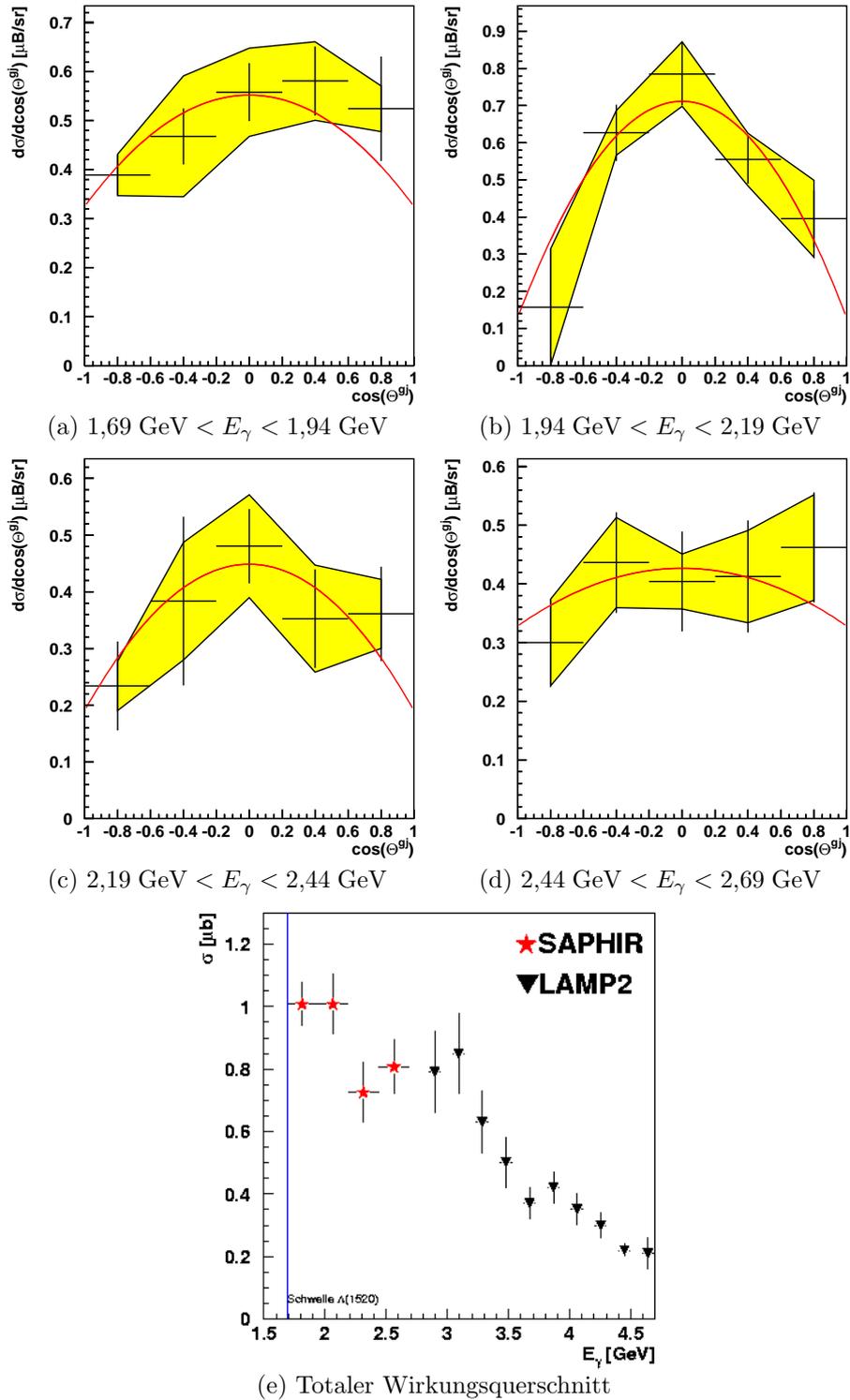


Abbildung 4.21: Winkelverteilung im Gottfried–Jackson–System und totaler Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion des $\Lambda(1520)$.

