

Interner Bericht
DESY F35-73/1
Mai 1973

Rückstoßpolarisation bei K^+ Λ -Photoproduktion bei 5 GeV

von

Gerhard Vogel

DESY - Bibliothek
16. JULI 1973

Rückstoßpolarisation bei $K^+\Lambda$ -Photoproduktion bei 5 GeV

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Gerhard Vogel
aus Kaltenborn

Genehmigt vom Fachbereich Physik der Universität Hamburg
auf Antrag von Professor Dr.E.Lohrmann

Hamburg, den 24. Januar 1973

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen
eines Experiments, das von der Gruppe F 35 am
Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY durchgeführt wurde.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Meßprinzip der Λ -Polarisation	3
2.1 Identifikation der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$	5
2.2 Festlegung der Parameter	9
3. Experimenteller Aufbau	11
3.1 γ -Strahl	11
3.1.1 Intensitätsmessung des γ -Strahls	11
3.1.2 Energiedefinition des γ -Strahls	12
3.2 Experimente-Target	14
3.3 Magnetspektrometer	15
3.3.1 Optische Eigenschaften, Auflösungsvermögen und Akzeptanz des Spektrometers	15
3.3.2 Festlegung der Reaktionsebene	21
3.3.2.1 Justierung der Spektrometerebene gegen den γ -Strahl	22
3.3.2.2 Justierung der Strahlhöhe	23
3.4 Zählersystem im Spektrometer	24
3.5 Zählersystem des Rückstoßarms	26
3.6 Schnelle Elektronik	33
3.6.1 Schnelle Elektronik Spektrometer	33
3.6.2 Schnelle Elektronik Rückstoßarm	35
4. Aufnahme der Daten	37
4.1 Aufgaben des Rechners	37
4.2 Ablauf der Messung und Datennahme	37
5. Datenreduktion und systematische Fehler	41
5.1 Ablauf des Auswerteprogramms, Monte-Carlo- Rechnungen	41
5.2 Untergrund in den Flugzeitspektren, Totzeitverluste	45
5.3 Pionenanteil im Rückstoßarm	47

	Seite
5.4 Einfluss des Σ^0 -Anteils auf die Λ -Asymmetrie	50
5.5 Leertargetbeitrag	53
5.6 Asymmetrie der Apparatur durch Justierfehler	53
5.7 Systematischer Fehler durch unterschiedliches Ansprechvermögen der Rückstosszähler	55
5.8 Verluste im Rückstosshodoskop	57
5.9 Analysatorstärke der Apparatur	58
6. Ergebnis der Messungen	62
6.1 Helizitätsamplituden und Polarisationsgrössen für $K^+\Lambda$ -Photoproduktion	62
6.2 Vergleich der gemessenen Λ -Polarisation mit den Voraussagen von Reggemodellen	66
6.3 Vergleich mit hadronisch induzierten Reaktionen	72
Zusammenfassung	
Literaturverzeichnis	
Danksagung	

1. Einleitung

Während bei der Pionphotoproduktion einige Experimente vorliegen, die durch Asymmetriemessungen mit polarisiertem γ -Strahl¹⁾ oder mit polarisiertem Target²⁾ die Kenntnisse über den Reaktionsablauf erweitert haben, ist die experimentelle Information zur Photoerzeugung von Kaonen recht dürftig. Außer Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts³⁾ gibt es einige Datenpunkte zur Asymmetrie am polarisierten Target²⁾, bei denen jedoch die Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda, K^+ \Sigma^0$ nicht getrennt sind. Die Trennung dieser kinematisch ähnlich verlaufenden Reaktionen stellt eine wesentliche experimentelle Schwierigkeit dar. Eine weitere Ursache für die Vernachlässigung der Kaonphotoproduktion bei hohen Energien liegt sicher darin, daß der Wirkungsquerschnitt um einen Faktor ≈ 3 unter dem für Pionerzeugung liegt.

Bei kleinen Energien bis $E_\gamma = 1.3$ GeV wurden einige Messungen der Rückstoßpolarisation bei $K^+ \Lambda$ -Photoproduktion⁴⁾ durchgeführt, um den Beitrag der einzelnen Resonanzen nahe der Reaktionsschwelle zu untersuchen. Die Aufgabe des hier beschriebenen Experiments ist es, die Rückstoßpolarisation oberhalb des Resonanzbereichs bei hoher Energie zu messen, bei der Regge-Modelle ihren Anwendungsbereich haben.

Die Rückstoßpolarisation P besitzt nicht die Aussagekraft wie die Photonasyymetrie Σ . Σ ist die Asymmetrie der Wirkungsquerschnitte, die mit linear polarisierten Photonen senkrecht und parallel zur Reaktionsebene polarisiert gemessen werden und die mit dem Austausch von Teilchen mit natürlicher und unnatürlicher Parität verknüpft sind. Durch die Messung der Photonasyymetrie, die vom Betragsquadrat der beitragenden Amplituden abhängt: $\Sigma \sim |f|^2 - |g|^2$, lassen sich die Beiträge mit verschiedener Parität trennen. Die Rückstoßpolarisation in der Form $P \sim \text{Im}(fg^*)$ ist wesentlich durch die relative Phase der beteiligten Amplituden bestimmt. Demnach sind die verschiedenen Beiträge zu einer Reaktion durch die Messung der Rückstoßpolarisation nicht zu trennen. Indem man jedoch das Vorzeichen und den Verlauf der Rückstoßpolarisation in einem größeren Impulsübertragungsbereich mißt, erhält man eine Bedingung, die die Modelle zur Kaonphotoproduktion erfüllen sollten.

In dieser Arbeit wird die Messung der Rückstoßpolarisation bei $K^*\Lambda$ -Photoproduktion beschrieben, die für Impulsüberträge $0.2 \leq |t| \leq 1.0 \text{ (GeV/c)}^2$ bei einer γ -Energie $E_\gamma = 5 \text{ GeV}$ am Deutschen Elektronensynchrotron DESY durchgeführt wurde.

Das Ergebnis dieses Experiments wurde in Phys. Lett. 40 B, 513 (1972) veröffentlicht und ist in dem DESY-Bericht 72/26 erschienen.

2. Meßprinzip der Λ -Polarisation

Zur Erzeugung von $K^+\Lambda$ -Ereignissen wird ein kollimierter Strahl von Bremsquanten auf ein Wasserstofftarget gerichtet. Die erzeugten K^+ -Mesonen und die Λ -Zerfallsprotonen werden mit einer zweiarmigen Koinzidenzapparatur nachgewiesen. Die Meßmethode bei der Bestimmung der Rückstoßpolarisation beruht auf der Tatsache, daß der paritätsverletzende Zerfall des $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ mit einem Zerfallsanteil von 64% einen großen Asymmetrieparameter hat: $\alpha = 0.645 \pm 0.017$ ⁵⁾.

Aus der Paritätserhaltung bei der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ folgt, daß für unpolarisierten Strahl und unpolarisiertes Target die Λ -Polarisation senkrecht zur Reaktionsenebene ausgerichtet ist. Die Zerfallsprotonen haben im Λ -Ruhesystem eine Winkelverteilung

$$W(\theta^*) = 0.5 (1 + dP \cos \theta^*) \quad (2.1)$$

θ^* ist der Winkel zwischen Protonimpuls und der z-Achse, die als Normale auf der Reaktionsenebene $(\vec{P}_\gamma \times \vec{P}_K) / |\vec{P}_\gamma \times \vec{P}_K|$ definiert ist. P ist der Polarisationsgrad der Λ -Hyperonen. Bezeichnet man mit N^+ (N^-) die Anzahl der Protonen mit positiver (negativer) z-Komponente, so erhält man aus $W(\theta^*)$ die Λ -Polarisation

$$P_\Lambda = \frac{2}{d} \cdot \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad (2.2)$$

Entsprechend der Baseler Konvention ⁶⁾ ist die Normale auf der Reaktionsenebene festgelegt, so daß das Vorzeichen der Polarisation definiert ist

$$\vec{P}_\Lambda = P_\Lambda \cdot \frac{(\vec{P}_\gamma \times \vec{P}_K)}{|\vec{P}_\gamma \times \vec{P}_K|} \quad (2.3)$$

Die Beziehung (2.2) gilt auch im Laborsystem, da eine Lorentztransformation in der als x-y-Ebene definierten Reaktionsenebene nicht die z-Komponente ändert. Mit einer Analysatorstärke von $AS = \frac{d}{2} = 32\%$ läßt sich also die Rückstoßpolarisation bei der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ messen, indem man die Zerfallsprotonen der Λ -Hyperonen oberhalb und unterhalb der Reaktionsenebene zählt.

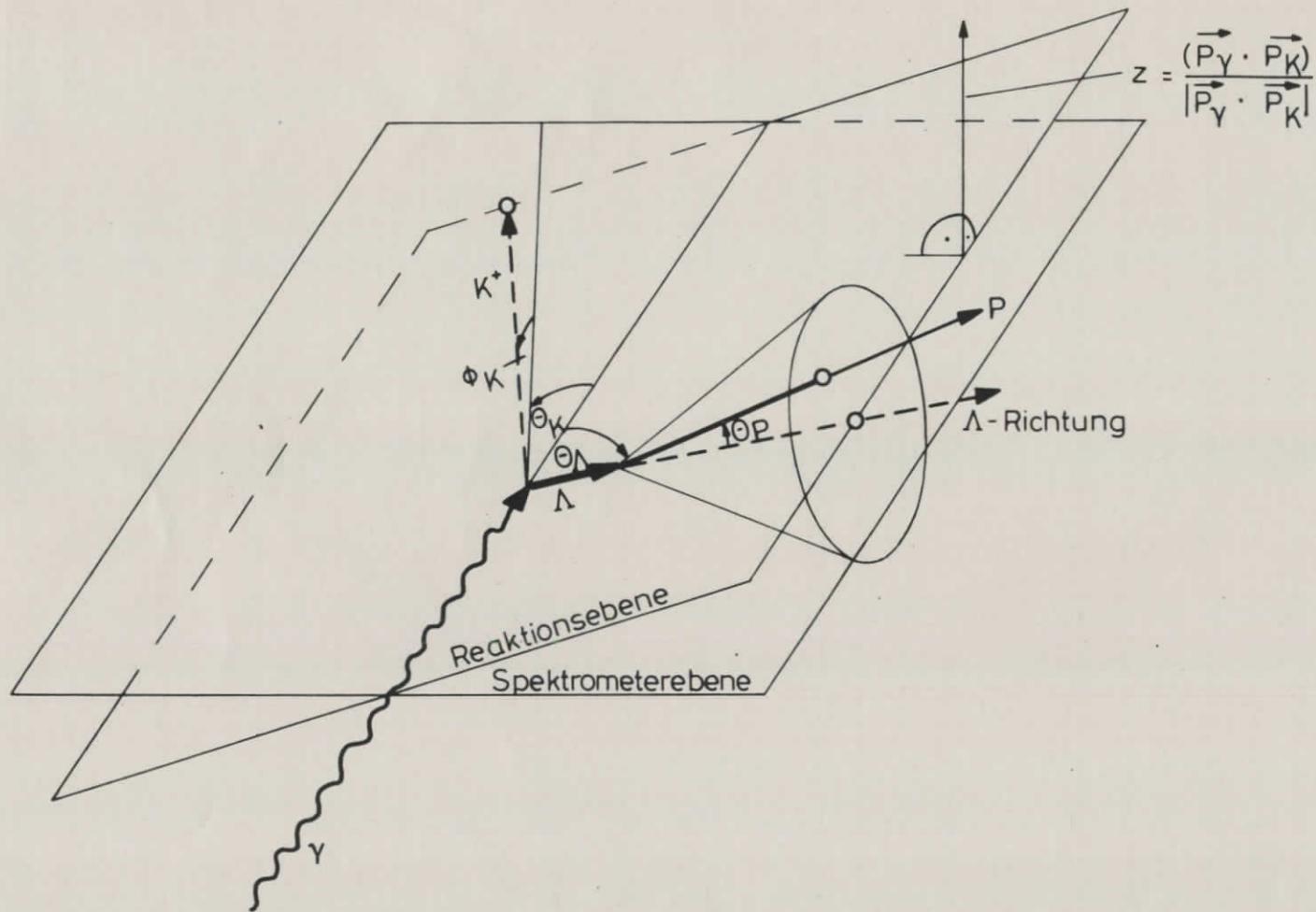


Abb.: 1 Zur Messung der Λ -Polarisation

2.1 Identifikation der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ (I)

Zum Nachweis der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ wird ein hochauflösendes Magnetspektrometer eingesetzt, das Erzeugungswinkel θ_K und Impuls p_K der K^+ -Mesonen mißt. Weiterhin bestimmt das Spektrometer den vertikalen Erzeugungswinkel ϕ_K , der zusammen mit θ_K die Reaktionsebene festlegt (Abb. 1). Wegen des kleinen Raumwinkels des Spektrometers $\Delta\Omega = 0.3$ msterad und wegen des geringen Wirkungsquerschnitts für Reaktion I ($\sigma_{\text{tot}} = 0.12 \mu\text{b}$ gemittelt über einen γ -Energiebereich $3.6 \leq E_\gamma \leq 5.8$ GeV) wird eine hohe Photonintensität benötigt, um zu erträglichen Meßzeiten zu gelangen. Hieraus resultiert ein hoher elektromagnetischer Untergrund, so daß ein Zählersystem, das die geladenen Endzustände des Λ -Zerfalls $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ nachweist, wegen des maximalen Zerfallswinkels des Pions $\theta_{\pi_{\text{max}}} = 180^\circ$ im hier betrachteten Impulsübertragsbereich nicht einsetzbar ist.

Der Rückstoßzähler ist so ausgelegt, daß mit einem maximalen Raumwinkel $\Delta\Omega = 0.19$ sterad nur das Proton aus dem Λ -Zerfall nachgewiesen wird und die z-Koordinate des Protons bezüglich der Reaktionsebene gemessen wird.

Mit Hilfe des Proton-Koinzidenzzählers läßt sich die störende Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ (II) nur geringfügig unterdrücken. Das Σ^0 -Hyperon ergibt in einem Zweistufenzerfall $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ mit einem Zerfallsanteil von 100% und $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ (64%) zusätzlich ein γ -Quant zu den gleichen Endzuständen wie Reaktion I (Abb. 2b). Der Σ^0 -Produktionswinkel ist zwar im Impulsübertragsbereich $0.2 \leq |t| \leq 1.0$ (Gev/c)² um 6° kleiner als der Λ -Winkel (Abb. 2a), der Zerfallskegel der Σ^0 -Protonen ist jedoch um 7° größer als der der Λ -Protonen (Abb. 2b). Wird der Rückstoßzähler so eingestellt, daß der Zerfallskegel der Λ -Protonen gerade voll erfaßt wird, so werden die Σ^0 -Protonen zu $\approx 80\%$ nachgewiesen. Dies ist ein Ergebnis von Monte-Carlo-Rechnungen, in die die Akzeptanz des Magnetspektrometers, die Targetlänge und die Abmessungen des Rückstoßzählers eingingen. Berücksichtigt man noch das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte im angegebenen $|t|$ -Bereich $\frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda}{\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0} \approx 1.15$ ³⁾, so beträgt der relative Anteil der störenden Reaktion II bei Kaon-Proton-Koinzidenzen $\approx 40\%$.

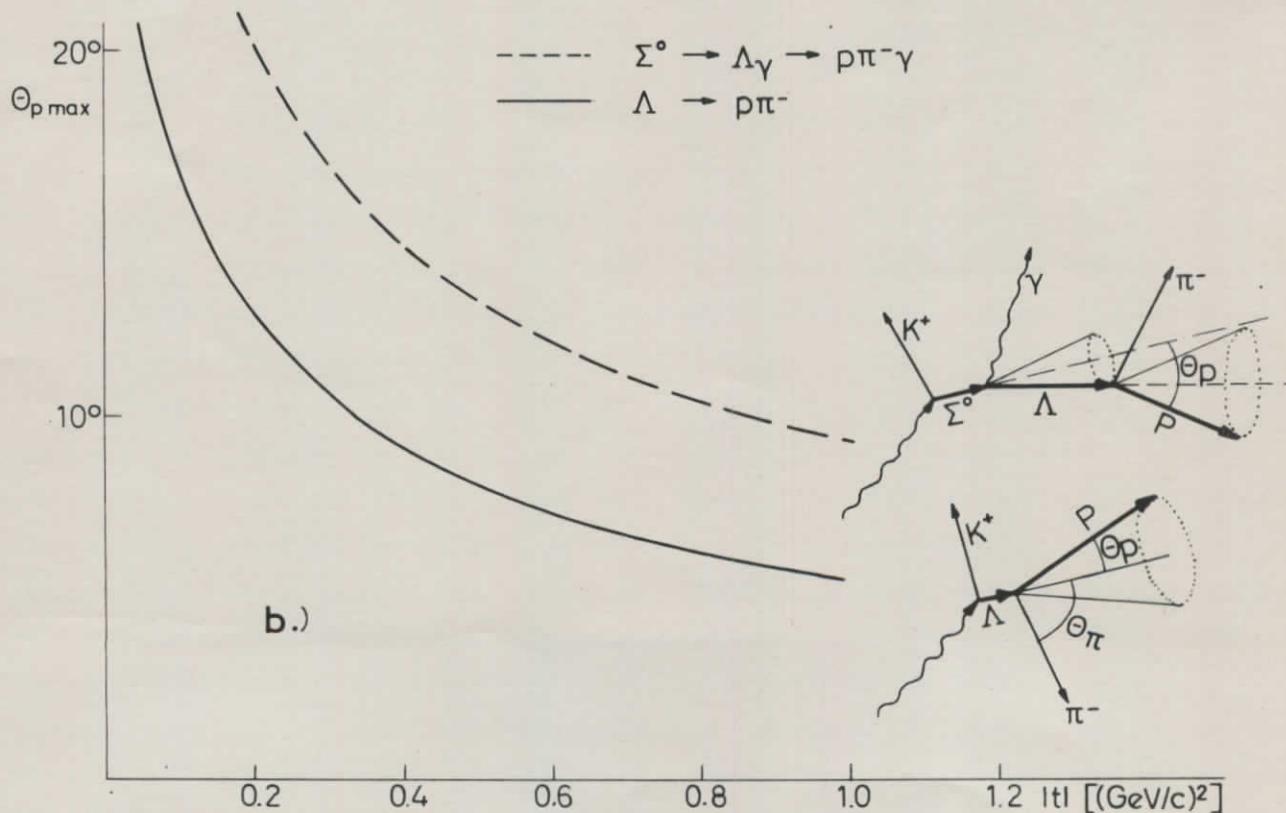
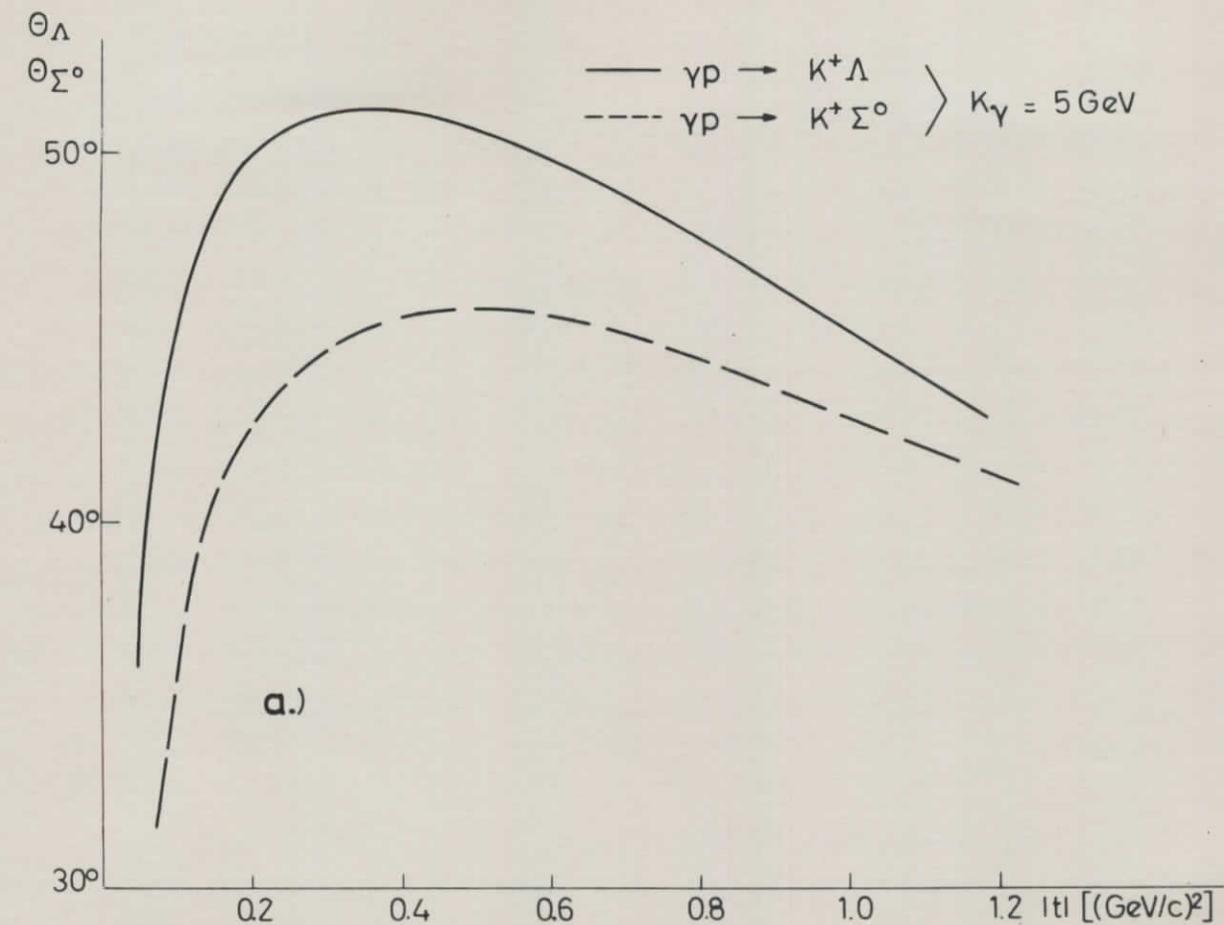


Abb.: 2 Erzeugungswinkel des Λ, Σ^0 (a) und maximaler Zerfallswinkel des Protons (b) in Abhängigkeit vom Impulsübertrag.

Ebenso erscheint es experimentell nicht möglich, durch Nachweis des γ -Quants aus dem Σ^0 -Zerfall die Reaktion II abzutrennen, da das γ -Quant in den gesamten Raumwinkel fliegt und eine geringe Energie $0.03 \leq E_\gamma \leq 0.19$ GeV hat.