4.5 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Photoproduktion des $\phi(1020)$ und des $\Lambda(1520)$ an Protonen in Schwellennähe untersucht. Die Daten wurden mit der 4π -Spektrometeranlage SAPHIR am Bonner Beschleuniger ELSA aufgenommen. Dazu wurde aus den drei ergiebigsten Strahlzeiten (Jan. 97, Apr. 97 und Feb. 98), die bei der gleichen Primärstrahlenergie von 2,8 GeV durchgeführt wurden, der für beide Teilchen dominante Endzustand pK^+K^- untersucht. Da eine gute Pion-Kaon Trennung mit der Flugzeitmeßanlage nicht möglich war, wurde dieser Endzustand mit Hilfe eines kinematischen Fits der gemessenen Impulse herausgearbeitet.

Eine besondere Schwierigkeit dieser Analyse war das unzureichende Verständnis der Akzeptanz der zentralen Driftkammer. Untersuchungen zum Beitrag der mittleren freien Weglänge der ionisierenden Teilchen wurden durchgeführt und erbrachten keine ausreichende Erklärung des Akzeptanzverlustes. Eine vorläufige Untersuchung des Beitrags der Deltaelektronen zu diesem Verlust wurde mit der Driftkammersimulation GARFIELD erarbeitet, eine Abschätzung zeigt einen signifikanten Beitrag. In Kombination mit der erstmalig durchgeführten Simulation der Ort-Driftzeitbeziehung und deren Abweichung von der bei SAPHIR rekonstruierten ODB ist ein deutlich besseres Verständnis der Signalentstehung in der Driftkammer zu erwarten.

Da diese Untersuchungen noch nicht abgeschlossen sind, wurden die erzielten Ergebnisse in der Analyse der Photoproduktion des $\phi(1020)$ und $\Lambda(1520)$ in einer relativen Normierung auf den Gesamtwirkungsquerschnitt des Endzustandes von drei geladenen Teilchen berechnet.

Von den zugrundeliegenden 100 mio. aufgezeichneten Ereignissen, in denen etwa 5 mio. hadronische Ereignisse mit gemeinsamen Vertex im Target enthalten sind, wurden ca. 30 000 als pK^+K^- -Endzustand identifiziert. Aus diesen angereicherten Daten konnten über die invariante Masse der jeweiligen Zerfallsteilchen 2700 Ereignisse dem $\phi(1020)$ und 2000 Ereignisse dem $\Lambda(1520)$ zugeordnet werden.

Für das $\phi(1020)$ wurden in 4 Energie- und 5 Winkelintervallen die differentiellen Wirkungsquerschnitte zur Zerfallswinkelverteilung im Helizitätssystem und bezüglich des Impulsübertrags auf das Proton ermittelt. Die Ergebnisse weisen auf s -Kanal-Helizitätserhaltung (SCHC) und einen diffraktiven Produktionsmechanismus hin. Die Impulsübertragsverteilungen zeigen einen exponentiellen Verlauf mit einer Steigung von $1,4 (\text{GeV}/c)^{-2}$ bis $2 (\text{GeV}/c)^{-2}$, was unter den Ergebnissen anderer Experimente bei höheren Photonenergien liegt.

Eine Betrachtung der Zerfallswinkelverteilung im Gottfried-Jackson-System läßt eine Erklärung der Produktion durch alleinigen Pomeronaustausch nicht zu. Dem entspricht auch die Abhängigkeit der Steigung der Impulsübertragsverteilungen von der Schwerpunktsenergie.

Die zugehörigen totalen Wirkungsquerschnitte als Funktion der Photonenergie liegen bei $0,3 \mu\text{barn}$ bis $0,4 \mu\text{barn}$ und damit im Bereich der Ergebnisse anderer

Experimente.

Das $\Lambda(1520)$ konnte in dieser Analyse erstmalig im Schwellenbereich untersucht werden. Die Analyse erfolgte auch hier in 4 Energie- und 5 Winkelintervallen. Untersucht wurde die Produktionswinkelverteilung im Gesamtschwerpunktsystem sowie die Zerfallswinkelverteilung im Gottfried–Jackson–System. Die Ergebnisse zeigen einen zugrundeliegenden K^* –Austausch im t –Kanal.

Die zugehörigen totalen Wirkungsquerschnitte liegen zwischen $0,8 \mu\text{barn}$ und $1,0 \mu\text{barn}$. Die Daten der LAMP2–Kollaboration schließen sich an.

A Anhang

Die zur Bestimmung des Signalgehalts geeignete Form entsprach in der Analyse des $\phi(1020)$ und $\Lambda(1520)$ dem Voigtprofil. Das ist die Faltung eines Breit-Wigner- und eines Gaussanteils mit vergleichbaren Breiten (Γ bzw σ). Da die Voigtfunktion im eigentlichen Sinne nicht analytisch lösbar ist, wurde eine Parametrisierung über die komplexe Fehlerfunktion benutzt. Eine entsprechende Darstellung ist in der CERN-Datenbank (CERNLIB) zu finden, die wie folgt implementiert wurde:

```
real function voigtfunktion(inhalt,masse,gamma,sigma,x)

real cerf
external cerf
real inhalt,masse,gamma,sigma,my_x,my_y,x
complex z
vector par(4)
  my_x=(x-masse)/sigma/sqrt(2.0)
  my_y=gamma*sigma*sqrt(masse)/sqrt(2.)
  z=cplx(my_x,my_y)
  voigtfunktion=my_y*sqrt(3.141592656)*real(cerf(z))
end

c% Function to evaluate complex error function for any
c% z = x + i*y. This uses Hui's rational approximation.
c% Real part is Voigt function, imaginary part is dispersion
c% (ie., complex index of refraction). Works for both scalars
c% and vectors. Have not yet made function applicable to whole
c% z-plane.
c% by D. Holmgren, July 23 95.
real function cerf(z)
complex z,zh
complex a0,a1,a2,a3,a4,a5
complex b0,b1,b2,b3,b4,b5

c% function f = cerf(z)
c% coefficients of rational approximation...
parameter (a0 = (37.24429446739879,0.0))
parameter (a1 = (57.90331938807185,0.0))
parameter (a2 = (43.16280063072749,0.0))
parameter (a3 = (18.64649990312317,0.0))
parameter (a4 = (4.67506018267650,0.0))
```

```

parameter (a5 = (0.56418958297228,0.0))
parameter (b0 = (37.2442945086,0.0))
parameter (b1 = (99.9290005933,0.0))
parameter (b2 = (118.6763981260,0.0))
parameter (b3 = (80.6459493922,0.0))
parameter (b4 = (33.5501020941,0.0))
parameter (b5 = (8.2863279156,0.0))
c% evaluate complex error function...
x = real(z)
y = aimag(z)
zh = cmplx(y,-x)
cerf((((a5*zh+a4)*zh+a3)*zh+a2)*zh+a1)*zh+a0)/
&      (((((zh+b5)*zh+b4)*zh+b3)*zh+b2)*zh+b1)*zh+b0)
end

function wwerf(z)
implicit double precision (a-h,o-z)
integer n
complex wwerf,z,zh,r(37),s,t,v
parameter (z1 = 1, hf = z1/2, z10 = 10)
parameter (c1 = 74/z10, c2 = 83/z10, c3 = z10/32, c4 = 16/z10)
parameter (c = 1.12837916709551257d0, p = (2*c4)**33)
double precision greal,gimag,xarg,yarg
complex zarg,gconjg,gcmplx
x=z
y=aimag(z)
xa=abs(x)
ya=abs(y)
if(ya .lt. c1 .and. xa .lt. c2) then
zh=cmplx(ya+c4,xa)
r(37)=0
do 1 n = 36,1,-1
t=zh+n*conjg(r(n+1))
1 r(n)=hf*t/(real(t)**2+aimag(t)**2)
xl=p
s=0
do 2 n = 33,1,-1
xl=c3*xl
2 s=r(n)*(s+xl)
v=c*s
else
zh=cmplx(ya,xa)
r(1)=0
do 3 n = 9,1,-1
t=zh+n*conjg(r(1))
3 r(1)=hf*t/(real(t)**2+aimag(t)**2)
v=c*r(1)
endif
if(ya .eq. 0) v=cmplx(exp(-xa**2),dble(aimag(v)))