Im folgenden ist dargestellt, daß allein durch geeignete Kombination von Winkel- und Impulsbereich des erzeugten K^+ -Mesons die Reaktion II abzutrennen ist. Bei einer Zweiteilchenreaktion der Art



p_i : Viererimpulse

ist die Kinematik bereits durch den Erzeugungswinkel θ_K und den Impuls p_K des Kaons eindeutig festgelegt. Die Energie des γ -Quants, das die Reaktion ausgelöst hat, läßt sich aus der Viererimpulserhaltung berechnen:

$$p_1 + p_2 = p_3 + p_4$$

Mit der Metrik $p^2 = E^2 - \vec{p}^2 = m^2$ erhält man die γ -Energie im Laborsystem

$$K_\gamma = \frac{M_\Lambda^2 - M_p^2 - m_K^2 + 2M_p \cdot E_K}{2(M_p + p_K \cdot \cos \theta_K - E_K)} \quad (2.4)$$

Das Quadrat des Viererimpulsübertrags ist:

$$t = (p_1 - p_3)^2 = m_K^2 - 2 E_K \cdot K_\gamma + 2 K_\gamma p_K \cdot \cos \theta_K \quad (2.5)$$

Zur Auslösung der störenden Reaktion II wird wegen der größeren Masse des Σ^0 -Baryons bei vorgegebenem Winkel θ_K und Impuls p_K des Kaons eine um 100 MeV höhere γ -Energie benötigt. Dies gilt bei $K_\gamma = 5$ GeV und $\theta_K \approx 10^\circ$. Werden Winkel- und Impulsfenster des Spektrometers gemäß der Kinematik für Reaktion I so eingestellt, daß nur Kaonen akzeptiert werden, die von γ -Quanten nahe der Bremskante $K_{\max} - 100 \text{ MeV} \leq K_\gamma \leq K_{\max}$ erzeugt werden, so ist die $K^+\Sigma^0$ -Reaktion II quantitativ abgetrennt.

Die Abtrennung der Σ^0 -Erzeugung zeigt sich anschaulich in der Verteilung der Restmasse M^2 . Setzt man in Gleichung (2.4) für

K γ die Maximalenergie K_{\max} des Photonspektrums ein, so erhält man das Quadrat der der Restmasse M^2 als Funktion von θ_K und p_K

$$M^2 = M_p^2 + m_K^2 - 2M_p \cdot E_K + 2K_{\max} \cdot (M_p - E_K + p_K \cdot \cos \theta_K) \quad (2.6)$$

Bei einem monochromatischen γ -Strahl würden sich im Restmassenspektrum bei den Massen der möglichen Rückstoßteilchen Λ und Σ^0 Maxima zeigen. Für das hier benutzte kontinuierliche Bremsspektrum erhält man zunächst eine Stufe bei der Λ -Masse, bei der Σ^0 -Masse erscheint die Reaktion II als zweite Stufe im Restmassenspektrum (Abb. 3).

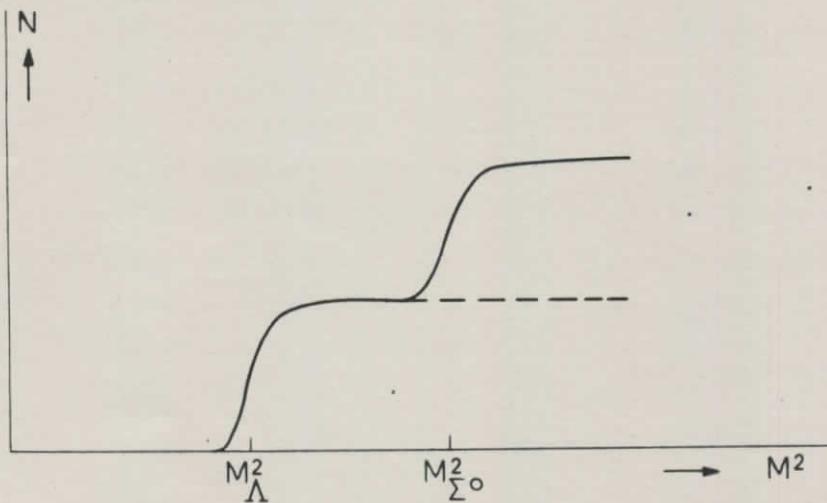


Abb. 3 M^2 -Verteilung für die Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda, \rightarrow K^+ \Sigma^0$ bei einem Bremsspektrum

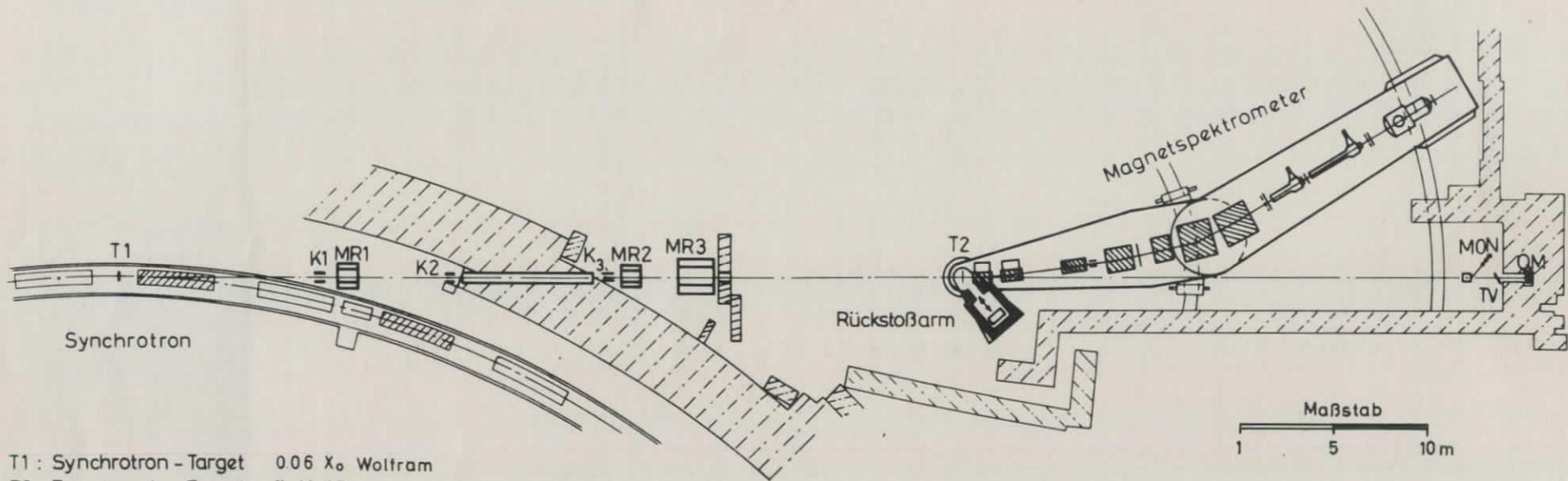
Zur Auswertung der Rückstoßpolarisation wird der Restmassenbereich $M_\Lambda^2 \leq M^2 \leq M_{\Sigma^0}^2$ zugelassen, in dem nur über die Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ K^+ -Mesonen erzeugt werden. Diese Einschränkung im Massenbereich ist gleichbedeutend damit, daß nur K^+ -Mesonen akzeptiert werden, die von γ -Quanten nahe der Bremskante erzeugt werden, so daß die Schwelle für Reaktion II noch nicht erreicht ist.

Um eine einwandfreie Trennung der Reaktionen I und II nur durch Messung von Winkel und Impuls des Kaons zu gewährleisten, muß die Massenauflösung des Spektrometers ausreichen, die Massendifferenz $\Delta M = M_{\Sigma^0} - M_\Lambda$ der erzeugten Hyperonen aufzulösen.

2.2 Festlegung der Parameter

Die γ -Energie wird zu $K_\gamma = 5$ GeV gewählt, da bei dieser Energie eine Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts vorliegt, die Rückstoßpolarisation liefert eine weitere Bedingung für Modelle zur Kaonphotoproduktion. Weiterhin existiert für $K_\gamma = 5$ GeV eine Voraussage für den Verlauf der Targetasymmetrie A , die in dem betrachteten Modell gleich der Rückstoßpolarisation P ist. Die Voraussage der Autoren A. Capella und J. Tran Thanh Van ⁸⁾ ergibt sich aus einem Reggmodell mit Verzweigungsschnitt, dessen Parameter durch Fits an die differentiellen Wirkungsquerschnitte erhalten wurden. ³⁾

Der Meßbereich des Impulsübertrags ist bei $|t| > 1.0$ (GeV/c)² durch das Auflösungsvermögen des benutzten Spektrometers begrenzt, das mit wachsendem Winkel θ_K abnimmt, so daß eine einwandfreie Abtrennung der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ im Restmassenspektrum nicht mehr gegeben ist. Unterhalb vom Impulsübertrag $|t| = 0.2$ (GeV/c)² wächst der Öffnungskegel der Λ -Zerfallsprotonen schnell an, und der Erzeugungswinkel θ_Λ geht steil gegen 0° (Abb. 2a+b). Damit wird ein Zählersystem, das den gesamten Zerfallskegel erfaßt, relativ groß und nähert sich dem γ -Strahl. Wegen des elektromagnetischen Untergrundes in Targetnähe ist es somit nicht mehr einsetzbar. Der Meßbereich des Impulsübertrags beschränkt sich demzufolge auf den Bereich $0.2 \leq |t| \leq 1.0$ (GeV/c)².



- T1 : Synchrotron - Target 0.06 X₀ Wolfram
 T2 : Experimente - Target fl. H₂ / D₂
 K₁₋₃: Kollimatoren
 MR₁₋₃: Reinigungsmagnete
 QM: Quantameter
 TV: Fernseh-Kamera

Abb: 4 Aufbau des Experimentes (schematisch)

3. Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel werden die Elemente der experimentellen Anordnung beschrieben, eine Zusammenstellung der wesentlichen Parameter befindet sich in Tabelle 1 S.30. Die Abbildung 4 zeigt eine Gesamtansicht der experimentellen Anordnung. Bei T1 wird der Photonstrahl im Synchrotron erzeugt und trifft bei T2 auf das Experimentetarget. Die hier erzeugten K^+ -Mesonen werden mit einem Magnetspektrometer nach Winkel und Impuls analysiert. In Koinzidenz mit den K^+ -Mesonen werden die Zerfallsprotonen der Λ -Hyperonen mit dem Rückstoßarm nachgewiesen. Zur Intensitätsmessung des Photonstrahls ist ein Quantameter QM eingesetzt.

3.1 γ - Strahl

Durch ein zusätzliches gepulstes Magnetfeld am Ende der Beschleunigungsphase werden die Elektronen im Synchrotron auf ein Wolframtarget von 0.22 mm Dicke gelenkt, so daß Photonen mit einem kontinuierlichen Bremspektrum entstehen. Der Photonstrahl wird durch einen fernsteuerbaren Kollimator K1 auf einen Querschnitt von $4 \times 4 \text{ mm}^2$ begrenzt; am Experimentetarget T2 erhält man einen Querschnitt von $12 \times 12 \text{ mm}^2$. Die Kollimatoren K2 und K3 begrenzen den Strahlhalo, die Reinigungsmagnete $MR_{1..3}$ entfernen geladene Teilchen aus dem Strahl. Über eine Fernsehkamera TV vor dem Quantameter sind Lage und Querschnitt des Photonstrahls kontrollierbar.

3.1.1 Intensitätsmessung des γ - Strahls

Die Gesamtenergie des Photonstrahls wird mit einem bei DESY entwickelten, totalabsorbierenden Gasentladungsquantameter ⁹⁾ gemessen, dessen Gasfüllung aus einem Gemisch von 90% Helium und 10% Stickstoff besteht. Die Integration des vom Quantameter gelieferten Stroms ergibt die totale Energie E_{tot} des Photonstrahls, die mit der Form des Bremspektrums verknüpft ist:

$$E_{tot} = \int_0^{K_{max}} K \cdot n(K) dK$$

$n(K)$: Anzahl von γ -Quanten im Bereich $K - K+dK$

K_{max} : Energie der Bremskante

Die Zahl der 'effektiven Quanten' Q_{eff} ist definiert:

$$Q_{\text{eff}} = \frac{E_{\text{tot}}}{K_{\text{max}}}$$

Für die vorliegende Asymmetriemessung ist eine Absolutbestimmung von Q_{eff} nicht nötig, es wird nur darauf geachtet, daß die einzelnen Abschnitte von 1-2 Stunden Dauer, in die die Messung unterteilt ist, mit der gleichen Zahl von Q_{eff} gemessen werden. Vor Beginn jedes Abschnitts wird die Stellung der Rückstoßzähler bezüglich der Spektrometerebene vertauscht, um unterschiedliches Ansprechvermögen herauszumitteln (Kap.5,7). Durch Messung mit der gleichen Zahl von Q_{eff} gehen die beiden Stellungen der Rückstoßzähler mit gleichem Gewicht in die Bestimmung der Zählratenasymmetrie der Λ -Protonen ein.

3.1.2 Energiedefinition des γ -Strahls

Der zeitliche Verlauf des gepulsten Magnetfeldes, das die Elektronen auf das Target im Synchrotron lenkt, wird so eingestellt, daß die Elektronen am Ende der Beschleunigungsphase innerhalb einiger 100 μsec auf das Target treffen. Damit wird die benötigte Photonintensität zeitlich verteilt, so daß die Triggerzähler noch einzelne Teilchendurchgänge und die Schnelle Elektronik die Zählerpulse auflösen kann.

Man erhält damit eine Energieunschärfe der Bremskante des Photonspektrums, denn nur Elektronen, die zur Zeit des Beschleunigungsmaximums $t = t_{\text{max}}$ auf das Target treffen, erzeugen ein Photonspektrum mit der Bremskantenenergie K_{max} , die gleich der Maximalenergie der Elektronen im Synchrotron ist. Aus dem zeitlichen Verlauf der Feldstärke der Synchrotronmagnete läßt sich jedoch die Energie der Elektronen berechnen und so die korrigierte Bremskantenenergie K_{korr} für jeden Zeitpunkt des γ -Strahlpulses angeben, wenn man die Zeitabweichung Δt von t_{max} kennt:

$$K_{\text{korr}} = \frac{K_{\text{max}}}{2} \left(1 + \cos \frac{2\pi}{T} \cdot \Delta t \right) \quad (3.1).$$

$T = 20 \text{ msec}$, Dauer einer Beschleunigungsperiode im Synchrotron

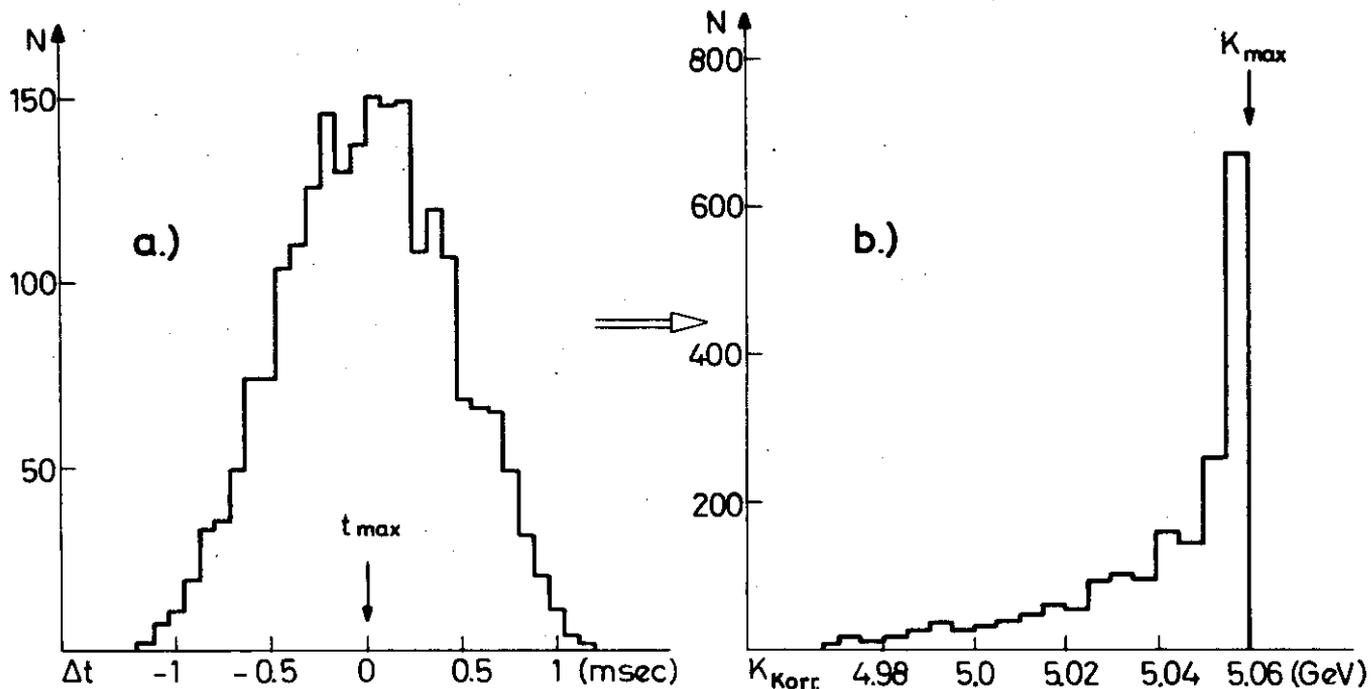


Abb.: 5 a+b Verteilung der Zeitabstände $\Delta t = \text{Ereigniszeit} - t_{max}$ und resultierende Endenergie K_{Korr} des Bremsspektrums

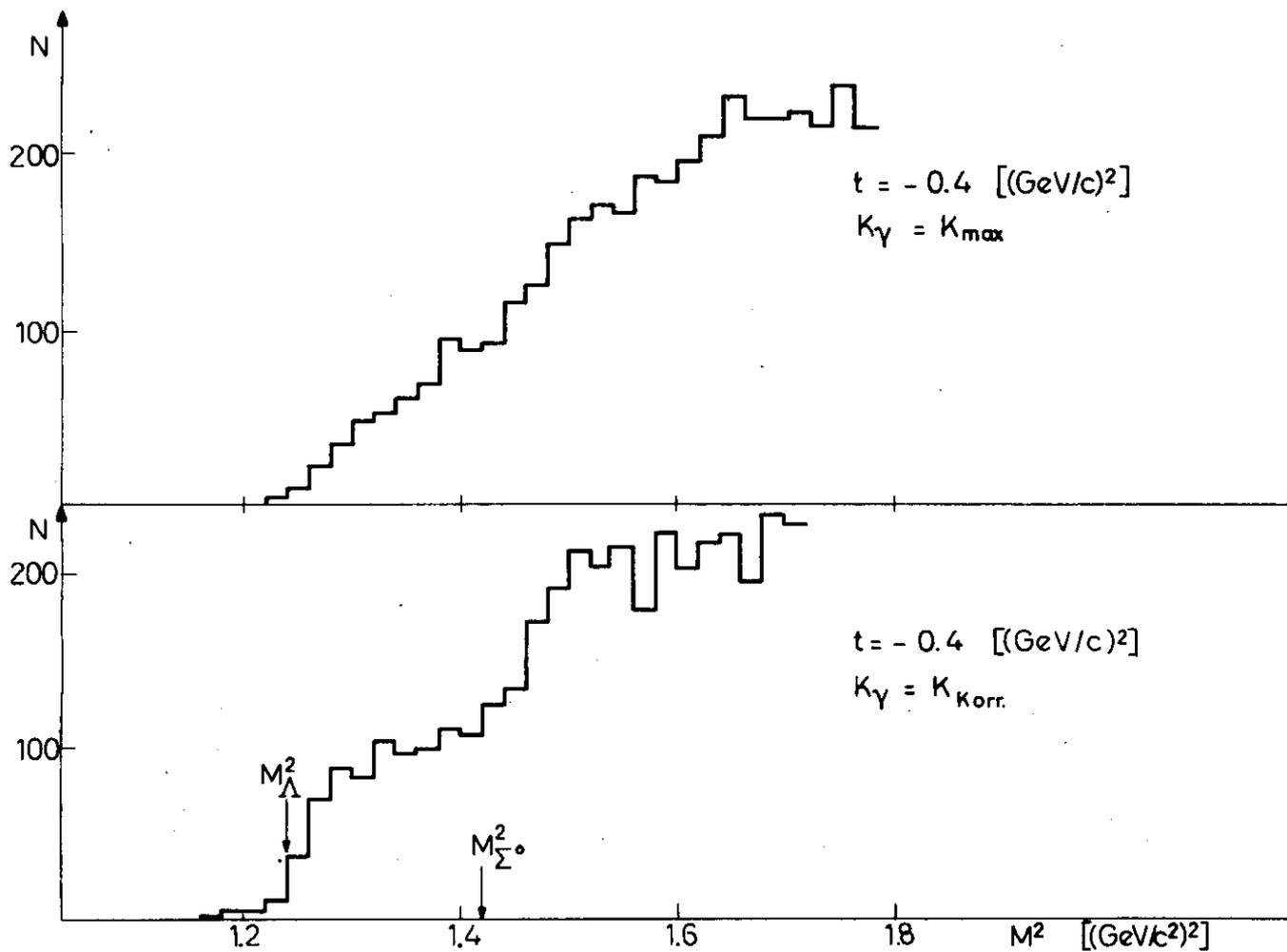


Abb.: 6 M^2 -Verteilung mit $K_\gamma = K_{max}$ und $K_\gamma = K_{Korr}$ berechnet.

Während des Experiments wird bei jedem Ereignis die Zeitabweichung Δt von t_{\max} gemessen. Die Verteilung der Zeitabstände Δt gibt den Intensitätsverlauf des Strahlpulses wieder (Abb.5a). Abb.5b zeigt die nach Formel (3.1) berechnete Verteilung der Maximalenergie der Bremskante.

Bei der Berechnung der Restmassenverteilung, die annähernd eine Abbildung des Photonspektrums ist, geht die Genauigkeit der γ -Energie stark ein (Abb.6). Λ - und Σ^0 -Stufe sind bei dem im Experiment eingestellten, 2 msec breiten Strahlpuls nur zu trennen, wenn man bei jedem Ereignis K_{\max} nach Formel (3.1) korrigiert. Die Steilheit der Λ - und Σ^0 -Stufe im Restmassenspektrum ist dann nur noch bestimmt durch

- die Form des Bremsspektrums an der Kante, gegeben durch die Dicke des Konverters im Synchrotron und den Kollimationswinkel des γ -Strahls ²²⁾.
- die Schwankung der Elektronenenergie $\Delta E/E \leq 0.6\%$ (FWHM) im Synchrotron für einen festen Zeitpunkt im Bereich des maximalen Magnetfeldes ¹⁰⁾.
- die Massenauflösung des Spektrometers (Kap. 3.3.1).