```

```
if(y .lt. 0) then
  v=2*exp(-cplx(xa,ya)**2)-v
  if(x .gt. 0) v=conjg(v)
else
  if(x .lt. 0) v=conjg(v)
end if
wwerf=v
return
end
```

```
function cwerf(z)
complex cwerf,z
complex wwerf,w
external wwerf
  w=z
  cwerf=wwerf(w)
end
```


Abbildungsverzeichnis

1.1	Das Baryon- und Mesonoktett	3
1.2	Einige fundamentale Feynmandiagramme der elektromagnetischen, der schwachen und der starken Kraft.	5
1.3	Laufende Kopplungskonstanten	6
1.4	Invariante Masse des K^+K^- - und des $K^0\bar{K}^0$ -Systems, totaler Wirkungsquerschnitt, Winkelverteilung und Impulsübertragsverteilung des $\phi(1020)$ in der Photonproduktion gemessen von der ABBHHM-Kollaboration.	11
1.5	Missing-Mass in der Bilanz des Eingangszustands und des gemessenen Protons sowie Impulsübertragsverteilung des $\phi(1020)$ in der Photoproduktion gemessen von R. Anderson et al. am SLAC.	11
1.6	Invariante Masse des K^+K^- -Systems, totaler Wirkungsquerschnitt, Zerfallswinkelverteilung und Impulsübertragsverteilung der $\phi(1020)$ -Photoproduktion gemessen am SLAC.	12
1.7	$\phi(1020)$ -Photoproduktion von Besch et al. (Bonn) bei $E_\gamma = 2$ GeV unter 5 Produktionswinkeln.	14
1.8	Impulsübertragsverteilung der $\phi(1020)$ -Photoproduktion und Zerfallswinkelverteilung im Helizitätssystem gemessen am Elektronensynchrotron DESY.	15
1.9	Totaler Wirkungsquerschnitt und Impulsübertragsverteilung in der $\phi(1020)$ -Photoproduktion, gemessen von der LAMP2-Kollaboration (Daresbury).	16
1.10	Invariante Masse des pK^- , Zerfallswinkelverteilung im Gottfried-Jackson-System und Impulsübertragsverteilung in der $\Lambda(1520)$ -Photoproduktion, gemessen von der LAMP2-Kollaboration (Daresbury).	17
1.11	Mögliche Mechanismen der Photoproduktion des $\phi(1020)$	19
1.12	Mögliche Mechanismen zur Photoproduktion des $\Lambda(1520)$	19
2.1	Der Beschleuniger ELSA	20
2.2	Skizze des SAPHIR-Detektors	23
2.3	Skizze des Taggingssystems	25
2.4	Typisches Taggerspektrum	26
2.5	Flußspektrum	28

2.6	Magnetfeldmessung Februar 1998	29
2.7	Magnetfeldmessung 1998 (vergrößerter Ausschnitt)	31
2.8	Die Flugzeitmeßanlage in der Perspektive des Elektronenstrahls. Die Maßangaben sind in mm.	32
2.9	Massenbestimmung über die Flugzeitmeßanlage.	34
2.10	ToF–Offsetbestimmung mit TOFU.	35
2.11	Design der CDC in der Aufsicht.	38
2.12	Eigenschaften einer elementaren CDC–Driftzelle.	39
2.13	Driftzeitspektrum einer Driftzelle der CDC.	40
2.14	Eine mit GARFIELD simulierte Spur in einer CDC–Driftzelle. . . .	41
2.15	Vergleich der Ort–Driftzeit Beziehung der CDC–Driftzellen.	43
2.16	Die Sagitta.	44
2.17	Bestimmung der Eichparameter für Impuls und Energie.	46
3.2	Typisches Ereignis im Eventdisplay.	50
3.3	Typische χ^2 –Probabilitätsverteilungen.	52
3.4	Simuliertes $\phi(1020)$, beschrieben mit verschiedenen Fitfunktionen. .	53
3.5	Verkippte Spur.	57
3.6	Doppelansprecher in der CDC.	57
3.7	Mittlere freie Weglänge der ionisierenden Teilchen.	58
3.8	Mittlere freie Weglänge in Abhängigkeit der Teilchengeschwindigkeit β	59
3.9	Deltaelektronen bei der Spursimulation	61
3.10	Einfluß der Deltaelektronen bei der Driftzeitsimulation	62
3.11	Phänomenologisch ermittelter, exponentieller Verlauf des Deltaelektronenanteils.	62
3.12	Einfluß der Deltaelektronen bei verschiedenen β	63
3.13	Aufschlüsselung der Akzeptanzbeiträge.	64
3.14	Trefferverteilung der Kaonen in der ToF–Anlage.	65
3.15	Simulierte Abhängigkeit von der Photonenergie bei der $\phi(1020)$ –Photoproduktion.	69
3.16	Simulierte Impulsübertragsverteilung auf das Proton bei der $\phi(1020)$ –Photoproduktion.	69
3.17	Simulierte Zerfallswinkelverteilung des $\phi(1020)$ im Helizitätssystem bei der $\phi(1020)$ –Photoproduktion.	70
3.18	Simulierte Abhängigkeit von der Photonenergie bei der $\Lambda(1520)$ –Photoproduktion.	70
3.19	Simulierte Produktionswinkelverteilung des $\Lambda(1520)$ im Schwerpunktsystem bei der $\Lambda(1520)$ –Photoproduktion.	71
3.20	Simulierte Zerfallswinkelverteilung des $\Lambda(1520)$ im Helizitätssystem bei der $\Lambda(1520)$ –Photoproduktion.	71
4.1	Pullverteilung für das Simulationsmodell der Doppelansprecher. . .	75

4.2	Pullverteilung für das Simulationsmodell der mittleren freien Weglänge.	76
4.3	Invariante Massen der Systeme pK^- und K^+K^-	78
4.4	Die Summensignale des $\phi(1020)$ und des $\Lambda(1520)$ mit angepasstem (doppelten) Voigtprofil.	79
4.5	Skizze zum Impulsübertrag.	82
4.6	Kinematisch erlaubter Bereich der Impulsübertragsverteilung bei der $\phi(1020)$ -Produktion.	83
4.7	Akzeptanz zur Impulsübertragsverteilung des $\phi(1020)$ in vier Energieintervallen.	84
4.8	Der funktionale Verlauf der Akzeptanz im ersten Bin der t -Verteilung des $\phi(1020)$	85
4.9	Impulsübertragsverteilung des $\phi(1020)$	86
4.10	Aus Abb. 4.14 entnommene Steigungen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie s . Angepasst wurde eine Funktion der Form: $f(s) = P1 + 2 \cdot P2 \cdot \ln(s/s_0)$	87
4.11	Vergleichsdaten zur Darstellung der Steigungen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie s aus Abb. 4.10.	87
4.12	ϕ -Produktion am Proton unter Berücksichtigung eines $s\bar{s}$ -Gehalts des Protons	88
4.13	Winkelabhängige Beiträge zum differentiellen Wirkungsquerschnitt nach A. Titov.	88
4.14	Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Impulsübertrag und totaler Wirkungsquerschnitt der $\phi(1020)$ -Photoproduktion.	90
4.15	Skizze zur s -Kanal-Helizitätserhaltung im VDM.	91
4.16	Winkelverteilung im Helizitätssystem und totaler Wirkungsquerschnitt des $\phi(1020)$	93
4.17	Skizze zur t -Kanal Helizitätserhaltung.	94
4.18	Winkelverteilung im Gottfried-Jackson-System und totaler Wirkungsquerschnitt des $\phi(1020)$	95
4.19	Winkelverteilung im CM-System und totaler Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion des $\Lambda(1520)$	98
4.20	Skizze zum Beitrag über t -Kanal Austausch.	99
4.21	Winkelverteilung im Gottfried-Jackson-System und totaler Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion des $\Lambda(1520)$	100