3.2 Experimente - Target

Es wurde ein bei DESY entwickeltes Kondensationstarget ¹¹⁾ verwendet. Die Targetzelle besteht aus einem in Strahlrichtung liegenden Zylinder von 50 mm Durchmesser aus 125μ Kaptonfolie mit aufgeklebten Kugelkalotten aus demselben Material. Die maximale Länge der Zelle beträgt 11.2 cm. Sie befindet sich im Isoliervakuum von 10^{-6} Torr einer Streukammer, deren Austrittsfenster in Richtung γ -Strahl, Spektrometer und Rückstoßarm aus 250μ Kapton bestehen. Das Eintrittsfenster für den γ -Strahl sowie das Austrittsfenster des anschließenden Vakuumrohrs sind im Abstand von 90 cm vor der Zelle montiert. Diese Anordnung reduziert den Leertargeteffekt, denn Teilchen, die in diesem

Abstand vor der Zelle erzeugt werden, haben eine Akzeptanzwahrscheinlichkeit im Spektrometer von nur $\approx 50\%$, verglichen mit Teilchen, die am Targetort erzeugt werden.

Die Targetzelle wird über einen Kondensator aus einem Gasbehälter mit hochreinem Wasserstoff gefüllt. Für die Kontrollmessungen zur Asymmetrie der Apparatur (Kap.5.6) wird ein Gasbehälter mit Deuterium an den Zellenkreislauf angeschlossen.

3.3 Magnetspektrometer

Im Magnetspektrometer (Abb.7), das auf einer Lafette um das Experimente - Target schwenkbar ist, werden Winkel und Impuls des erzeugten Teilchen gemessen. Zwei C-Magnete MC1 und MC2 trennen geladene Teilchen vom γ -Strahl und erzeugen zusammen mit den Ablenkmagneten MB, MA1 und MA2 die Dispersion des Systems. Die Quadrupole QB und QC fokussieren die Teilchen. Der Durchgang eines geladenen Teilchens durchs Magnetsystem wird von den Szintillationszählern $S_{1, \dots, 4}$ registriert, die zusammen mit dem Kollimator AK die Teilchenbahnen begrenzen.

Die Abtrennung der K^+ -Mesonen wird mit den Schwellen-Čerenkovzählern \check{C}_e , \check{C}_π und \check{C}_K durchgeführt, \check{C}_K identifiziert K-Mesonen, \check{C}_e und \check{C}_π weisen Elektronen bzw. Pionen zurück. Zur Messung des Impulses p und des Erzeugungswinkels θ der geladenen Teilchen sind die mit p -Hod. und θ -Hod. bezeichneten Zählerhodoskope eingesetzt. Mit den Hodoskopen ϕ -Hod. und z -Hod. werden Vertikalwinkel ϕ und die vertikale Startkoordinate z_0 der Teilchen bestimmt.

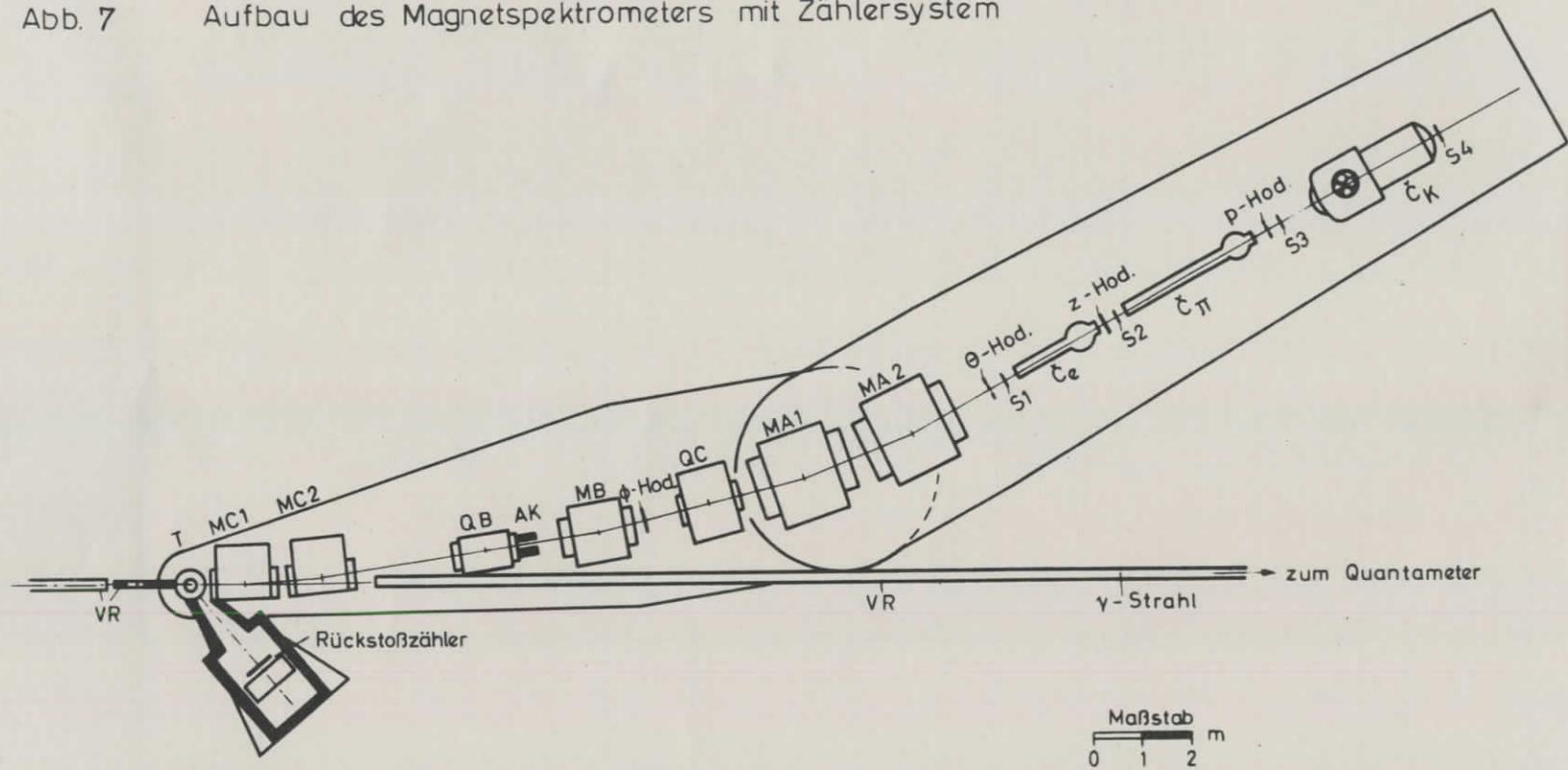
3.3.1 Optische Eigenschaften,

Auflösungsvermögen und Akzeptanz des Spektrometers

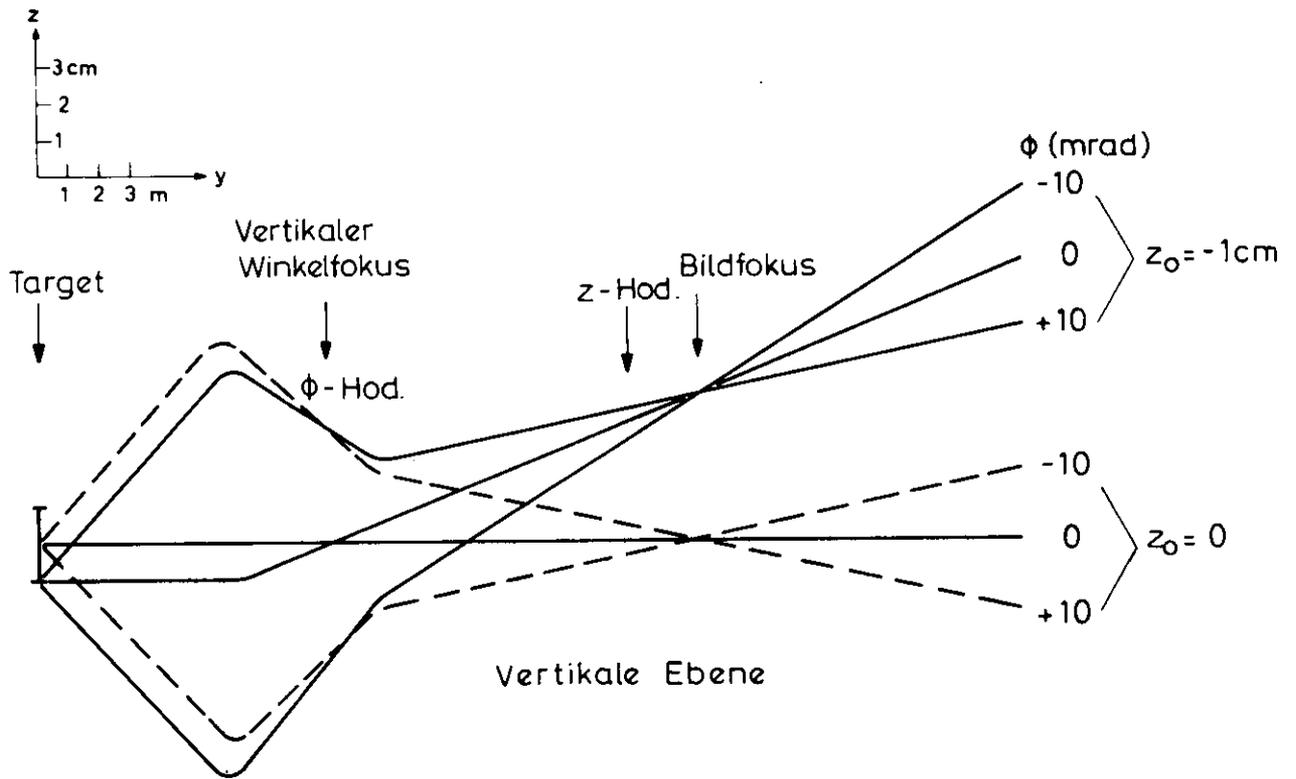
Eine ausführliche Beschreibung des Spektrometers ist in der Dissertation von P. Heide ⁽²⁾ zu finden. Hier seien die wesentlichen Eigenschaften zusammengefaßt.

Abb. 8 zeigt einige charakteristische Teilchenbahnen. Das aus dem horizontal defokussierenden Quadrupol QB und dem horizontal

Abb. 7 Aufbau des Magnetspektrometers mit Zählersystem



- VR : Vakuumrohr
- T : Experimentetarget
- QB, QC : Quadrupole
- MC1, MC2, MB, MA1, MA2 : Ablenkmagnete
- S1...S4 : Szintillationszähler
- Č_e, Č_π, Č_κ : Čerenkovzähler
- AK : Kollimator



MC1 MC2 QB MB QC MA1 MA2

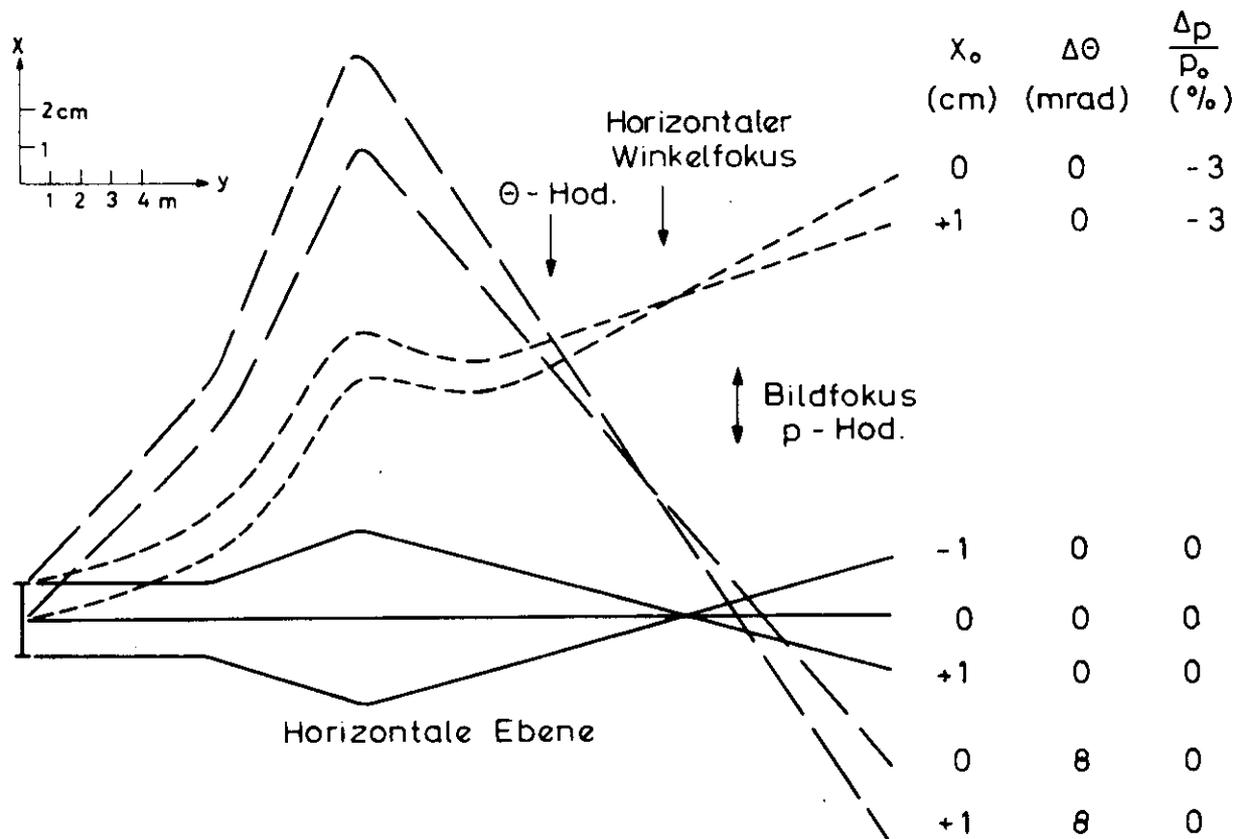


Abb.: 8 Teilchbahnen im Spektrometer, Lage der Fokuspunkte und der Hodoskope.

fokussierenden Quadrupol QA bestehende Quadrupoldublett bildet das Target am Ort des p-Hodoskops im Verhältnis 1:1.6 verkleinert ab. Das p-Hodoskop zur Bestimmung des Impulses innerhalb des vom Spektrometer akzeptierten Impulsbandes besteht aus 26 Zählern von 0.8 cm Breite. Teilchen mit gleichem Startpunkt im Target, aber verschiedener Impulsabweichung $\Delta p/p_0$ treffen das p-Hodoskop durch die Wirkung der Ablenkmagnete um Δx verschoben. p_0 ist der Sollimpuls, der zu einem Teilchen gehört, das sich entlang der optischen Achse des Systems bewegt. Die Impulsdispersion D des Systems beträgt

$$D = \frac{\Delta p / p_0}{\Delta x} = 0.3 \% / \text{cm}$$

Das θ -Hodoskop mit 20 1 cm breiten Zählern mißt die Winkelabweichung $\Delta\theta$ der geladenen Teilchen vom Sollwinkel θ_0 mit einer Auflösung $\Delta\theta = 2.6$ mrad (FWHM). Um einen möglichst großen Hebelarm bei der Bestimmung der Teilchentrajektorien zu erhalten, steht das θ -Hodoskop nicht am Ort des horizontalen Winkelfokus (Abb. 8), sondern direkt nach dem Magnetsystem und mißt eine θ -p-Kombination.

Aus den Koordinaten x_p und x_θ der Teilchentrajektorien, die durch das θ - und das p-Hodoskop festgelegt sind, werden der Erzeugungswinkel θ und die Impulsabweichung $\Delta p/p_0$ über die Abbildungsgleichungen des Magnetsystems (Tab. 1, S.31) bestimmt. In den Abbildungsgleichungen ist die chromatische Aberration des Spektrometers berücksichtigt, d.h. die Abhängigkeit von $\Delta p/p_0$ bei Winkel- und Impulsmessung.

Die wesentliche Voraussetzung des Experiments ist eine ausreichende Massenauflösung des Magnetspektrometers, um Λ - und Σ^0 -Stufe im Restmassenspektrum zu trennen. Das Auflösungsvermögen hängt von folgenden Größen ab:

- Zählerbreiten im p- und θ -Hodoskop
- Vielfachstreuung im Material zwischen Startpunkt im Target und den Hodoskopen (Szintillationszähler, Gasfüllung der Čerenkovzähler)
- Energieverlust der Kaonen im Target.
- Targetgröße x_T .

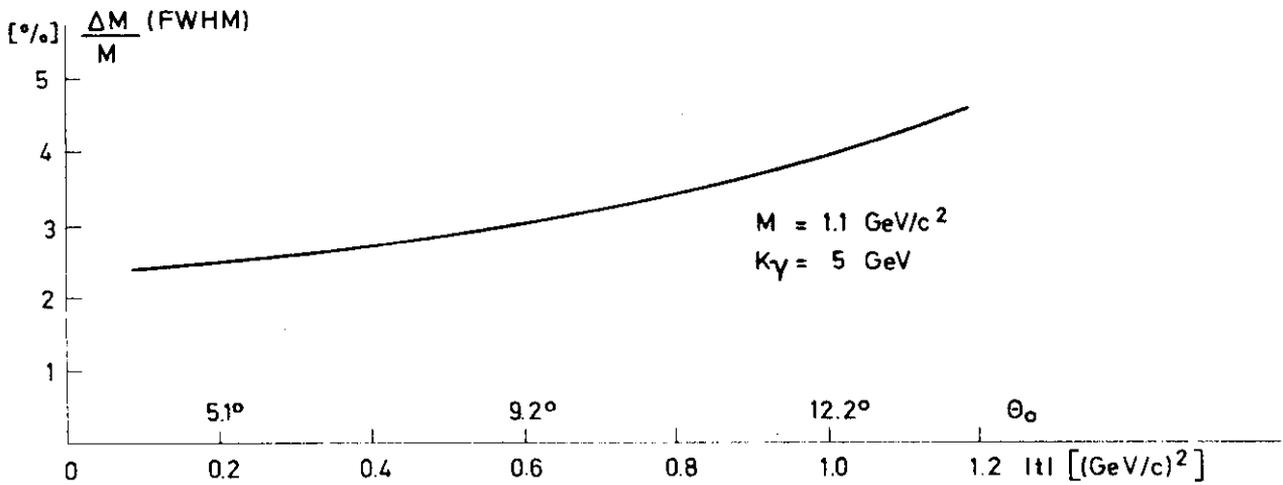


Abb. 9 Massenauflösung des Spektrometers als Funktion des Impulsübertrags.

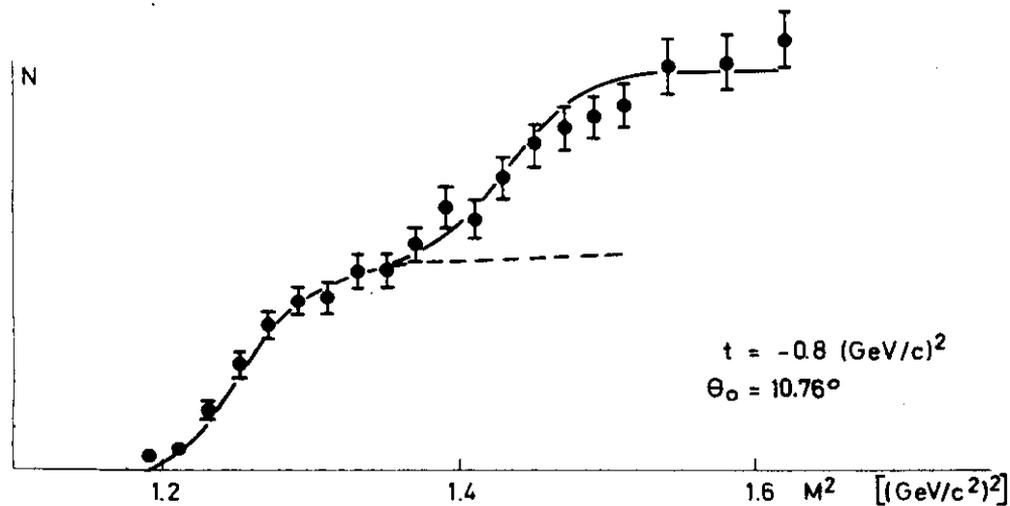
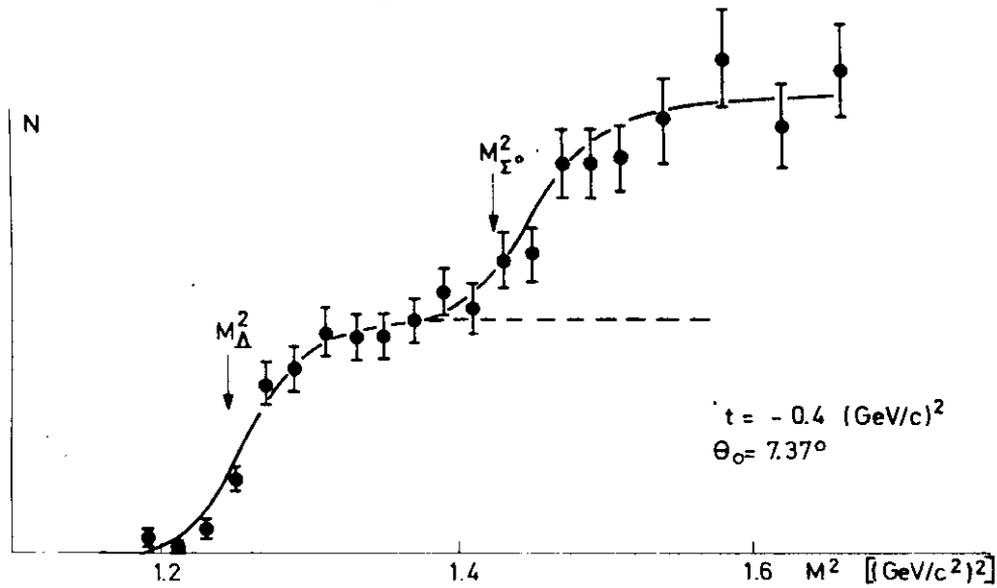


Abb. 10 Λ - und Σ^0 -Stufe in der Restmassenverteilung bei verschiedenen Impulsüberträgen. Die eingezeichneten Kurven sind Fits, die die Form der Bremskante und die Massenauflösung des Spektrometers berücksichtigen.

Dabei bezeichnet die Targetgröße x_T die horizontale Projektion des Reaktionsvolumens im Target, die vom Spektrometer gesehen wird. (Reaktionsvolumen = Querschnitt des γ -Strahls \times Targetlänge). x_T hängt vom Sollwinkel θ_0 des Spektrometers ab in der Form

$$x_T = b \cos \theta_0 + L \sin \theta_0 . \quad (3.2)$$

b: Breite des γ -Strahls am Target = 1.2 cm
 L: Länge der Targetzelle = 11.2 cm

Die Targetgröße liefert abgebildet durchs Spektrometer eine zusätzliche Verschmierung bei der Bestimmung der Teilchentrajektorien durch die Hodoskope.