Tabellenverzeichnis

1.1	Die fundamentalen Kräfte	4
1.2	Die Elementarteilchen	7
1.3	Einige Beschleuniger für Mittelenergieexperimente	8
1.4	Eigenschaften der geladenen Kaonen	9
1.5	Eigenschaften des $\phi(1020)$ und des $\Lambda(1520)$	9
2.1	Statistik über den Photonenfluß.	28
2.2	Konfiguration der TOF-Anlage	33
2.3	Eichparameter für Energie und Impuls der verschiedenen Meßperioden	46
3.1	Häufigkeit der Doppelansprecher	66
4.1	Statistik der ausgewerteten Strahlzeiten.	72
4.2	Datenbasis mit angereicherten kaonischen Ereignisse.	78
4.3	Statistik der für das $\phi(1020)$ und $\Lambda(1520)$ bestimmten Ereigniszahlen.	80

Literaturverzeichnis

- [1] ABBHHM COLLABORATION: Photoproduction of Meson and Baryon Resonances at Energies up to 5.8 GeV. In: *Phys. Rev.* 175 (1968), Nr. 5, S. 1669
- [2] AHHM COLLABORATION: Study of Photoproduction on Hydrogen in a Streamer Chamber with tagged Photons for $1.6 \text{ GeV} < E_\gamma < 6.3 \text{ GeV}$. In: *Nuclear Physics* B108 (1976), S. 45
- [3] ALEXANDER, G. ; ET AL.: In: *PRL* 9 (1962), S. 460
- [4] ANDERSON, R. ; ET AL.: Neutral-Boson Photoproduction on Hydrogen at high Energies. In: *Phys. Rev. D* 1 (1970), S. 27
- [5] ANISOVICH, A. V. ; THOMA, U.: Rescattering effects in ϕ Photoproduction. (2000)
- [6] ANTON, G. ; ET AL.: ELSA, ein neuer Beschleuniger der Mittelenergiephysik. In: *Bonn-IR-87-30 ISSN-0172-8741* (1987)
- [7] BALLAM, J. ; ET AL.: Bubble-Chamber study of Photoproduction by 2.8 and 4.7 GeV Polarized Photons. In: *Phys. Rev.* D5 (1972), S. 545
- [8] BALLAM, J. ; ET AL.: Vector-Meson production by polarized Photons at 2.8, 4.7 and 9.3 GeV. In: *Phys. Rev.* D7 (1973), S. 3150
- [9] BARBER, D.P. ; ET AL.: Forward and wide angle elastic ϕ -Meson Photoproduction on Hydrogen between 2.8 and 4.8 GeV. In: *Phys. Let.* 79B (1978), S. 150
- [10] BARBER, D.P. ; ET AL.: A large aperture Spectrometer for the study of multi-body Photoproduction in the incident Energy range 1-5 GeV. In: *Nuclear Instruments and Methods* 155 (1978), S. 353
- [11] BARBER, D.P. ; ET AL.: Strangeness exchange in the Photoproduction of $K^+ \Lambda(1520)$ between 2.8 and 4.8 GeV. In: *Zeitschrift f. Physik C Particles and Fields* 7 (1980), S. 17

- [12] BARBER, D.P. ; ET AL.: A study of elastic Photoproduction of low Mass K^+ K^- pairs from Hydrogen in the Energy range 2.8 - 4.8 GeV. In: *Zeitschrift f. Physik C Particles and Fields* 12 (1982), S. 1
- [13] BARLOW, R.J.: *Statistics: a guide to the use of statistical methods in the physical sciences*. 1. Edition. West Sussex, England : John Wiley & Sons, 1989
- [14] BARNES, V.E. ; ET AL.: In: *PRL* 12 (1964), S. 204
- [15] BARTH, Jens, Universität Bonn, Dissertation in Vorbereitung, 2001
- [16] BEHREND, H.-J. ; ET AL.: Elastic and inelastic ϕ Photoproduction. In: *Nucl. Phys.* B144 (1978), S. 22
- [17] BENNINGHOVEN, Ulrike: *Aufbau und Test eines Čerenkov-Detektors in Blei-Mineralöl-Sandwich Bauweise als Veto-zähler*, Universität Bonn, Staatsexamensarbeit, 1995. – Physikalisches Institut
- [18] BERTANZA ; ET AL.: In: *PRL* 9 (1962), S. 180
- [19] BESCH, H.J. ; ET AL.: Photoproduction of ϕ Mesons on Protons at 2.0 GeV. In: *Nucl. Phys.* B70 (1974), S. 257
- [20] BETHE: In: *Phys. Rev.* 70 (1946), S. 821
- [21] BOCKHORST, Michael: *Prototyp-Entwicklung eines modularen Aerogel-Schwellen-Čerenkov-Detektors mit hoher Granularität für die Suche nach dem H-Dibaryon am SAPHIR-Experiment*, Universität Bonn, Dissertation, 1996. – BONN-IR-96-12
- [22] BOCKHORST, Michael: *Szintillationszähler, Laufzeitmessung und das Laufzeit-zähler-System des SAPHIR-Detektors*. 1998. – Interner Bericht 1/1998
- [23] BRANDT, Siegmund: *Datenanalyse: mit statistischen Methoden und Computerprogrammen*. 3. Auflage. BI-Wissenschaftsverlag, 1992
- [24] BRAUN, Wolfgang: *Aufbau und Test eines neuen Laserkalibrationssystems für die Flugzeitmeßanlage am SAPHIR-Detektor*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 1996. – BONN-IB-95-46
- [25] BRUN, R. ; CARENA, F. ; HANSROUL, M. ; LASSALLE, J.C. ; G.MISURI: *ZBOOK User Guide and Reference Manual*. CERN Application Software Group
- [26] BURGWINKEL, Ralph: *Aufbau, Test und Eichung des hochauflösenden Tagging-Systems TOPAS II am Bonner SAPHIR-Detektor*, Universität Bonn, Dissertation, 1996. – BONN-IR-96-02

-
- [27] CERN DATA HANDLING DIVISION: *GEANT – user guide and reference manual*. Geneva, Switzerland: CERN, 1983
- [28] CERN DATA HANDLING DIVISION: *PAW – Physics Analysis Workstation*. Geneva, Switzerland: CERN, 1995
- [29] CHAFFEE, R.B.: A users guide for SAGE / Stanford Linear Accelerator Center. California, (USA), (No. 195). – Computation Group Technical Memo
- [30] DONNACHI, A. ; SHAW, G.: *Electromagnetic Interactions of Hadrons Vol. 1*. New York and London : Plenum Press, 1978
- [31] ERWIN, A.R. ; HOYER, G. A.: In: *PRL* 9 (1962), S. 34
- [32] FERRO-LUZZI, M. ; ET AL.: In: *PRL* 8 (1962), S. 28
- [33] GELL-MANN, M.: In: *Phys. Rev.* 92 (1953), S. 883
- [34] GELL-MANN, M. ; NE'EMAN, Y.: The Eightfold Way. In: *New York: Benjamin* (1964)
- [35] GILMAN, F. ; PUMPLIN, J. ; SCHWIMMER, A. ; STODOLSKY, L.: In: *Phys. Rev. Letter* 31 B (1970), S. 387
- [36] GLANDER, Karl-Heinz, Universität Bonn, Dissertation in Vorbereitung, 2001
- [37] GREWE, Stefan: *Spurerkennung und Auflösung der Rechts-Links Ambiguitäten in der zentralen Driftkammer des SAPHIR-Detektors*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 1989. – BONN-IR-89-20
- [38] GRIFFITHS, D.: *Einführung in die Elementarteilchenphysik*. 1. Auflage. Berlin : Akademie Verlag, 1996
- [39] GROOM, D.E. ; ET AL.: Review of Particle Physics. In: *The European Physical Journal* C15 (2000), S. 1
- [40] GROUP, CERN Application S.: *HBOOK Reference Manual*. Geneva, (CH): CERN, 1995
- [41] HANNAPPEL, Jürgen: *Erste Messung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \omega(783)$ bis zu Werten von $|t| = 1 \text{ GeV}^2$ mit dem SAPHIR-Detektor*, Universität Bonn, Dissertation, 1996. – BONN-IR-97-15
- [42] HONSCHIED, Klaus: *Einfluß eines inhomogenen Magnetfeldes auf die Meßgenauigkeit der zentralen Driftkammer des SAPHIR-Detektors*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 1984. – BONN-IB-84-29
- [43] ISGUR, N. ; KARL, G.: In: *Phys. Rev.* D19 (1979), S. 2653