Unter Berücksichtigung der aufgeführten Größen wurde die Massenauflösung des Spektrometers mit einem Monte-Carlo-Programm berechnet. Als Funktion des Impulsübertrags erhält man den in

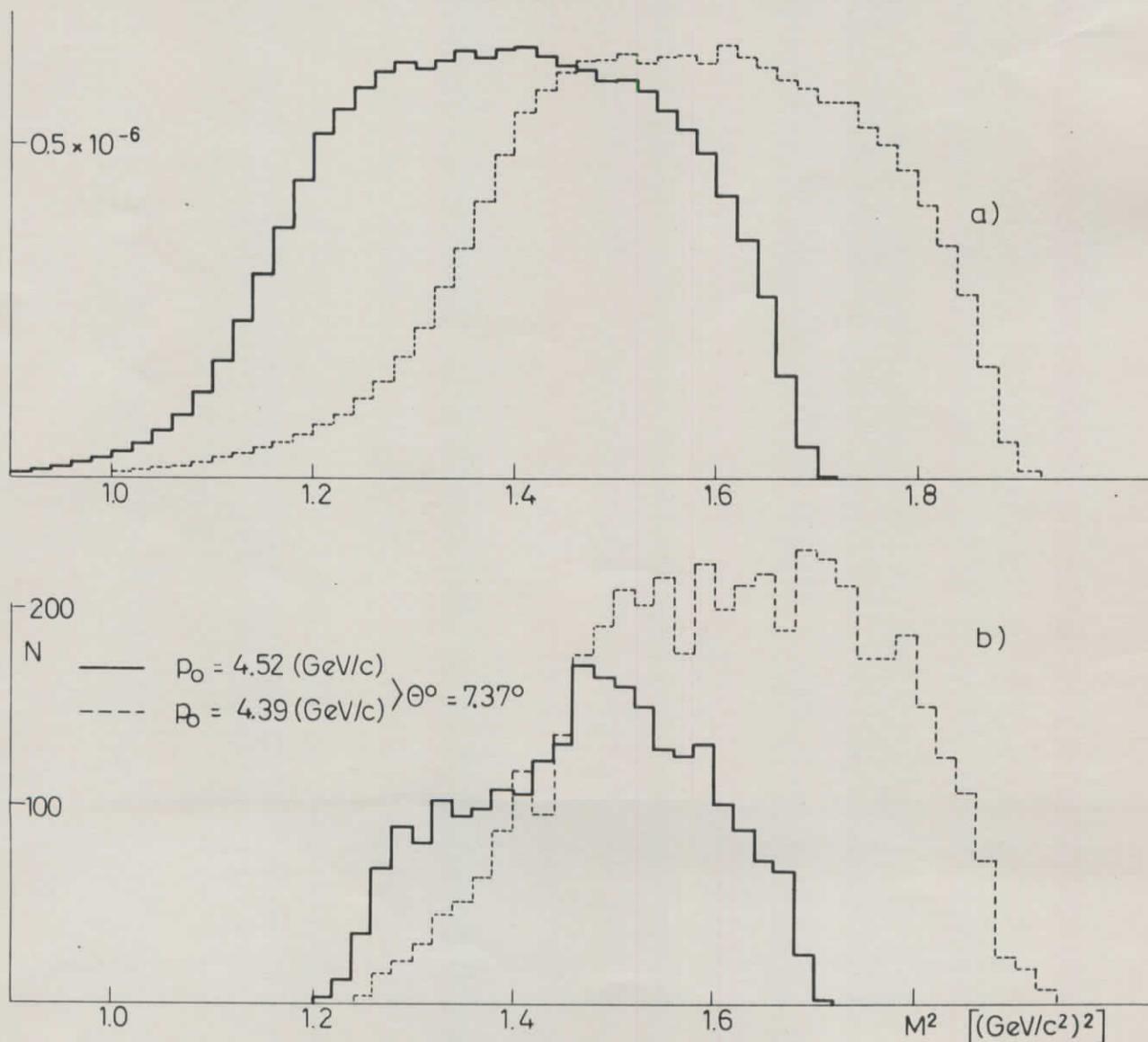


Abb. 11 a) M^2 -Akzeptanzprofil des Spektrometers
 b) und gemessene M^2 -Verteilung bei $|\theta| = 0.4$ $(\text{GeV}/c)^2$

Abb. 9 dargestellten Verlauf. Die Abnahme des Auflösungsvermögens mit wachsendem Impulsübertrag resultiert überwiegend aus der Zunahme der Targetgröße x_T nach Gleichung (3.2). In den Restmassenspektren (Abb. 10) zeigt sich die Verschlechterung der Auflösung in einem Abflachen der Λ - und Σ^0 -Stufe, der Anteil der störenden Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ ist jedoch eindeutig abzutrennen.

Der Nachteil des verwendeten Bildspektrometers, daß die Auflösung von der Targetgröße abhängt, ließe sich beheben durch eine zusätzliche Winkelmessung vor dem abbildenden Quadrupoldublett, um die horizontale Startkoordinate x_0 zu bestimmen. Allerdings beschränkt der Einsatz eines untergrundfreien Hodoskops in Targetnähe die Intensität des γ -Strahls.

Die Restmassenakzeptanz ist über einen Bereich $\Delta M^2 = 200 (\text{MeV}/c^2)^2$ nahezu konstant (Abb. 11). Demnach läßt sich mit einer Einstellung für Sollwinkel θ_0 und Sollimpuls p_0 der gesamte Restmassenbereich $M_{\Lambda}^2 \leq M^2 \leq M_{\Sigma^0}^2$ erfassen, der für die Auswertung der Λ -Polarisation zur Verfügung steht. Der flache Ausläufer im Akzeptanzprofil zu kleinen Massen hin ergibt sich aus der Verteilung der Bremskantenenergie nach Abb. 5b, die in den Monte-Carlo-Rechnungen berücksichtigt wurde.

3.3.2 Festlegung der Reaktionsebene

Zur Messung der Reaktionsebene sind im Spektrometer zwei weitere Hodoskope eingesetzt, die in Abb. 8 mit ϕ - und z-Hod. bezeichnet sind. Am vertikalen Winkelfokus ist eine mit ϕ -Hod. bezeichnete Proportionalkammer eingesetzt, die den Vertikalwinkel der Teilchen mißt mit einem Auflösungsvermögen

$\Delta\phi = 1.2 \text{ mrad (FWHM)}$. Das z-Hodoskop mit 8 Zählern von 1.2 cm Breite mißt die vertikale Startkoordinate z_0 mit einer Auflösung $\Delta z_0 = 0.4 \text{ cm (FWHM)}$. Es steht nicht genau am Ort des vertikalen Targetbildes, und mißt somit eine Kombination von ϕ und z_0

(s. Abbildungsgleichung IV in Tabelle 1). Um die Asymmetrie der Λ -Zerfallsprotonen nicht durch eine asymmetrische Apparatur zu verfälschen, wird sorgfältig darauf geachtet, daß die Spektrometerebene definiert durch $\phi = 0^\circ$, der γ -Strahl und die Mitte der Rückstoßzähler in einer Ebene liegen. Wie in den folgenden Kapiteln dargestellt ist, sind ϕ - und z-Hodoskop gut geeignet, die vertikale Justierung des γ -Strahls gegen das Spektrometer zu kontrollieren.

3.3.2.1 Winkeldifferenz zwischen γ -Strahl und Spektrometerebene

Durch die vertikale Startkoordinate z_0 , Vertikalwinkel θ und Erzeugungswinkel Θ ist die Reaktionsebene festgelegt, falls der γ -Strahl und die Spektrometerebene $\phi = 0^\circ$ parallel verlaufen. Die Neigung des γ -Strahls gegen $\phi = 0^\circ$ wird bestimmt, indem bei kleinem Sollwinkel $\Theta_0 = 0.3^\circ$ Elektronen mit dem Spektrometer nachgewiesen werden, die überwiegend durch Paarbildung im Target erzeugt werden. Wegen des kleinen mittleren Erzeugungswinkels $\Theta_e \approx \frac{m_e}{E_e}$ bei Paarbildung zeigt sich im vertikalen Winkelfokus ein scharfes Signal (Abb. 12), das genau die vertikale Richtung des γ -Strahls angibt. Aus der Abweichung des Signals von $\phi = 0^\circ$ ergibt sich $\Delta\phi_{\text{Strahl}} = (-0.025 \pm 0.014)$ mrad bei $\Theta_0 = 0.3^\circ$. Weiterhin wurde das Spektrometer trigonometrisch vermessen über den benutzten Sollwinkelbereich. Die maximale Abweichung von der Sollhöhe betrug am Ort des vertikalen Winkelfokus $\Delta z = \pm 0.35$ mm entsprechend $\Delta\phi = \pm 0.1$ mrad. Zusammen mit der Justiergenauigkeit des ϕ -Hodoskops $\Delta\phi = \pm 0.05$ mrad läßt sich die maximale Winkeldifferenz zwischen Spektrometerebene und γ -Strahl angeben zu:

$$\Delta\phi_{\text{Strahl}} = \pm 0.15 \text{ mrad.}$$

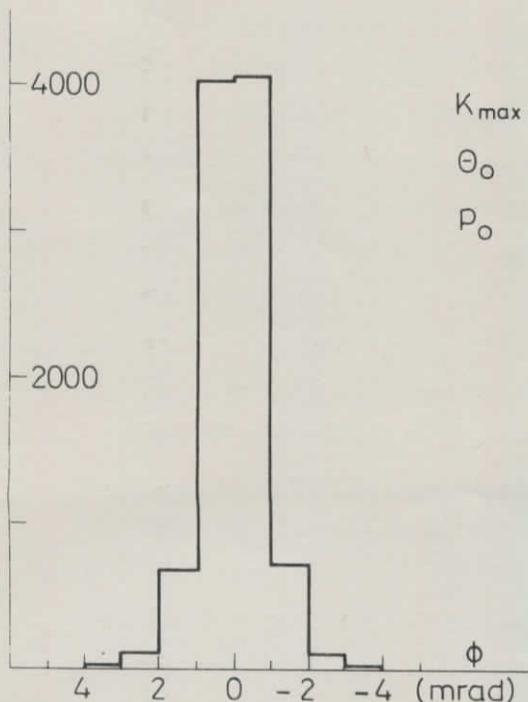


Abb.: 12 Elektronen - Paarerzeugung im vertikalen Winkelfokus abgebildet.

3.3.2.2 Justierung der Strahlhöhe

Die Strahlhöhe am Target wird mit dem fernsteuerbaren Kollimator K1 (Abb. 4) so justiert, daß die im z-Hodoskop aufgenommene Verteilung der vertikalen Startkoordinaten, die das vertikale Intensitätsprofil des γ -Strahls darstellt, symmetrisch zu $z = 0$ ist. Abb. 13 zeigt eine Belegung des z-Hodoskops und die Verteilung der vertikalen Startkoordinaten, die man aus der Spektrometergleichung IV Tab. 1 erhält. Zum Vergleich ist der vertikale Querschnitt des γ -Strahls am Target eingezeichnet, wie er sich aus der Strahlaufnahme für die betrachtete Messung ergibt.

Der Einsatz des z-Hodoskops im Spektrometer erlaubt es, den Intensitätsschwerpunkt des γ -Strahls genau in Sollhöhe zu justieren und dessen Lage während der Messung zu beobachten. Eine Kontrolle mit Hilfe von Strahlaufnahmen ist relativ ungenau, falls innerhalb der Kollimationsöffnung ein asymmetrisches Intensitätsprofil vorhanden ist. Die Mittelung der vertikalen Startkoordinaten ergibt den Intensitätsschwerpunkt \bar{z} , dessen Abweichung von der Sollhöhe beträgt gemittelt über die gesamten Messungen:

$$\Delta z_{\text{Strahl}} = +0.25 \pm 0.15 \text{ mm} .$$

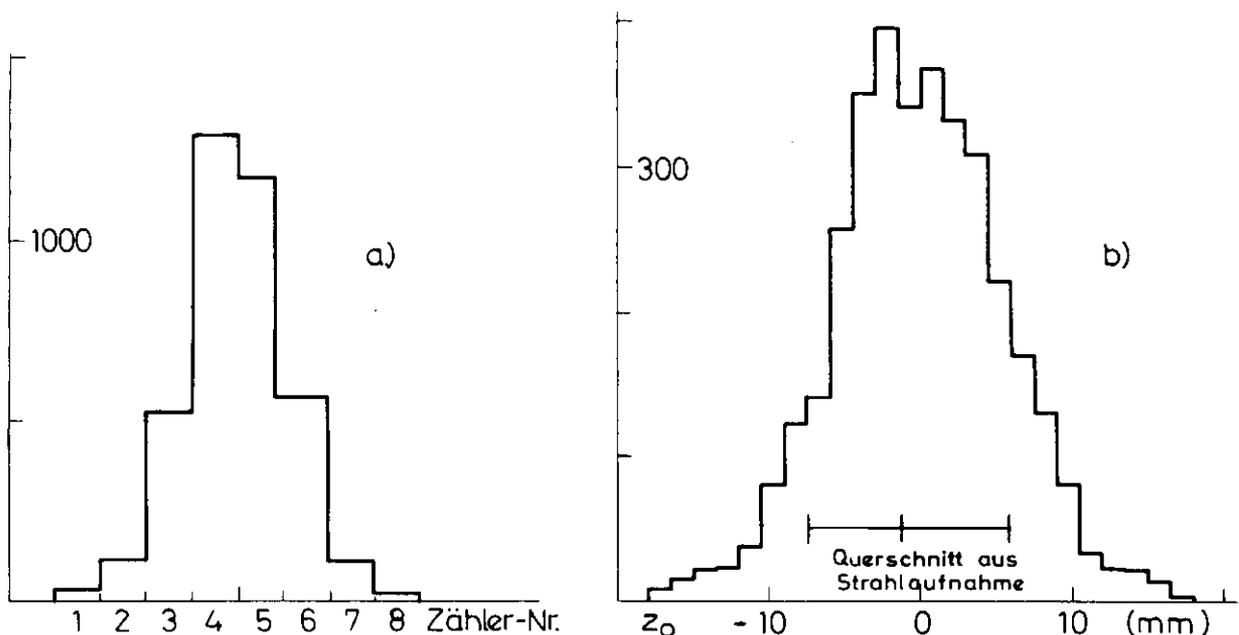


Abb.: 13 Belegung des z-Hodoskops (a) und resultierende Verteilung der vertikalen Startkoordinaten z_0 im Target (b).

3.4 Zählersystem im Spektrometer

Die Szintillationszähler $S_1 \dots S_4$, die den Durchgang eines geladenen Teilchens durch das Spektrometer registrieren, sind ebenso wie die Zähler der Hodoskope außer dem ϕ -Hodoskop aus 'Pilot-Y'-Szintillator* gefertigt. Das Szintillatorlicht wird über Lichtleiter aus Plexiglas auf die Kathoden der Photomultiplier vom Typ 56AVP**geführt. Bei den Hodoskopen sind Multiplier vom Typ XP1110 mit Verstärker am Anodenausgang eingesetzt.

Als ϕ -Hodoskop wird eine Proportionalkammer ¹³⁾ mit $41.6 \times 41.6 \text{ cm}^2$ Fläche und 2 mm Drahtabstand verwendet. Je zwei Drähte sind zusammengefaßt, und die Signale von 40 angeschlossenen Drähten gehen auf Verstärker mit einem Verstärkungsfaktor 100-200 und einer Anstiegszeit von 8 nsec. Die Proportionalkammer wird von einem Gasgemisch Methan-Kohlendioxyd im Volumenverhältnis 3:2 durchströmt und mit 5.8 kV Hochspannung betrieben. Mit diesen Bedingungen erhält man Pulshöhen von $\geq 10 \text{ mV}$ an 500Ω und eine Zeitauflösung von 30 nsec. Im Experiment beträgt das Ansprechvermögen $\xi = 97\%$. Ein wesentlicher Verlust $\Delta\xi$ im Ansprechvermögen resultiert aus elektronischer Totzeit, die man aus der mittleren Pulsbreite $\tau \approx 300 \text{ nsec}$ und der Zählrate $f = 60 \text{ kHz}$ pro Verstärker abschätzt zu $\Delta\xi = f \cdot \tau \approx 2\%$. Mit einer Koinzidenzauflösezeit von 30 nsec wird bei kleineren Zählraten ein Ansprechvermögen $\xi > 99.5\%$ erreicht.

Die beiden Gas-Schwellen-Cerenkovzähler \check{C}_e (\check{C}_π) bestehen aus innen verspiegelten Röhren von 26 cm Durchmesser und 185 cm (285 cm) Länge. Das von den durchfliegenden Teilchen erzeugte Čerenkovlicht wird über einen unter 45° geneigten Planspiegel in einen Parabolspiegel reflektiert. Dieser fokussiert das Licht durch ein Quarzfenster auf die Kathode eines 58UVP-Multipliers. Die Zähler \check{C}_e (\check{C}_π) sind mit Äthylen von 0.45 ata (3.5 ata) Druck gefüllt, so daß der \check{C}_e auf Elektronen und der \check{C}_π zusätzlich auf Pionen anspricht. Das Ansprechvermögen des \check{C}_e von $94 \pm 1\%$ ist

* Hersteller: Fa. Pilot Chemicals, Inc.

** Hersteller der im Experiment verwendeten Multiplier: Fa. Valvo

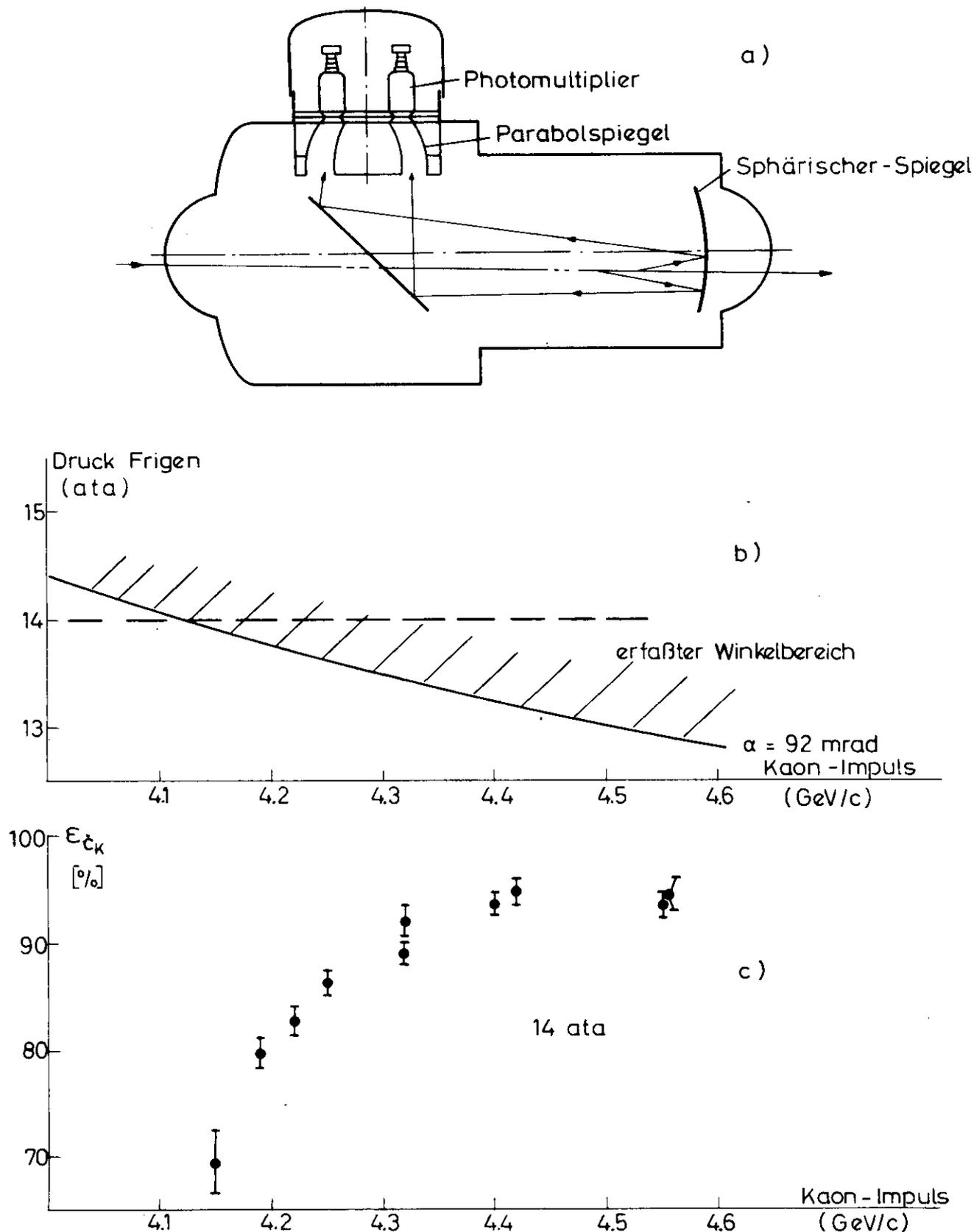


Abb. 14

a) : Längsschnitt durch den Kaon Čerenkovzähler \check{C}_K .

b) : Frigen-Druck in Abhängigkeit vom Kaon-Impuls für kleinsten akzeptierten Čerenkovwinkel.

c) : Ansprechvermögen von \check{C}_K in Abhängigkeit vom Kaon-Impuls für Frigen-Druck 14 ata.

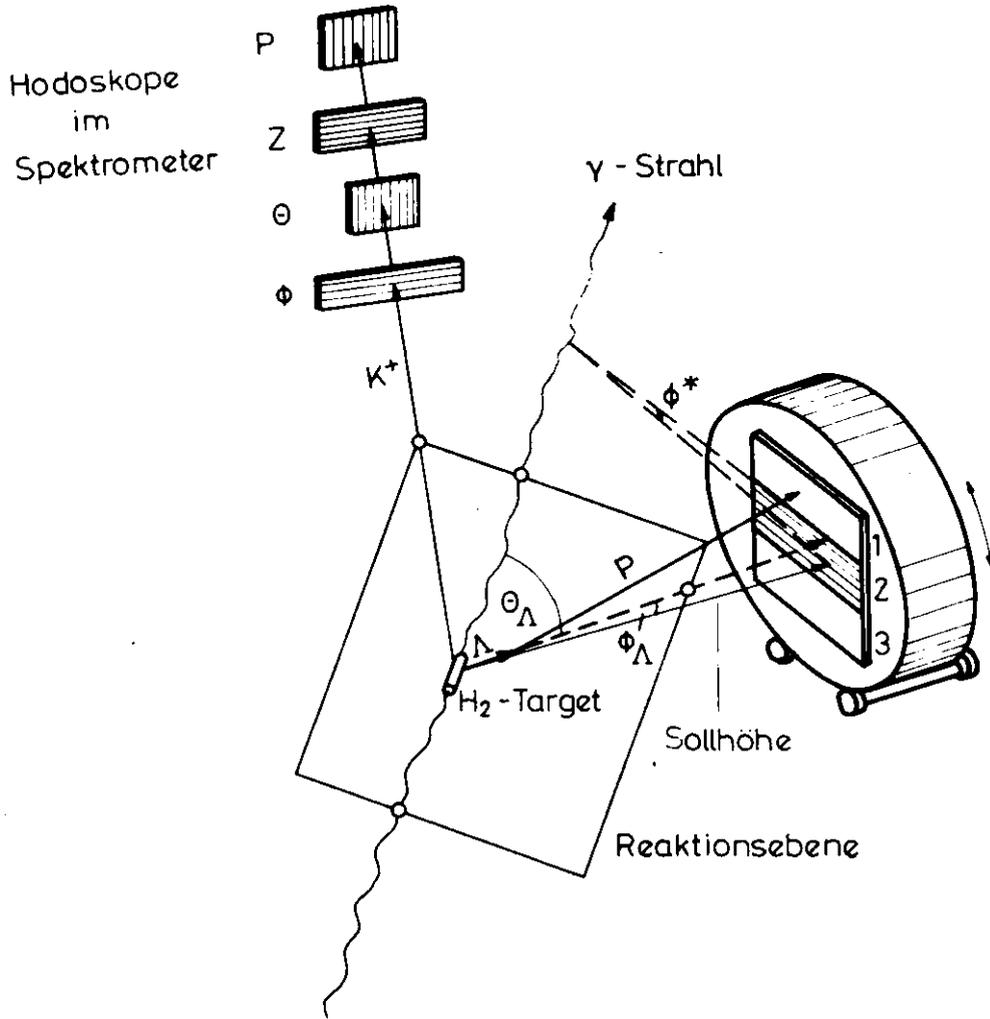
ausreichend, den Positronenbeitrag von 1-2% zu unterdrücken, der bei den hier betrachteten Sollwinkeln $\theta_0 > 5^\circ$ im Spektrometer vorhanden ist. Mit einem Ansprechvermögen von $99.95 \pm 0.14\%$ unterdrückt der \check{C}_π den Pionenuntergrund, der um einen Faktor ≈ 10 größer ist als der Kaonenanteil, nahezu vollständig.

Zur Identifikation der K^+ -Mesonen ist der Gas-Cerenkovzähler $\check{C}_K^{(4)}$ eingesetzt (Abb. 14a). Er besteht aus einem zylindrischen Stahldruckbehälter von 2.70 m Länge und 1 m Durchmesser. Als Eintritts- und Austrittsfenster sind Kugelkalotten aus 6.5 mm dickem Stahl eingesetzt. Das von den Teilchen erzeugte Čerenkovlicht wird von einem sphärischen Spiegel gesammelt und über einen Planspiegel abgelenkt, der unter 45° gegen die Strahlachse geneigt ist. Durch Quarzfenster trifft das Licht auf die Kathoden von 4 Multipliern XP1040, die auf einem Kreis von 40 cm Durchmesser angeordnet sind. Zur Lichtsammlung sind vor den Quarzfenstern Parabolspiegel angeordnet. Das optische System und die Öffnung der Parabolspiegel bestimmen den akzeptierten Čerenkovwinkel zu $92 \leq \alpha \leq 150$ mrad. Als Füllgas wird Frigen 13 ($C Cl F_3$) benutzt, das bei Impulsen von 4.2 - 4.7 GeV/c für K-Mesonen den benötigten Čerenkovwinkel bei Drucken von 14 - 16 ata liefert. In Abb. 14b+c ist der Druck als Funktion des Kaon-Impulses aufgetragen für $\alpha = 92$ mrad und das gemessene Ansprechvermögen $\epsilon_{\check{C}_K}$ des \check{C}_K -Zählers. Bei dieser Messung war gefordert, daß mindestens 3 der 4 Multiplier eine Pulshöhe von ≥ 80 mV liefern.

3.5 Zählersystem des Rückstoßarms

Die Zerfallsprotonen der Λ -Hyperonen werden mit drei horizontal angeordneten Zählern $R_1 \dots R_3$ nachgewiesen (Abb. 15), die mit einer Gesamtfläche von 60×70 cm² symmetrisch zur Spektrometerebene justiert sind. Der Abstand der Zähler vom Target ist so einstellbar, daß außer bei Impulsüberträgen $|t| = 0.2, 0.3$ (GeV/c)² der Zerfallskegel der Protonen gerade voll erfaßt wird. Auf einer Lafette ist das Zählersystem um das Target schwenkbar.

Die Zähler R_1 und R_3 mit den Maßen 60×25 cm weisen Protonen nach die außerhalb der vertikalen Winkelakzeptanz ϕ_{Akz} des Spektrometers den Rückstoßarm treffen. Um die Kippung der Reaktionsebene innerhalb ϕ_{Akz} zu berücksichtigen, befindet sich hinter dem



Vertikaler Querschnitt Horizontaler Querschnitt
durch das Zählersystem

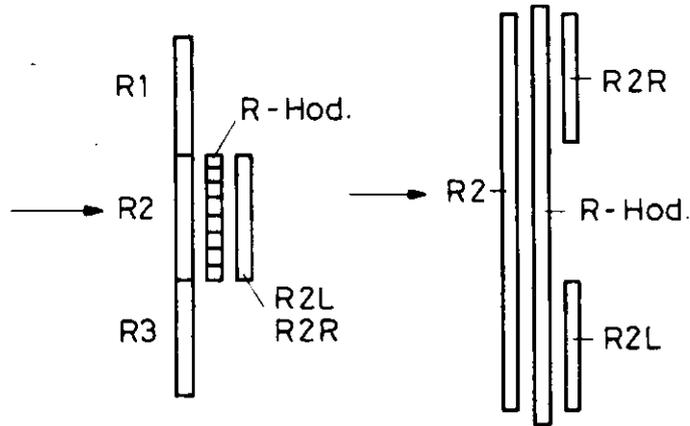


Abb.: 15 Aufbau des Rückstoßarms und Anordnung der Rückstoßzähler.

mittleren Zähler R_2 ein Hodoskop bestehend aus 15 Zählern mit 1.4 cm Breite. Die Reaktionsebene schneidet die Hodoskopzähler unter dem Winkel $\phi^* \approx \phi_\Lambda / \tan \theta_\Lambda$ für $\theta_\Lambda \approx 45^\circ$ (Abb. 15). Über die gesamte Länge der Hodoskopzähler $L = 60$ cm würde sich damit eine zusätzliche Unsicherheit bei dem Abstand der Protonen von der Reaktionsebene von $\Delta z \approx L \cdot \Delta \phi^*$ ergeben. Die Zähler R_{2R} und R_{2L} unterteilen die Fläche des Hodoskops in drei Bereiche, Δz wird um den Faktor 3 reduziert und beträgt maximal $\Delta z = \pm 0.6$ cm.

Das gesamte Zählersystem ist um eine Achse in Spektrometerebene, die den Targetmittelpunkt mit der Mitte der Zähler verbindet, um 180° drehbar. Die Messungen werden abwechselnd mit Zähler R_1 bzw. Zähler R_3 oben durchgeführt, so daß die folgende systematischen Fehler bei der Bestimmung der Zählratenasymmetrie der Λ -Protonen reduziert werden:

- Der Fehler, der sich aus unterschiedlichem Ansprechvermögen der Zähler $R_1..R_3$ und der einzelnen Hodoskopzähler ergibt.
- Der Fehler, der aus einer vertikalen Dejustierung der Zähler gegen die Drehachse resultiert.

Die Drehachse selbst ist mit einer Genauigkeit von ± 0.3 mm gegen die Spektrometerebene eingemessen.

Das Szintillatorlicht wird an beiden Enden der Zähler $R_1..R_3$ von Multipliern 56AVP registriert. Durch Addition der Signale von beiden Multipliern werden Laufzeit- und Pulshöhenschwankungen gering zu halten. Ebenso sind bei jedem Hodoskopzähler zwei Multiplier XP1110 eingesetzt. Die Verstärkung der 56AVP-Multiplier wird über die angelegte Hochspannung und über Abschwächer in den Signalausgängen so justiert, daß die Zähler gerade volles Ansprechvermögen für minimal ionisierende Teilchen haben. Damit ist gewährleistet, daß die Λ -Zerfallsprotonen mit Energien $60 \leq E_p \leq 580$ MeV entsprechend einem dE/dx -Verlust von $11.5 \leq dE/dx \leq 2.7$ MeV/g/cm² sicher über der Nachweisschwelle liegen. Die Zähler sind mit Lichtdioden MV50* versehen, deren Referenzsignale eine Elektronik ⁽⁵⁾ steuern, die die Multiplierverstärkung durch Regeln der Hochspannung stabilisiert.

Vor den Zählern befinden sich Absorber aus 1-6 cm Plexiglas, die die Einzelzählraten der Rückstoßzähler um einen Faktor 2-4 auf den erträglichen Wert von 2-3 MHz senken. Diese Rate,

* Hersteller: Fa. Monsanto

bei der die Totzeitverluste und zufällige Koinzidenzen in der Elektronik bei 5% liegen, ist als obere Grenze im Experiment definiert. Wie Leertargetmessungen zeigen resultiert die Zählrate der Rückstoßzähler zu 90% aus der Wechselwirkung des γ -Strahls mit dem Target. Die Absorber gestatten es ebenso wie ein breiter Strahlpuls (Kap. 3.1.2), die Photonintensität drastisch zu erhöhen und damit die Meßzeit zu reduzieren. Insgesamt betrug die Meßzeit des Experiments zusammen mit Test- und Kontrollmessungen etwa 500 Stunden.

Die Analysatorstärke der Apparatur wird durch Absorber nicht gestört, da Protonen oberhalb bzw. unterhalb der Reaktionsebene mit gleicher Wahrscheinlichkeit absorbiert werden und damit die zu messende Asymmetrie A_{Λ} nicht verfälscht wird.

TABELLE 1

Daten des experimentellen Aufbaus

γ -Strahl

Synchrotrontarget: 0.06 X₀ Wolfram

Kollimatoren (mm²) K1(4x4) K2(7x7) K3(17x17) H₂-Target Quantameter

Abstand vom
Synchrotron-
target (m) 12.0 18.6 27.5 45.6 71.5

Querschnitt am
Target: 12 x 12 mm²; Intensität 1-2 · 10¹⁰ eff.Quanten/sec

Experimente-Target: 11.2 cm flüssig Wasserstoff

Quantameter: DESY-Typ Nr. 6, Quantameterkonstante 1.83 · 10¹⁹ MeV/Asec

Gasfüllung 90% Stickstoff + 10% Helium

Magnetspektrometer: Akzeptanz $\frac{\Delta p}{P_0} \cdot \Delta \Omega = 17.8 \times 10^{-6}$ sterad

	Auflösung (FWHM)	Akzeptanz
Impuls	$\Delta p / P_0 = 0.4 - 0.6\%$	$\Delta p / P_0 = 6\%$
Erzeugungswinkel	$\Delta \theta = 2.4 - 2.8$ mrad	$\Delta \theta = 20$ mrad
Vertikalwinkel	$\Delta \phi = 1.2$ mrad	$\Delta \phi = 20$ mrad
Vertikale Startkoordinate	$\Delta Z_0 = 0.4$ cm	

Zählersystem im Spektrometer:

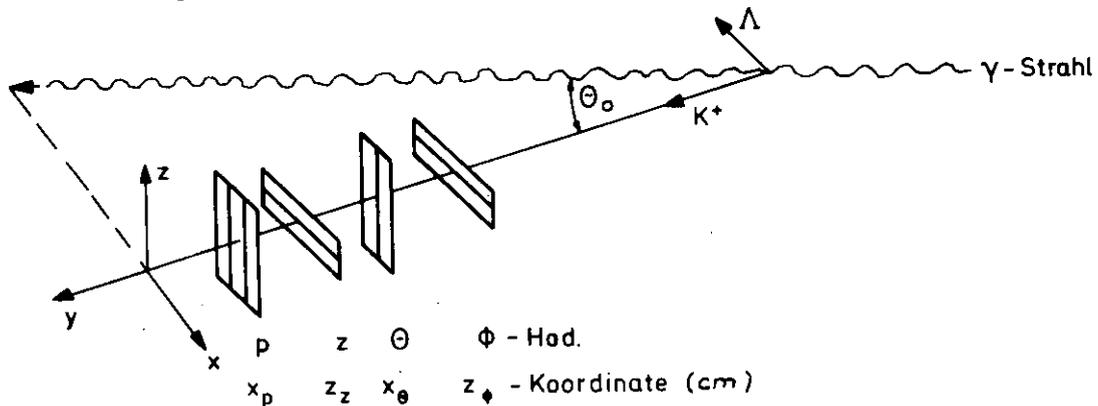
Szintillationszähler	Breite (cm)	Höhe(cm)	Dicke(cm)	Photomultiplier
S ₁	20.0	8.0	0.5	56 AVP
S ₂	18.0	10.0	0.5	"
S ₃	20.0	14.0	0.5	"
S ₄	35.6	18.0	0.5	"

Čerenkovzähler	Länge(cm)	Durchmesser (cm)	Füllung (ata)	
Č _e	185	26	0.45 Äthylen	58 UVP
Č _π	285	26	3.5 "	"
Č _K	250	100	14-16 Frigen 13	4xXP1040

Hodoskope	Zähleranzahl	Breite(cm)	Dicke(cm)	Länge(cm)	Photomultiplier
Θ -Hod	20	1.0	0.5	16	XP 1110
p-Hod	26	0.8	0.8	8	"
z-Hod	8	1.2	0.8	30	"
ϕ -Hod (Prop-Kammer)	20	0.4	-	41.6	100-200 fach Verstärker

Abbildungsgleichungen im Spektrometer unter Berücksichtigung der chromatischen Aberration:

Koordinatensystem



I Die Impulsabweichung $\Delta p/p_0$ vom Sollimpuls wird iterativ bestimmt in zwei Schritten ausgehend von $\Delta p/p_0 = 0$

$$\Delta p/p_0 = 0.01 \cdot \left(-(0.295 + 0.46 \Delta p/p_0) \cdot x_p + 1.35 \cdot \Delta p/p_0 \cdot x_\Theta - (0.19 + 1.45 \Delta p/p_0) \cdot x_0 \right) [\%]$$

II Die Winkelabweichung vom Sollwinkel Θ_0 ist

$$\Delta \Theta = 0.001 \left(-(0.724 + 0.55 \Delta p/p_0) \cdot x_p + (1.01 + 1.45 \Delta p/p_0) \cdot x_\Theta - (1.45 + 0.19 \Delta p/p_0) \cdot x_0 \right) [mrad]$$

III Der Vertikalwinkel ergibt sich zu

$$\phi = z_\phi / 333.2 [rad]$$

IV Die vertikale Startkoordinate ist

$$z_0 = - (z_z + 10.0 \cdot \phi - 3100.0 \cdot \Delta p/p_0 \cdot \phi) / (3.66 - 5.9 \cdot \Delta p/p_0) [cm]$$

Da im vorliegenden Spektrometer die horizontale Startkoordinate x_0 nicht gemessen wird, ist in den Gleichungen I + II $x_0 = 0$ zu setzen.

Zählerabmessungen im Rückstossarm

Zähler	Länge(cm)	Breite(cm)	Dicke(cm)	Photomultiplier
R ₁ , R ₃	60	25	1.0	je 2 • 56 AVP
R ₂	60	20	1.0	"
R2L, R2R	20	20	1.0	56 AVP
Rückstosshodoskop (15 Zähler)	62	1.4	1.0	je 2 • XP1110

Parameter des Rückstossarms

$ t $ (GeV/c) ²	Sollwinkel	Abstand DX Target-Zähler (cm)	Plexiglas -Absorber (cm)
0.2	50.2°	147	1
0.3	51.2°	147	1
0.4	51.2°	147	2
0.5	50.7°	170	2
0.6	50.0°	180	2
0.8	48.2°	200	3 ⁺
1.0	46.5°	200	3

+ 50% Messungen mit 6 cm Plexiglas

Messgenauigkeit: $\Delta\theta_{\Lambda} = 0.1^{\circ}$ (FWHM)

$\Delta DX = 7.5$ cm (FWHM) = Targetlänge (11.2 cm)
• $\cos \theta_{\Lambda}$

3.6 Schnelle Elektronik

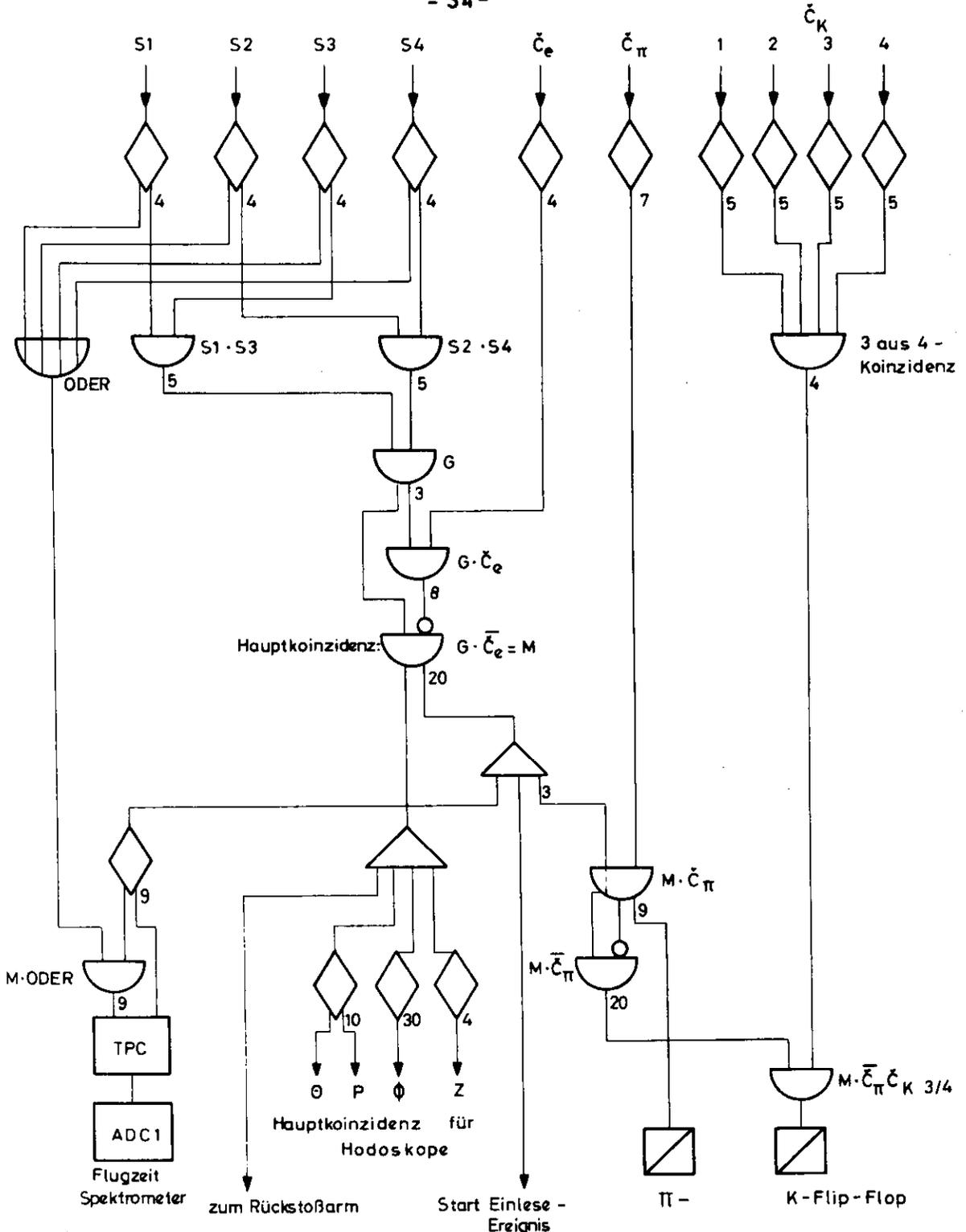
Die schnelle Elektronik, die logische Entscheidungen trifft aus dem zeitlichen Zusammentreffen der Zählerpulse, ist überwiegend aus Einheiten des Systems 'Nanologic 100'* aufgebaut. Zur Messung der Einzel- und Koinzidenzzählraten im Spektrometer sind 10 MHz DESY-Zähler eingesetzt. Die hohen Einzelzählraten der Rückstoßzähler werden von 100 MHz-Zählern* registriert.

3.6.1 Schnelle Elektronik Spektrometerarm (Abb. 16)

Zusätzlich zu den Koinzidenzzweigen sind noch verzögerte Koinzidenzzweige aufgebaut (in Abb. 16 nicht eingezeichnet), die den Anteil der zufälligen Koinzidenzen messen. Diskriminatoren formen die Signale von den Zählern in Normpulse von 300 mV Größe um, die Breite ist im Blockschaltbild eingetragen. Die Geometrikoinzidenz G zeigt den Durchgang eines Teilchens im Spektrometer an. Spricht dabei der Cerenkovzähler \check{C}_e nicht an, gibt die Hauptkoinzidenz $G\check{C}_e = M$ ein Signal, das über Signalverteiler aufgespalten weitere Vorgänge steuert:

- Die Koinzidenz $M\check{C}_\pi$ zeigt den Durchgang eines Pions im Spektrometer an, das Pion-Flip-Flop wird gesetzt.
- Hat der \check{C}_π nicht angesprochen, so prüft die Koinzidenz $M\check{C}_\pi\check{C}_{K3/4}$, ob mindestens 3 der 4 Multiplier des Kaon-Cerenkovzählers \check{C}_k ein Signal gegeben haben. Das Kaon-Flip-Flop wird entsprechend gesetzt.
- Die Hauptkoinzidenz sperrt die Elektronik und steuert einen Kleinrechner an, der die Information eines Ereignisses einliest (s. Kap. 4.2).
- Über Diskriminatoren auf verschiedene Pulsbreiten geformt prüft das Signal der Hauptkoinzidenz bei der Hodoskop-elektronik, welche Hodoskopzähler angesprochen haben.
- Bei der Elektronik des Rückstoßarms (Abb. 17) wird gefordert, daß gleichzeitig ein Teilchen im Rückstoßarm nachgewiesen wird.
- In der Koinzidenz M·ODER ist das ODER-Signal der Zähler $S_1 \dots S_4$ zeitbestimmend, d.h. der Ausgangspuls wird durch die Anstiegsflanke des ODER-Signals ausgelöst. Die Ausgangspulse der M·ODER- und der Hauptkoinzidenz gehen auf die Einheit

* Hersteller: Fa. Chronetics



DISKRIMINATOR
5 nsec Ausgangspuls

KOINZIDENZ
20 nsec Ausgangspuls

FAN-OUT

FLIP-FLOP

ANTIKOINZIDENZ

Abb.: 16 Blockschaltbild der Elektronik des Spektrometers

'TPC' (Time to Pulseheight Converter), die ein Analogsignal liefert, das proportional ist der zeitlichen Überlappung der beiden Eingangspulse. Über einen Analog-Digital-Konverter (ADC) wird das Analogsignal in eine digitale Information umgewandelt, die der Kleinrechner in ein Flugzeitspektrum sortiert.