- [44] KLEIN, Franz J.: *Untersuchungen zur Photoproduktion von Vektormesonen mit dem SAPHIR-Detektor*, Universität Bonn, Dissertation, 1996. – BONN-IR-96-08
- [45] KORN, Peter: *Spurerkennung in der zentralen Driftkammer des SAPHIR Detektors an ELSA und erste Rekonstruktion realer Spuren*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 1991. – BONN-IR-91-3
- [46] LEO, W.R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. 2nd Edition. New York, Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 1994
- [47] LEPRINCE-RINGUET, L.: In: *J. Phys. Radium* (Sér 8) 7 (1946), S. 66
- [48] LINDEMANN, Ludger: *Erste Messung der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ mit SAPHIR an ELSA*, Universität Bonn, Dissertation, 1993. – BONN-IR-93-26
- [49] LINK, Jürgen: *Untersuchung der Photoproduktion von η' -Mesonen mit dem SAPHIR-Detektor*, Universität Bonn, Dissertation, 2001
- [50] MARSHAKS, R.E.: *Conceptual foundations of modern particle physics*. Singapur: World Scientific, 1993
- [51] MOFFEIT, K.C.: Diffractive Processes. In: *Proceedings of the 6th Int. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies* Amsterdam, North-Holland (1974), S. 313
- [52] NEUERBURG, Walter: *Untersuchung zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\gamma d \rightarrow p n \pi^+ \pi^-$ und $\gamma d \rightarrow d \pi^+ \pi^-$* , Universität Bonn, Dissertation, 1999. – BONN-IR-99-06
- [53] NISHIJIMA, K. ; NAKANO, T.: In: *Prog. Theor. Phys.* 10 (1953), S. 581
- [54] PEE, Harald van, Universität Bonn, Dissertation in Vorbereitung, 2001
- [55] PEE, Harald van. *persönliche Mitteilung*. 2001
- [56] ROCHESTER, G.D.: In: *Nature* 160 (1947), S. 855
- [57] SCHILLING, K. ; SEYBOTH, P. ; WOLF, G.: On the analysis of Vector-Meson production by polarized Photons. In: *Nucl. Phys.* B15 (1970), S. 397
- [58] STRUCZINSKI, W.: Study of Photoproduction on Hydrogen in a Streamer-chamber with tagged Photons for $1.6 \text{ GeV} < E_\gamma < 6.3 \text{ GeV}$. In: *Nucl. Phys.* B108 (1976), S. 45
- [59] TITOV, A.I. ; ET AL.: Photoproduction of ϕ Mesons from the Proton: Polarization Observables and Strangeness in the Nucleon. In: *Phys. Rev.* C58 (1998), S. 2429

-
- [60] VEENHOF, Rob: GARFIELD (ver. 7.0), Simulation of gaseous detectors / CERN. Geneva, (CH), (Vol. XXXV, 1). – CERN-CNL-2000-001
- [61] WIEGERS, Bert: *Relative Kalibrierung des Elektromagnetischen Schauerszählers bei SAPHIR*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 1996
- [62] WISSKIRCHEN, Jürgen: *Photoproduktion von ω -Mesonen von der Erzeugungsschwelle bis zu einer Photoenergie von 2.6 GeV mit dem SAPHIR-Detektor*, Universität Bonn, Dissertation, 1999. – BONN-IR-99-21
- [63] WITTMACK, Karsten: *Entwicklung, Bau und Test eines VME-Moduls zur Auslese des SAPHIR-Taggingssystems*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 1995. – Institut für Strahlen- und Kernphysik
- [64] WOLF, G.: Photoproduction of Vector Mesons. In: *Springer tracks in modern Physics* 59 (1970), S. 77