Die Signale von $S_1..S_4$ sind zeitlich so abgeglichen, daß bei Kaonimpulsen von 4-5 GeV/c die Überlappung am TPC maximal ist. Trifft eines der 4 Signale früher oder später ein, so kommt der Puls der Koinzidenz M·ODER früher als die Hauptkoinzidenz, die Überlappung wird kleiner. Somit werden zufällige Koinzidenzen im Spektrometer in kleinere Flugzeitkanäle einsortiert; ihr Beitrag liegt unter 0.3%.

Die Signale der einzelnen Hodoskopzähler werden eingelesen in Speicher-Flip-Flops mit vorgeschalteter Diskriminator- und Koinzidenzstufe* .

3.6.2 Schnelle Elektronik Rückstoßarm (Abb.17)

Die Signale von beiden Multipliern der Rückstoßzähler $R_1..R_3$ werden addiert und gelangen über variable Abschwächer auf Diskriminatoren, die Normpulse von 7 nsec Breite auf die Koinzidenzen $M·R_1..M·R_3$ geben. Hier wird geprüft, ob innerhalb einer Auflösungszeit von 45 nsec die Rückstoßzähler angesprochen haben. Die Signale der Koinzidenzen $M·R_1..M·R_3$, bei denen die Pulse der Zähler $R_1..R_3$ zeitbestimmend sind, gehen zusammen mit dem Signal der Hauptkoinzidenz auf 3 TPC's mit nachfolgenden ADC's 2-4, mit denen die Flugzeit der Rückstoßteilchen gegen das Spektrometersignal bestimmt wird.

Die Pulshöhen werden über lineare Gates und ADC 5-7 aufgenommen. Die Koinzidenz $M·R_2$ liefert das Koinzidenzsignal für die Elektronik des Rückstoßhodoskops, die aus Pulsformern und Speicher-Flip-Flops mit vorgeschalteter Koinzidenz** besteht. Weiterhin prüft das Signal der Koinzidenz, ob einer der Zähler R2R oder R2L angesprochen hat, und setzt das entsprechende Flip-Flop.

* Modell 171 der Serie 'Nanologic 150')
** Modell 113 der Serie 'Nanologic 100') Fa. Chronetics

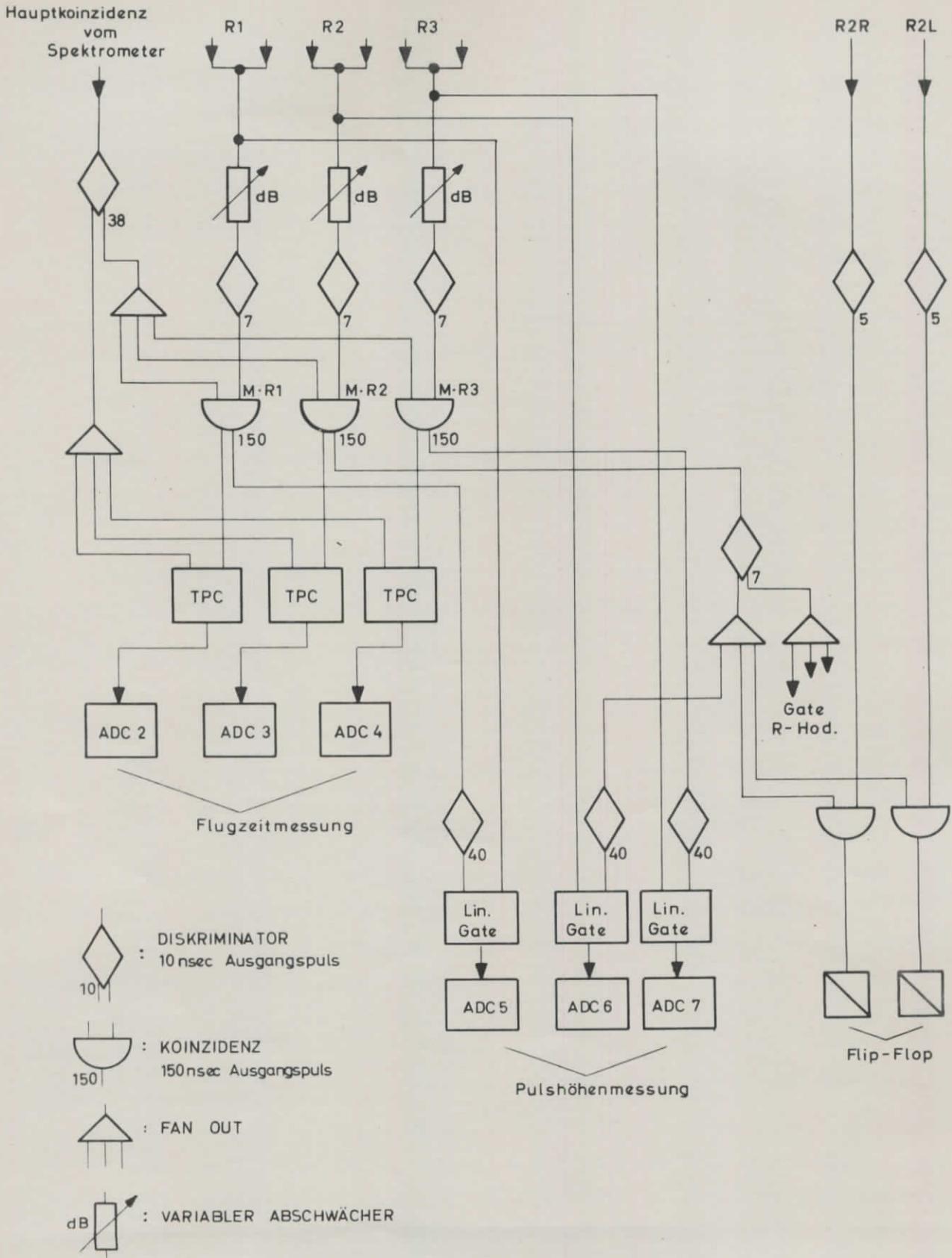


Abb. 17

Blockschaldbild der schnellen Elektronik Rückstoßarm

4. Aufnahme der Daten

Die Datennahme erfolgt in kurzen Messungen, deren Dauer ein bis zwei Stunden beträgt, entsprechend $3 \cdot 10^{13}$ bis $6 \cdot 10^{13}$ effektiven Quanten. Vor jeder Messung wird das Zählersystem des Rückstoßarms um die Spektrometerebene um 180° gedreht, so daß je die Hälfte der Messungen mit Zähler R_1 oben bzw. mit Zähler R_3 oben durchgeführt wird. Hierbei wird darauf geachtet, daß die Summe der Messungen mit den beiden Zählerstellungen mit der gleichen Zahl effektiver Quanten aufgenommen wird.

Zur Steuerung des Experiments ist ein Kleinrechner PDP 8I* eingesetzt. Im folgenden sind die Aufgaben des Rechners und der Funktionsablauf bei der Datennahme skizziert.

4.1 Aufgaben des Rechners

Der Rechner hat eine Speicherkapazität von 16484 12-bit-Worten; die Zykluszeit beträgt $1.5 \mu\text{sec}$. Er hat folgende Aufgaben:

- Steuerung des Meßablaufs
- Erfassung der Daten
- Datenübertragung zur DESY-Rechenanlage IBM 360/(75/65)
- Schreiben der Daten auf Magnetband
- Summierung der Daten und Wiedergabe statistischer Verteilungen zur Kontrolle des Experiments
- Ausgabe der von der Rechenanlage gelieferte Auswertung am Ende einer Messung

Während der Datennahme wird der Rechner von einem Programmsystem 'EXSYS' kontrolliert. Über Fernschreiber sind Eingriffe in den Programmablauf möglich, um die verschiedenen Pulshöhen- und Flugzeitspektren und die Belegung der einzelnen Hodoskope auf einem Bildschirm sichtbar zu machen.

4.2 Ablauf der Messung und Datennahme

Vor Beginn jeder Messung werden sämtliche für die Auswertung des Experiments wichtigen Parameter wie Sollwinkel und Sollimpuls des Spektrometers, Winkel und Abstand der Rückstoßzähler über Fernschreiber in den Rechner eingegeben. Dieser speichert

* Hersteller: Fa. Digital Equipment Corporation

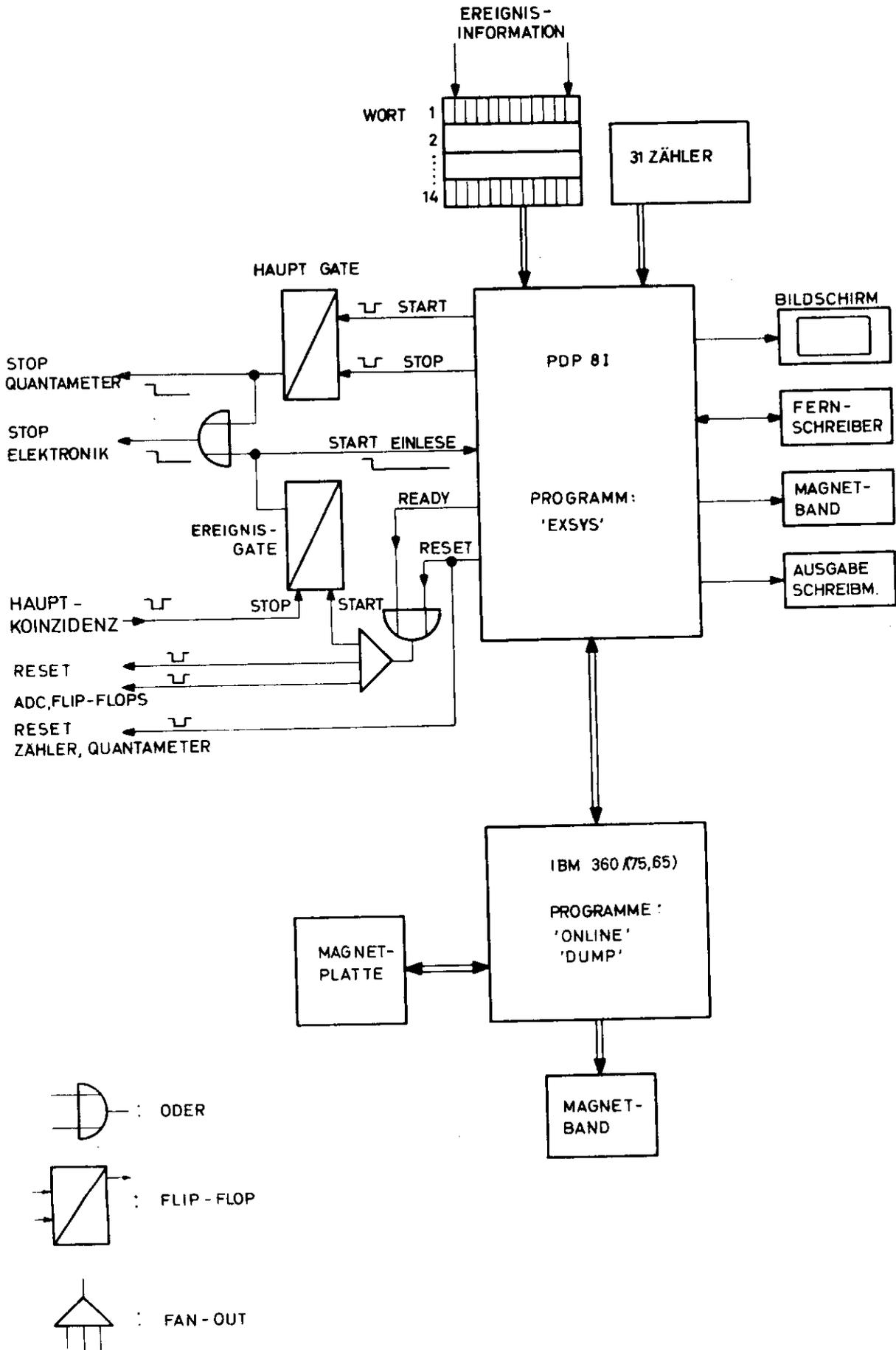


Abb. 18

Ablauf der Datennahme (vereinfacht).

die Parameter als 'Festen Datenblock' (FDB), schreibt den FDB auf Magnetband und überträgt ihn zur DESY-Rechenanlage.

Der Ablauf der Datennahme ist in Abb. 18 skizziert. Auf den Startbefehl über Fernschreiber gibt der Rechner folgende Signale heraus:

- Ein RESET-Signal setzt Zählerstände, Flip-Flop-Register und den Integrator des Quantameters auf Null zurück und öffnet das Ereignisgate.
- Ein START-Signal öffnet über das Hauptgate das Quantameter und die schnelle Elektronik.

Ein Ereignis ist von der schnellen Elektronik durch das Ansprechen der Hauptkoinzidenz $G\bar{C}_e$ definiert. Das Signal der Hauptkoinzidenz schließt über das Ereignisgate die schnelle Elektronik und steuert den Rechner an, der die Information eines Ereignisses einliest. In einem Flip-Flop-Register sind für jedes Ereignis folgende Werte gespeichert:

- Flugzeit im Spektrometer und im Rückstoßarm
- Pulshöhe der Rückstoßzähler
- Gesetzte Flip-Flops der angesprochenen Hodoskopzähler
- Ereigniszeit gegen t_{\max} (Kap. 3.1.2)
- π -, K-, R2L-, R2R-Flip-Flops

Der Rechner unterbricht das laufende Programm, liest die Information ein und gibt ein Signal READY heraus, das das Flip-Flop-Register auf Null setzt und die schnelle Elektronik öffnet. Die Einlesezeit, während der keine weiteren Ereignisse registriert werden können, beträgt $80 \mu\text{sec}$.

In Blöcken zu je 82 Ereignissen werden die Daten auf Magnetband geschrieben und zur DESY-Rechenanlage übertragen, die die Daten auf Magnetplatte speichert.

Über Fernschreiber wird die Messung beendet, der Rechner gibt ein STOP-Signal heraus, das das Hauptgate schließt. Die Zählerstände, Gesamtladung des Quantameter-Integrators und ein FDB werden auf Magnetplatte und Band festgehalten. Die DESY-Rechenanlage wertet mit dem Programm ONLINE die Daten der abgeschlossenen Messung aus und schickt die Analyse an den Kleinrechner

zurück, der erste Ergebnisse wie Restmassenspektrum und Ansprechvermögen der Hodoskope über eine Schreibmaschine ausgibt.

Wenn die Magnetplatte nach ca. 32000 Ereignissen gefüllt ist, wird ihr Inhalt mit dem Programm DUMP auf ein Magnetband kopiert, das zur weiteren Analyse verwendet wird.

5. Datenreduktion und systematische Fehler

5.1 Ablauf des Auswerteprogramms, (Abb. 19)

Monte-Carlo-Rechnungen

Für jedes Kaon-Ereignis im Spektrometer wird aus Erzeugungswinkel θ_K , Impuls p_K und der Bremskantenenergie K_{korr} (Kap. 3.1.2) das Quadrat der Restmasse M^2 bestimmt nach Gleichung (2.6). Liegt M^2 innerhalb eines Massenbereichs $1.20 \leq M^2 \leq 1.46 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$, wird die Information der Rückstoßzähler ausgewertet. Das Einschneiden in den Massenbereich der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ mit $M_{\Sigma^0}^2 = 1.425 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ erhöht die Statistik beträchtlich; der Einfluß des Σ^0 -Anteils auf die Λ -Polarisation beträgt wenige Prozent (Kap. 5.4).

Ein Rückstoßzähler hat angesprochen, wenn die von ihm registrierte Flugzeit in einen Koinzidenzbereich fällt, der die Maxima im Flugzeitspektrum (Abb. 20) voll erfaßt. Weiterhin wird gefordert, daß die gemessene Pulshöhe des angesprochenen Zählers eine vorgegebene Schwelle überschreitet. Durch Abschneiden der Ereignisse mit kleinen Pulshöhen wird der Untergrund in den Flugzeitspektren reduziert (Kap. 5.2). Haben die Zähler R_1 oder R_3 angesprochen, wird die Zahl der Zerfallsprotonen oberhalb ($N\uparrow$) oder unterhalb ($N\downarrow$) der Reaktionsebene hochgezählt. Hierbei wird die Stellung der Rückstoßzähler für die betrachtete Messung berücksichtigt.

Bei Ansprechen von Zähler R_2 wird aus Vertikalwinkel ϕ_K , θ_K und vertikaler Startkoordinate z_0 die Reaktionsebene bestimmt und die Schnittgerade der Reaktionsebene mit dem Rückstoßhodoskop berechnet. Der angesprochene Hodoskopzähler gibt an, ob das Zerfallsproton eine negative oder positive z -Koordinate bezüglich der Reaktionsebene hat. Insgesamt erhält man die aufsummierten $N\uparrow$ - und $N\downarrow$ -Ereignisse zu:

$$\begin{aligned}
 N\uparrow &= N(R_1) + N\uparrow_{\text{Hod}} + N(R_3) + N\uparrow_{\text{Hod}} \\
 N\downarrow &= N(R_3) + N\downarrow_{\text{Hod}} + N(R_1) + N\downarrow_{\text{Hod}}
 \end{aligned}
 \tag{5.1}$$

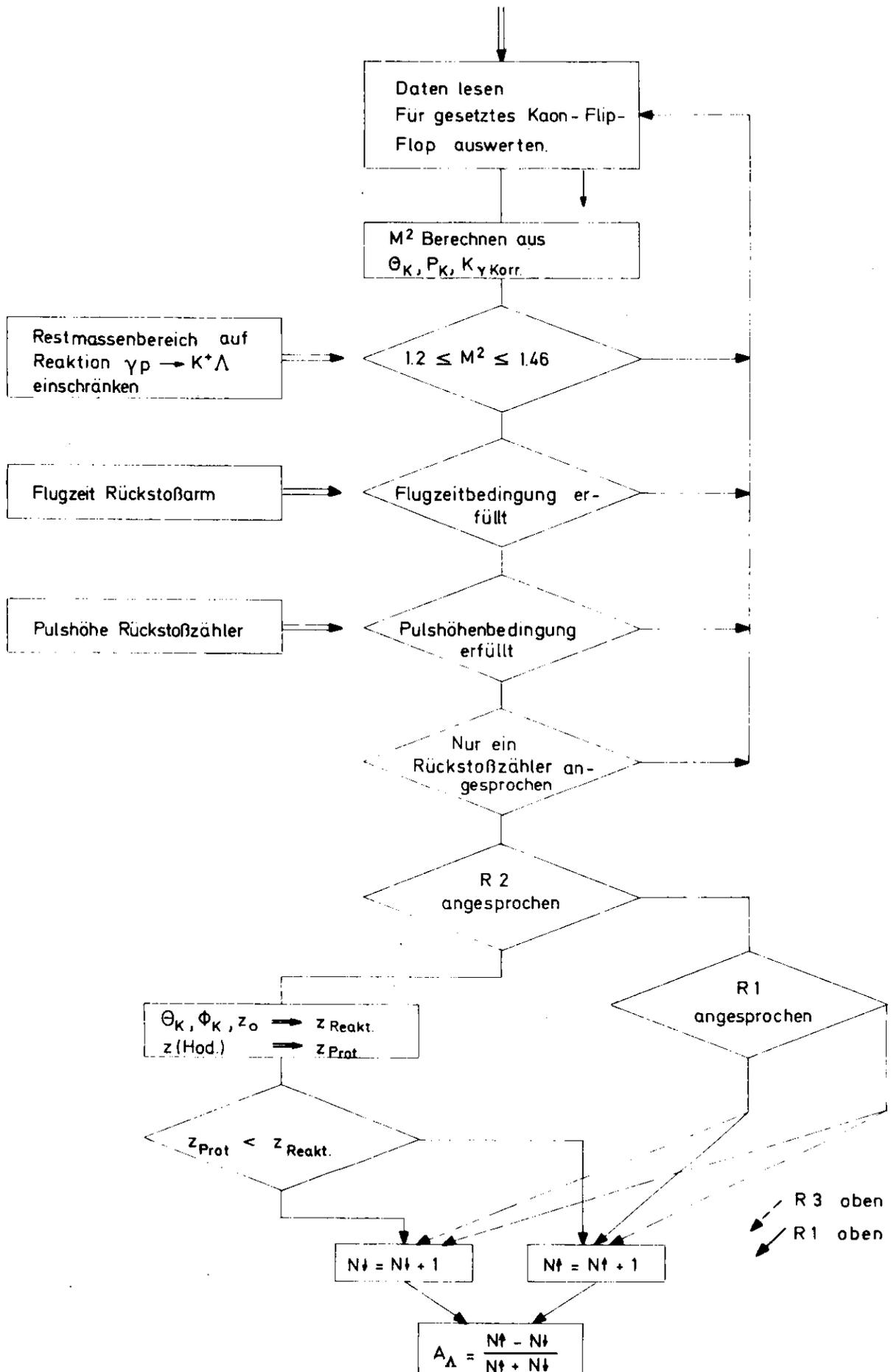


Abb. 19 Ablauf der Auswertung (vereinfacht).

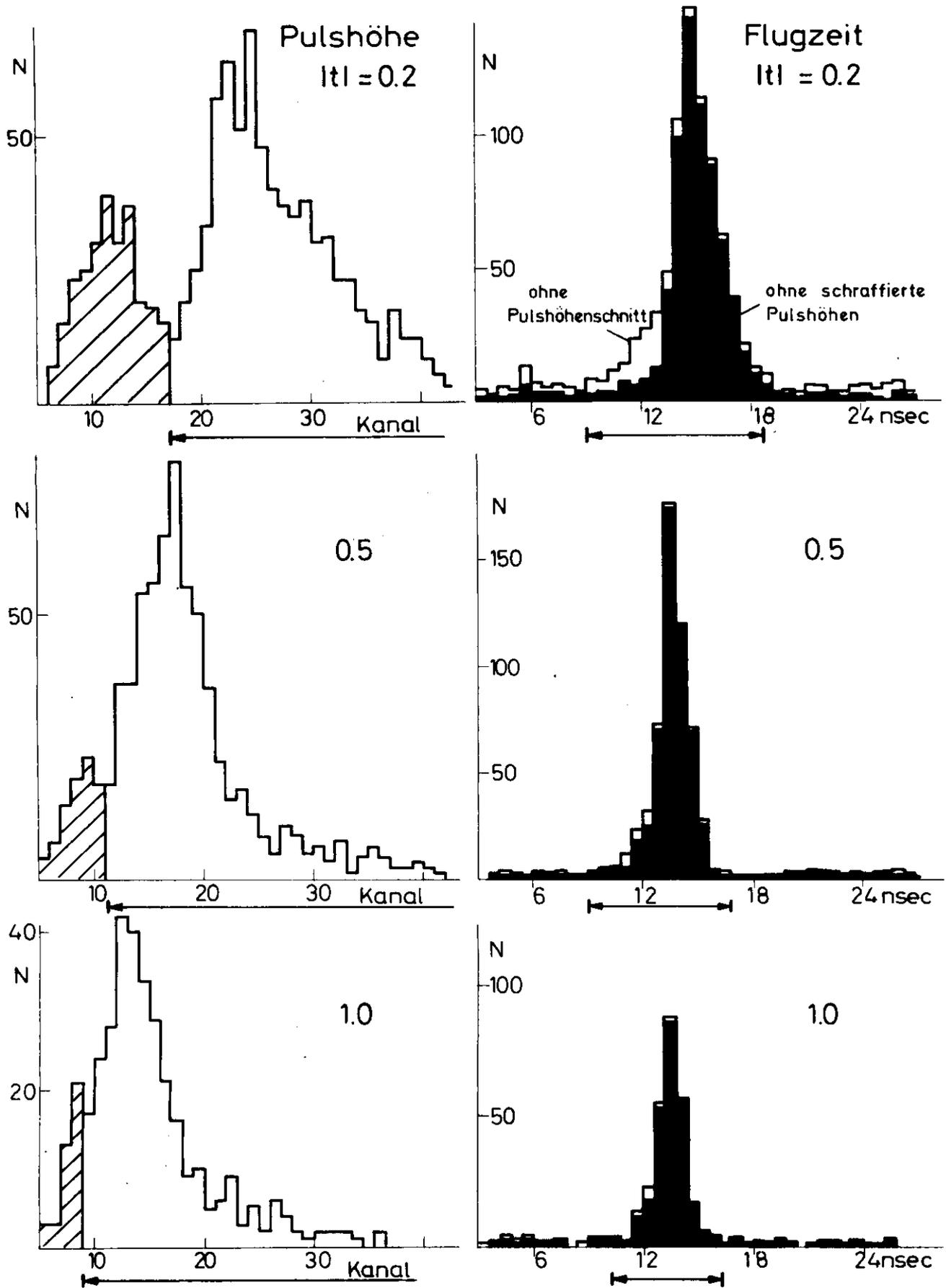


Abb:20 Pulshöhen- und Flugzeitspektren für Rückstoßzähler R1 bei verschiedenen Impulsüberträgen.

aus denen die Rückstoss polarisation P_{Λ} berechnet wird

$$P_{\Lambda} = \frac{1}{AS} \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \cdot \eta \quad (5.2)$$

Dabei bezeichnet AS die Analysatorstärke der Apparatur, die durch den Asymmetrieparameter des Λ -Zerfalls gegeben ist. Im Korrekturfaktor η werden berücksichtigt

- Der Pionenanteil aus dem Λ -Zerfall, der im Rückstossarm nachgewiesen wird (Kap. 5.3)
- Der Σ^0 -Anteil im ausgewerteten Massenbereich (Kap. 5.4)
- Ansprechverlust des Rückstosshodoskops (Kap. 5.8)
- Auflösungsvermögen der Apparatur für $N_{\uparrow} - N_{\downarrow}$ -Ereignisse (Kap. 5.9)

Zur Berechnung der Λ -Polarisation bleiben bei jedem Impulsübertrag ausser bei $|t| = 1.0 \text{ (GeV/c)}^2$ im Mittel 900 Ereignisse übrig. Die gemessenen Asymmetrien

$$A_{\Lambda} = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}$$

zeigen wenig Struktur als Funktion des Impulsübertrags und liegen bei Werten $-0.3 \leq A_{\Lambda} \leq -0.2$. Einige systematische Fehler der Asymmetrie A_{Λ} , die in den folgenden Kapiteln ausführlich erörtert werden, sind proportional zu $|A_{\Lambda}|$. Indem die maximale, gemessene Asymmetrie $|A_{\Lambda}| = 0.3$ zugrunde gelegt wird, ergeben die Abschätzungen den größtmöglichen, systematischen Fehler.

Der Einfluss der aufgeführten Korrekturen auf die zu messende Λ -Asymmetrie wird zum Teil mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen untersucht, die $K^+\Lambda$ -Ereignisse simulieren unter möglichst genauer Wiedergabe der experimentellen Bedingungen. In die Monte-Carlo-Rechnungen gehen ein:

- Die Form des γ -Bremspektrums, wie es aus Konverterdicke im Synchrotron und Kollimationswinkel des γ -Strahls folgt ²²⁾.
- Die Grösse des Reaktionsvolumens gegeben durch Targetlänge und γ -Strahlquerschnitt.
- Winkel- und Impulsakzeptanz des Spektrometers.

- Winkel- und Impulsauflösung des Spektrometers.
- Geometrie des Rückstossarms.

Über die Zerfallswinkelverteilung der Protonen im Λ -Ruhesystem (Gleichung 2.1) wird die Λ -Polarisation und damit die zu messende Asymmetrie A_Λ in die Monte-Carlo-Rechnungen eingegeben. Die simulierten $K^+\Lambda$ -Ereignisse werden einer Analyse unterzogen, deren Ablauf ähnlich dem Auswerteprogramm in Abb. 19 ist (Pulshöhen der Λ -Protonen und Untergrund in den Flugzeitspektren werden nicht simuliert). Durch Vergleich der vorgegebenen mit der berechneten Λ -Asymmetrie sind der Einfluss der Apparatur und der Auswertung abzuschätzen.

5.2 Untergrund in den Flugzeitspektren, Totzeitverluste

Die Ereignisse $N(R_i)$ der Rückstosszähler sind auf zufällige Koinzidenzen zu korrigieren, die aus dem flach verteilten Untergrund in den Flugzeitspektren ausserhalb des Koinzidenzbereichs ermittelt werden. Durch Schnitte in den Pulshöhenspektren (Abb. 20) lässt sich der Untergrund um 40 - 50% reduzieren. Die Pulshöhenschwelle wird dabei für jeden Zähler R_i so hoch gesetzt, dass sich dessen Beitrag zur Gesamtzahl der auswertbaren Koinzidenzereignisse gerade noch nicht verringert. Bezogen auf die Ereigniszahl $N(R_i)$ im Koinzidenzbereich verbleibt ein Untergrund von $U_{gr}(R_i) = 6 - 8\% \pm 2\%$, der von den Zählraten der Zähler R_1 und R_3 subtrahiert wird (Gleichung 5.1). Bei Zähler R_2 dient die Rate $N(R_2) - U_{gr}(R_2)$ zur Kontrolle der N_{Hod}^- und N_{Hod}^+ -Rate (Kap. 5.8). Die Ungenauigkeit des Untergrundes führt zu einem systematischen Fehler der Asymmetrie $\Delta A_\Lambda = \pm 0.012$.

Besonders bei kleinen Impulsüberträgen $|t| = 0.2, 0.3$ (GeV/c)² trennt der Pulshöhenschnitt nahezu vollständig die Pionen aus dem Λ -Zerfall ab, die sich als Stufe im Flugzeitsignal zu kleinen Flugzeiten hin zeigen (s. $|t| = 0.2$ in Abb. 20) und die zum gleichzeitigen Ansprechen von zwei Rückstosszählern führen wurden. Zu grösseren Impulsüberträgen $|t|$ hin nimmt der dE/dx -Verlust und damit die Pulshöhe der Λ -Protonen ab,

verlust $\Delta\epsilon$ haben, wird die N^+ - und N^- -Zählrate jeweils prozentual verringert - wie es durch Absorptionsverluste von Protonen der Fall ist -, die zu messende Asymmetrie A_Λ wird nicht gestört. Der maximale Zählratenunterschied der Zähler R_i betrug $\Delta f \approx 40\%$, entsprechend einem unterschiedlichen Ansprechverlust $\Delta\epsilon \approx 2.5\%$. Das entspricht einem zu vernachlässigenden Fehler $\Delta A_\Lambda < 0.002$ (s. Kap. 5.7).

5.3 Pionenanteil im Rückstossarm

Bei Impulsüberträgen $|t| > 0.3$ (GeV/c)² sind im Mittel 8% der Koinzidenzereignisse nicht auswertbar, bei denen zwei Rückstosszähler die Pulshöhen- und Flugzeitbedingung erfüllen. Die Zweifachereignisse $R_i \cdot R_j$ $i \neq j$ sind erklärbar durch:

- Untergrundteilchen, die gleichzeitig mit einem Zerfallsproton einen weiteren Rückstosszähler getroffen haben.
- Pionen, die aus dem Zerfall $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ im Rückstossarm nachgewiesen werden, und die durch einen Pulshöhenschnitt nicht vollständig abgetrennt sind. Monte-Carlo-Rechnungen zeigen, dass etwa 10% der Pionen aus dem Λ -Zerfall in den Rückstossarm gelangen; 2% treffen zusammen mit dem Proton den Zähler R_2 , führen also nur zum gleichzeitigen Ansprechen von zwei Hodoskopzählern (Kap. 5.8).

Aus der Wahrscheinlichkeit für Untergrund im Rückstosszähler R_i $W_i(U_{gr}) = 1.2\%$ (Kap. 5.2) lässt sich der Untergrundanteil der Zweifachereignisse abschätzen:

$$W_2 = \frac{\sum_{i \neq j}^3 W_i(U_{gr}) \cdot N(R_j)}{\sum_{j=1}^3 N(R_j)} \approx 2.5\% \quad (5.3)$$

$N(R_j)$: Protonereignisse im Zähler R_j

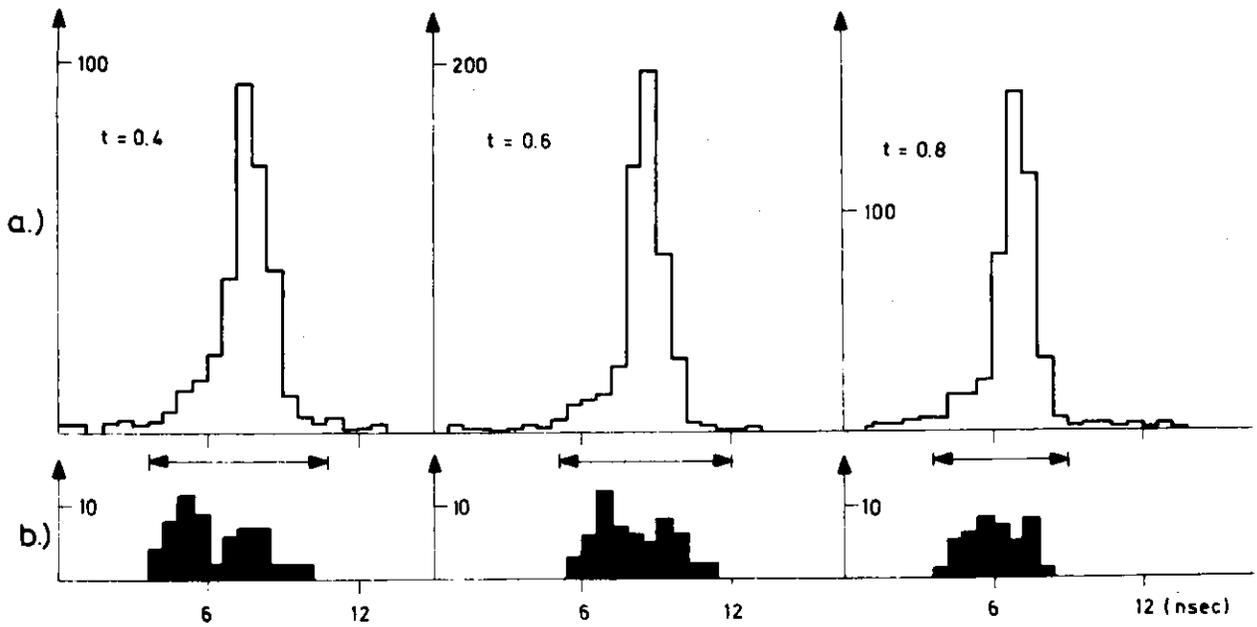


Abb. 21 Flugzeitspektrum für Rückstoßzähler R1
 a.) sämtliche Ereignisse
 b.) nur Zweifachereignisse $R_1 \cdot R_2, R_1 \cdot R_3$

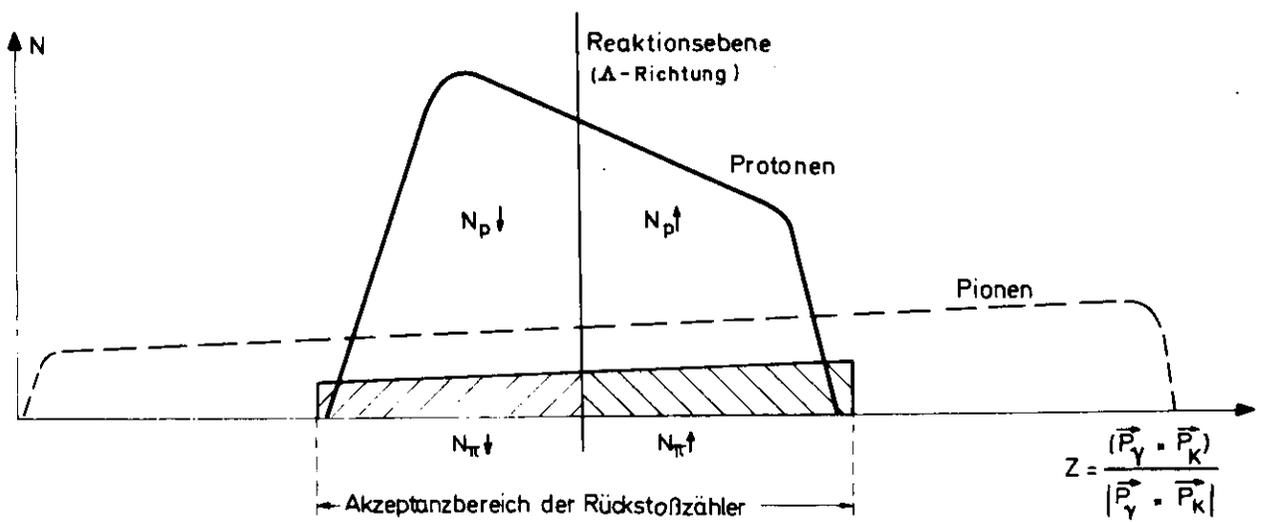


Abb.: 22 Ortsverteilung der Protonen und Pionen aus dem Λ -Zerfall bei der Fläche der Rückstoßzähler (schematisch).

Demnach überwiegt der Pionenanteil mit $\approx 5.5\%$ bei den Zweifachereignissen. In deren Flugzeitspektren zeigt sich deutlich bei $|t| = 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$ ein zweites Signal, das zu kleinen Flugzeiten gegenüber dem Protonensignal verschoben ist (Abb. 21). Die Verschiebung um $\approx 2.5 \text{ nsec}$ entspricht der erwarteten Laufzeitdifferenz der Pionen, ist jedoch nicht ausreichend, die Pionen in den Flugzeitspektren ohne Protonenverlust abzutrennen.

Der Einfluss der $\approx 5.5\%$ nicht auswertbarer π^-p -Koinzidenzen auf die Λ -Asymmetrie wird anhand von Abb. 22 erläutert. Sämtliche Pionen des Λ -Zerfalls haben bezogen auf die Reaktionsebene den gleichen Asymmetriewert $|A_\Lambda|$ nur mit umgekehrtem Vorzeichen, da zu jedem Proton oberhalb der Reaktionsebene ein Pion unterhalb der Reaktionsebene gehört. Entsprechend der Zerfallskinematik des fliegen die Pionen in einen grösseren Raumwinkel. Im Akzeptanzbereich des Rückstossarms erhält man als Ergebnis von Monte-Carlo-Rechnungen die Asymmetrie der Pionereignisse:

$$A_\pi = \frac{N_{\pi^+} - N_{\pi^-}}{N_{\pi^+} + N_{\pi^-}} = - (0.35 \pm 0.08) \cdot \underbrace{\frac{N_{p^+} - N_{p^-}}{N_{p^+} + N_{p^-}}}_{A_\Lambda} \quad (5.4)$$

Durch nicht auswertbare π^-p -Koinzidenzen wird die Zahl der Protonen N_{p^+} um N_{π^-} und N_{p^-} um N_{π^+} verringert, so dass die berechnete Asymmetrie A ist:

$$A = \frac{N_{p^+} - N_{\pi^-} - (N_{p^-} - N_{\pi^+})}{N_p - N_\pi} \quad (5.5)$$

$$N_p = N_{p^+} + N_{p^-}$$

$$N_\pi = N_{\pi^+} + N_{\pi^-}$$

Einsetzen der Beziehung (5.4) ergibt den Faktor K_π , mit dem die Asymmetrie A zu korrigieren ist:

$$A_\Lambda = A \cdot \underbrace{\frac{N_p - N_\pi}{N_p} \cdot \frac{1}{1 - 0.35 \cdot \frac{N_\pi}{N_p}}}_{K_\pi = 0.965 \pm 0.006} \quad (5.6)$$

$$\frac{N_\pi}{N_p} \approx 5.5\%$$

Der Fehler der Korrektur wird auf $\Delta K_{\pi} = \pm 0.02$ vergrössert, um mögliche Ungenauigkeiten im Pionenanteil zu erfassen, so dass ein maximaler Fehler der Asymmetrie $\Delta A_{\Lambda} = \pm 0.006$ folgt.

Bei Impulsüberträgen $|t| < 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$ verbleibt nach Pulshöhenschritten ein Pionenanteil von 1 - 2.5%, auf den nicht korrigiert wird. Eine mögliche Korrektur wird vom Fehler erfasst.

Der Anteil von 2.5% Zweifachereignissen des Untergrundes (Formel 5.3) ist nicht kinematisch an N_p^{\uparrow} und N_p^{\downarrow} -Ereignisse gebunden. Der Untergrund führt zu einem prozentualen Verlust bei den Zählraten N_p^{\uparrow} und N_p^{\downarrow} , d.h. die zu messende Asymmetrie wird nicht gestört.

5.4 Einfluss des Σ^0 -Anteils auf die Λ -Asymmetrie

Aus den Restmassenspektren (Abb. 10) ist ersichtlich, dass in einem Massenbereich, der frei ist von einem Σ^0 -Anteil, die Statistik relativ klein ist. Für die Berechnung der Λ -Asymmetrie ist es jedoch von geringem Einfluss, wenn man den auszuwertenden Massenbereich über die Σ^0 -Stufe ausdehnt, da die Λ -Hyperonen aus dem Σ^0 -Zerfall nicht stark polarisiert sind. Der Zerfall $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ ist ein magnetischer Dipolübergang. Mittelt man über alle Zerfallswinkel, so erhält man die Λ -Polarisation in Abhängigkeit von der Σ^0 -Polarisation ¹⁶⁾:

$$\vec{P}_{\Lambda} = -\frac{1}{3} \vec{P}_{\Sigma^0}$$

Über die Gleichung (2.2): $P_{\Lambda} = \frac{2}{3} A_{\Lambda}$, ergibt sich die maximale Asymmetrie der Σ^0 -Protonen für $P_{\Sigma^0} = \pm 1$:

$$A_{\Sigma^0} \equiv A(\Sigma^0 \rightarrow p \pi^- \gamma) = P_{\Sigma^0} \cdot \frac{d}{2} \cdot \left(-\frac{1}{3}\right) = \mp 0.11 \quad (5.7)$$

Für ein Gemisch von $N_{\Lambda} K^+ \Lambda$ -Ereignissen und $N_{\Sigma^0} K^+ \Sigma^0$ -Ereignissen ist die Asymmetrie A der Zerfallsprotonen

$$A = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} = \frac{(N_{\Lambda \uparrow} + N_{\Sigma^0 \uparrow}) - (N_{\Lambda \downarrow} + N_{\Sigma^0 \downarrow})}{N_{\Lambda} + N_{\Sigma^0}}$$

$$N_{\Lambda} = N_{\Lambda \uparrow} + N_{\Lambda \downarrow}$$

$$N_{\Sigma^0} = N_{\Sigma^0 \uparrow} + N_{\Sigma^0 \downarrow}$$

Multipliziert mit $(N_{\Lambda} + N_{\Sigma^0})$ erhält man

$$\frac{N_{\Lambda} + N_{\Sigma^0}}{N_{\Lambda}} \cdot A = \frac{N_{\Lambda \uparrow} - N_{\Lambda \downarrow}}{N_{\Lambda}} + \frac{N_{\Sigma^0}}{N_{\Lambda}} \cdot \frac{N_{\Sigma^0 \uparrow} - N_{\Sigma^0 \downarrow}}{N_{\Sigma^0}} = A_{\Lambda} + \frac{N_{\Sigma^0}}{N_{\Lambda}} \cdot A_{\Sigma^0} \quad (5.8)$$

Vernachlässigt man zunächst die Asymmetrie A_{Σ^0} , so zeigt Gleichung (5.8), dass der Σ^0 -Anteil die Λ -Asymmetrie $|A_{\Lambda}|$ um den Faktor $1/K_{\Sigma^0} = N_{\Lambda}/(N_{\Lambda} + N_{\Sigma^0})$ verringert. Diese Tendenz gibt auch die Messung wieder, wenn man den Massenbereich über die Σ^0 -Stufe ausdreht (Abb. 23 b).

Für den gewählten Massenschnitt $M^2 \leq 1.46 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ wird der Σ^0 -Anteil aus den Restmassenspektren der K^+ -p-Ereignisse abgeschätzt zu $N_{\Sigma^0}/N_{\Lambda} = 0.05 \pm 0.01 \pm 0.02$ für $0.2 \leq |t| \leq 1.0 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ (Abb. 23a). Somit erhält man einen Korrekturfaktor für die gemessene Asymmetrie: $K_{\Sigma^0} = 1.05 \pm 0.01 \pm 0.02$. Die Ungenauigkeit des Σ^0 -Anteils und die unbekannte Σ^0 -Asymmetrie $-0.11 \leq A_{\Sigma^0} \leq 0.11$ (Gleichung 5.7) ergeben einen Fehler $\Delta A_{\Lambda} = \pm 0.008$. Diesem systematischen Fehler steht gegenüber eine Abnahme des statistischen Fehlers um $\Delta A_{\Lambda} = 0.02$ durch den Gewinn an Statistik oberhalb des Massenschnitts $M^2 = 1.38 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$, bei dem der Σ^0 -Anteil sicher abgetrennt wäre.

Es sei noch bemerkt, dass der Verlauf der Asymmetrie (Abb. 23b) im Massenbereich $M^2 > 1.46 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ verträglich ist mit $A_{\Sigma^0} = -0.11$, so dass nach Gleichung (5.7) die Σ^0 -Polarisation positiv ist. Bei Impulsüberträgen, bei denen die Σ^0 -Erzeugung

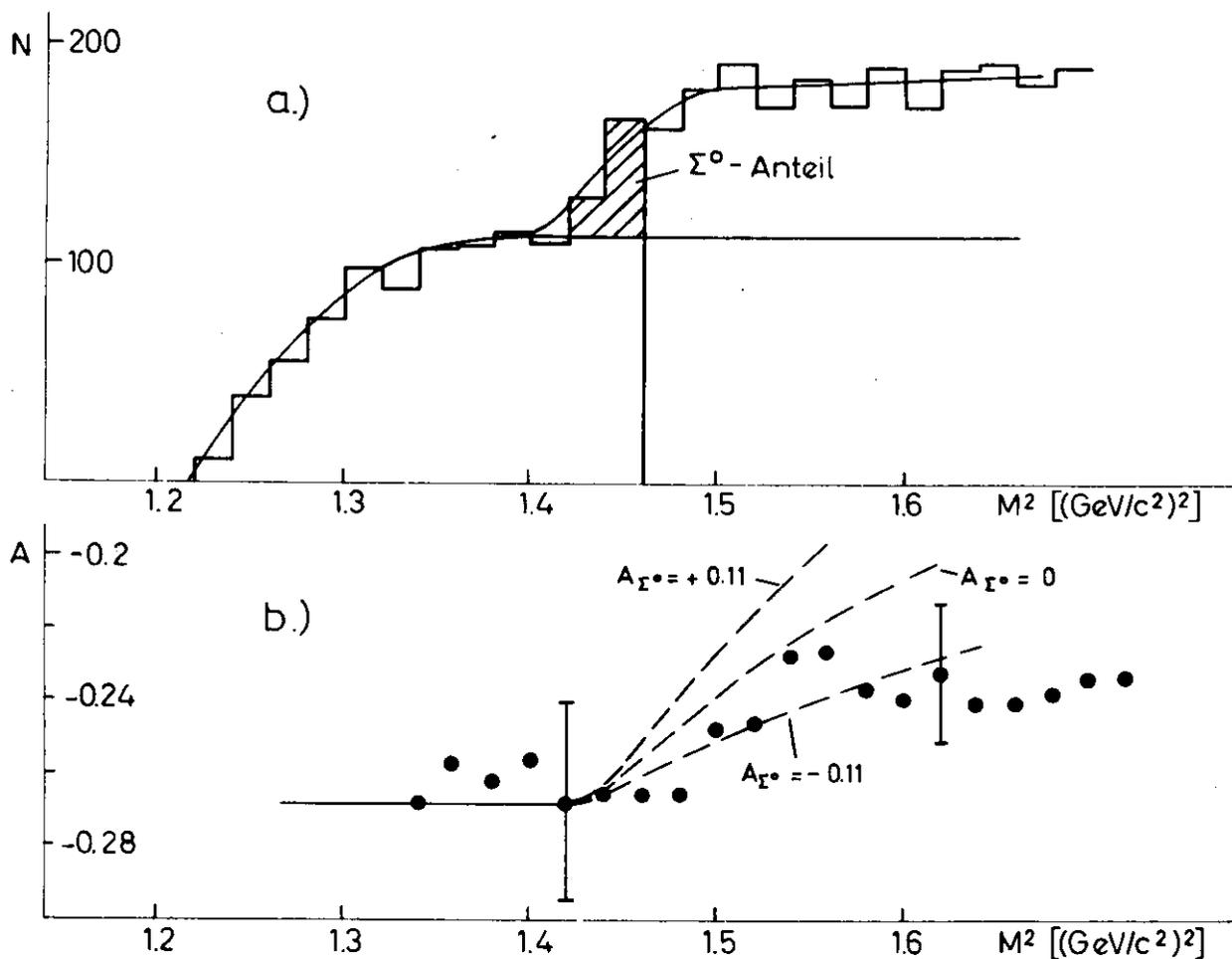


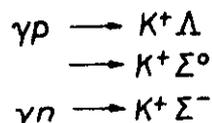
Abb. 23 a) M^2 -Spektrum für K^+ -p-Koinzidenzereignisse $|t| = 0.4$
 b) Verlauf der Asymmetrie bei Erweiterung des Massenbereichs über die Σ^0 -Stufe. Für die eingezeichneten Kurven ist $A_\Lambda = -0.268$, und der Σ^0 -Anteil ist nach Abb. a geschätzt.

mit grösserer Statistik aufgenommen ist, zeigt sich folgende Tendenz:

$ t \text{ (GeV/c)}^2$	P_{Σ^0}
0.4	$+ 1 \pm 0.9$
0.6	$+ 1 \pm 0.9$
0.8	$+ 0.2 \pm 1$

5.5 Leertargetbeitrag

Die Kaonzählrate beträgt bei Leertargetmessungen $9 \pm 2\%$ der Rate bei gefüllter Targetzelle. Ein Teil des Leertargetbeitrags, der innerhalb der Fehler unabhängig vom Impulsübertrag ist, lässt sich durch das Wasserstoffgas von 20°K in der Targetzelle erklären, dessen Dichte 1.7% vom flüssigen Wasserstoff beträgt. Weiterhin werden K^+ -Mesonen an gebundenen Nukleonen in den Zellenfolien erzeugt:



Bezogen auf den Koinzidenzanteil im Rückstossarm (52% bei gefüllter Zelle, s. Kap. 5.7) zeigt der Leertargetbeitrag $3.5 \pm 1\%$ Koinzidenzen mit einer Asymmetrie $A_{\text{leer}} = -0.3 \pm 0.3$. Innerhalb der Ungenauigkeit $\Delta A_{\text{leer}} = \pm 0.3$ ergibt der Leertargetbeitrag einen Fehler der Λ -Asymmetrie $\Delta A_{\Lambda} = \pm 0.01$.

5.6 Asymmetrie der Apparatur durch Justierfehler

Ausgehend von der Winkeldifferenz $\Delta\phi_{\text{Strahl}} = \pm 0.15$ mrad (Kap. 3.3.2.1) des γ -Strahls gegen die Spektrometerebene erhält man eine vertikale Verschiebung der Reaktionsebene beim Rückstossarm.

$$\Delta z = \Delta\phi_{\text{Strahl}} \cdot \frac{\sin \theta_{\Lambda}}{\sin \theta_K} \cdot DX = \pm 2 \text{ mm}$$

$DX =$ Abstand Rückstosszählertarget $147 - 200$ cm

Zusammen mit der Justiergenauigkeit der Rückstosszähler $\Delta Z = \pm 0.3$ mm und der Abweichung der γ -Strahlhöhe $\Delta Z = \pm 0.25$ mm (Kap. 3.3.2.2) beträgt die maximale Verschiebung der Reaktionsebene beim Rückstossarm $\Delta Z = \pm 2.6$ mm. Nach Monte-Carlo-Rechnungen entspricht diese Justiergenauigkeit der Apparatur einem Fehler der Λ -Asymmetrie $\Delta A_{\Lambda} = \pm 0.013$.

Nach Monte-Carlo-Rechnungen gilt für die Asymmetrie der Protonen

$$A_{\Lambda}(\Delta z) = 1.2 \cdot A_{\pi^- pp_s}(\Delta z)$$

Die Kontrollmessungen, die mehrere Male in die $K^+\Lambda$ -Erzeugung eingeschoben wurden, ergeben eine mit Null verträgliche Asymmetrie

$$A_{\pi^- pp_s} = -0.012 \pm 0.016$$

Entsprechend dem Ergebnis der Kontrollmessungen wird der systematische Fehler der Λ -Asymmetrie aufgrund einer Fehljustierung der Apparatur mit $\Delta A_{\Lambda} = \pm 0.02$ angesetzt.

5.7 Systematischer Fehler durch unterschiedliches Ansprechvermögen der Rückstosszähler

Für Asymmetriewerte $A \neq 0$ führt unterschiedlicher Ansprechverlust $\Delta \mathcal{E}$ der Rückstosszähler $R_1 \dots R_3$ zu einem systematischen Fehler, der allerdings durch das Rotieren der Rückstosszähler drastisch reduziert wird. Mögliche Ursachen für $\Delta \mathcal{E}$ bei einem Zähler R_i sind unterschiedliche Totzeitverluste (nach Kap. 5.2 ist $\Delta \mathcal{E} = 2.5\%$) oder zu scharfe Schnitte in den Flugzeit- und Pulshöhenspektren.

Ein Ansprechverlust von z.B. $\Delta \mathcal{E} = 10\%$ für Zähler R_1 bedeutet wegen des Rotierens der Rückstosszähler, dass die Zählraten $N_{\uparrow}(R_1, R_3)$ und $N_{\downarrow}(R_1, R_3)$ je um $\Delta N = 5\%$ verringert sind. ΔN ist in der Vertikalverteilung der Z-Protonkoordinaten in Abb. 25 schraffiert. Die Zählratenasymmetrie der Zähler R_1 und R_3 bleibt somit erhalten, nur die kleinere Asymmetrie der Hodoskopzählrate geht stärker gewichtet in die Gesamtasymmetrie $|A_{\Lambda}|$ ein, die insgesamt kleiner wird. Ein Ansprechverlust von Zähler R_2 ergibt ein geringeres Gewicht der Hodoskopasymmetrie, $|A_{\Lambda}|$ wird vergrößert. Abb. 25 zeigt, dass das Rotieren der Rückstosszähler einen Fehler ΔA_{Λ} durch Ansprechverlust der Zähler R_1 oder R_3 um einen Faktor 6 - 8 reduziert.

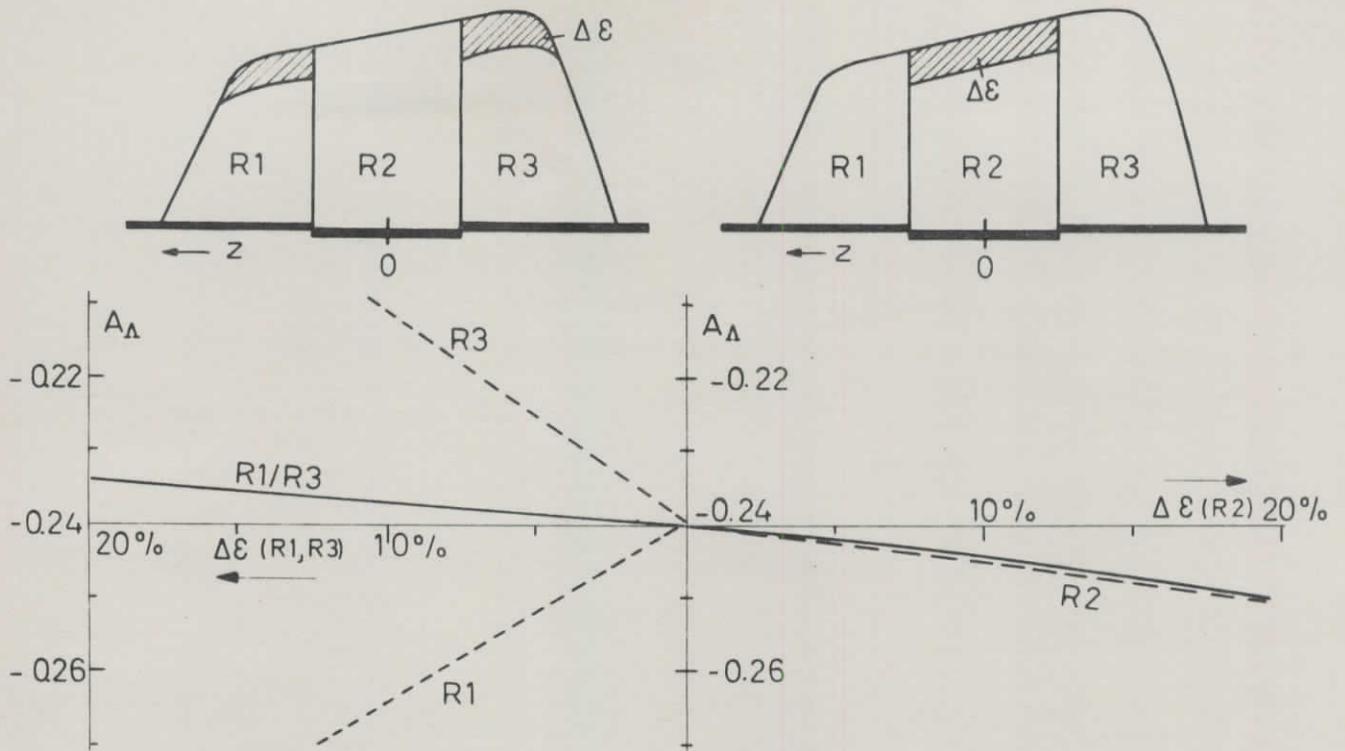


Abb: 25 Änderung der gemessenen Asymmetrie A_Δ f. $|t|=0.6$ bei Ansprechverlust $\Delta\epsilon$ bei einem der drei Rückstoßzähler
 ----- : ohne Rotieren der Rückstoßzähler
 ————— : mit Rotieren der Rückstoßzähler

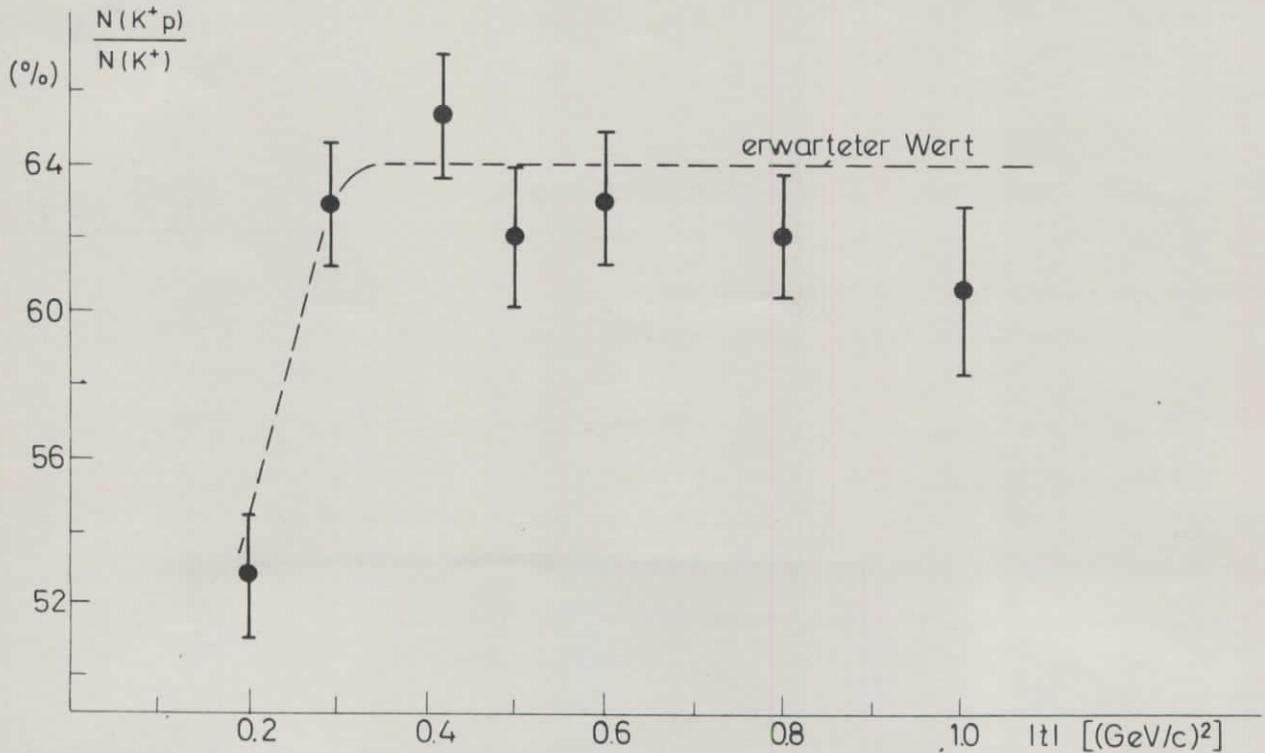


Abb: 26 Anteil der Kaon-Ereignisse mit Koinzidenzproton im Rückstoßarm (auf Verluste korrigiert).

Ein maximaler Verlust $\Delta\mathcal{E}$ für einen Rückstosszähler lässt sich aus dem Koinzidenzanteil im Rückstossarm abschätzen. Entsprechend dem Anteil des geladenen Zerfalls $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ werden 64% der Kaonen mit einem Koinzidenzproton erwartet für Impulsüberträge $|t| \geq 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$, bei denen der Zerfallskegel der Λ -Protonen voll erfasst wird. In dem Restmassenbereich $1.2 \leq M^2 \leq 1.38 \text{ (GeV/c}^2)^2$, in dem die Σ^0 -Erzeugung vollständig unterdrückt ist, erhält man im Mittel $52 \pm 1\%$ auswertbare Ereignisse mit einem Koinzidenzproton. Der Verlust lässt sich quantitativ erklären:

- Elektronische Totzeit ergibt einen Ansprechverlust der Rückstosszähler $\Delta\mathcal{E} = 4 - 6\%$ (Kap. 5.2)
- Vom Leertarget her fehlen $3 \pm 1\%$ Koinzidenzereignisse (Kap. 5.5)
- Durch Kernabsorption gehen $1.6 - 3.6\%$ Protonen verloren im Target (3.2 flüssig H_2), in 1.5 - 2 m Luft und in den Absorbern vor den Rückstosszählern (1 - 6 cm Plexiglas) ¹⁷⁾.
- Nicht auswertbare Zweifachereignisse (Kap. 5.3) ergeben einen Verlust von 3 - 8%.

Nach der Korrektur auf diese Verluste liegt die untere Fehlergrenze der K^+ -p-Ereignisse um $\approx 3\%$ unter dem erwarteten Wert (Abb. 26), was einem Ansprechverlust des Rückstossarms von $\Delta\mathcal{E} = 0.03/0.64 \approx 5\%$ entspricht. Ordnet man im ungünstigsten Fall den Verlust nur einem Zähler R_i zu, erhält man $\Delta\mathcal{E}(R_i) = 15\%$, da jeder der Zähler $R_1 \dots R_3 \approx 1/3$ der Protonen erfasst. Nach Abb. 25 ist für $\Delta\mathcal{E}(R_i) = 15\%$ der Fehler der Λ -Asymmetrie $\Delta A_\Lambda = \pm 0.008$.

5.8 Verluste im Rückstosshodoskop

Bezogen auf die Ereignisse $N(R_2)$ des Rückstosszählers R_2 abzüglich Untergrund $U_{gr}(R_2)$ (s. Kap. 5.2) zeigt das dahinter liegende Hodoskop einen Verlust von nicht auswertbaren Ereignissen von 7 - 10%, die sich zusammensetzen:

- In 1.5% der Fälle hat das Hodoskop nicht angesprochen. Dieser Verlust ist durch Absorption von Protonen im Zähler R_2 und durch Lücken zwischen den Hodoskopzählern zu erklären.

- Im Hodoskop haben zwei Zähler angesprochen: 5.5 - 8.5%. Die Zweifachereignisse resultieren aus Pionen (s. Kap. 5.3) und Untergrundteilchen, die zusammen mit einem Proton im Hodoskop nachgewiesen werden. Das Hodoskop mit einer festen Auflösungszeit von $\tau = 12$ nsec weist natürlich mehr Untergrund nach als Zähler R_2 , dessen Auflösungszeit durch Schnitte im Flugzeitspektrum zu $\tau = 6 - 10$ nsec festgelegt wird (Abb. 20).

Ein Verlust im Hodoskop würde wie ein Ansprechverlust $\Delta \epsilon$ des Zählers R_2 (Kap. 5.7) die zu messende Asymmetrie vergrößern. Die Hodoskopereignisse $N_{\uparrow \text{Hod}}$ und $N_{\downarrow \text{Hod}}$ (Gleichung 5.1) werden korrigiert mit dem Faktor

$$K_{\text{Hod}} = \frac{N(R_2) - U_{gr}(R_2)}{N_{\uparrow \text{Hod}} + N_{\downarrow \text{Hod}}} = 1.07 - 1.10 \pm 0.02,$$

der einer Korrektur der gemessenen Asymmetrie von 0.983 - 0.990 entspricht mit einem Fehler $\Delta A_{\Lambda} = \pm 0.002$.

5.9 Analysatorstärke der Apparatur

Wie in Kap. 2 dargestellt, wird die Λ -Polarisation bestimmt, indem man den paritätsverletzenden Zerfall $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ als Analysator benützt. Weist man sämtliche Zerfallsprotonen oberhalb und unterhalb der Reaktionsebene nach, so ergibt der Asymmetrieparameter α des Λ -Zerfalls die Analysatorstärke $AS = \alpha/2 = 0.323 \pm 0.009$. Bei den Impulsüberträgen $|t| \leq 0.3$ (GeV/c)² erfassen die Rückstosszähler nicht den gesamten Proton-Zerfallskegel. Die Analysatorstärke wird über Monte-Carlo-Rechnungen korrigiert.

$ t $ (GeV/c) ²	AS
0.2	0.302 ± 0.014
0.3	0.313 ± 0.012

Die angegebenen Werte für die Analysatorstärke berücksichtigen noch nicht das Auflösungsvermögen der Apparatur für $N_{\uparrow} - N_{\downarrow}$ -Ereignisse. Durch die experimentelle Messgenauigkeit Δz bei der Z-Koordinate der Protonen bezüglich der Reaktionsebene wird die

Analysatorstärke der Apparatur verringert, denn Protonen mit einem Abstand von der Reaktionsebene kleiner als Δz sind nicht eindeutig als $N\uparrow$ - oder $N\downarrow$ -Ereignisse klassifizierbar; sie werden im Mittel gleichverteilt zu $N\uparrow$ - und $N\downarrow$ -Ereignissen beitragen.

Nach Abb. 27 ist die Z-Koordinate der Protonen bezogen auf die Reaktionsebene

$$z = \underbrace{z(\text{Hod})}_{\text{Z-Koordinate des Protons}} - \underbrace{\phi_K \cdot \frac{\sin \theta_\Delta}{\sin \theta_K} \cdot DX}_{\text{Z-Koordinate der Reaktionsebene beim Rückstosshodoskop}} - z_0$$

z_0 : Vertikale Startkoordinate (Kap. 3.3.3.2)
 DX : Abstand Target-Rückstosszähler

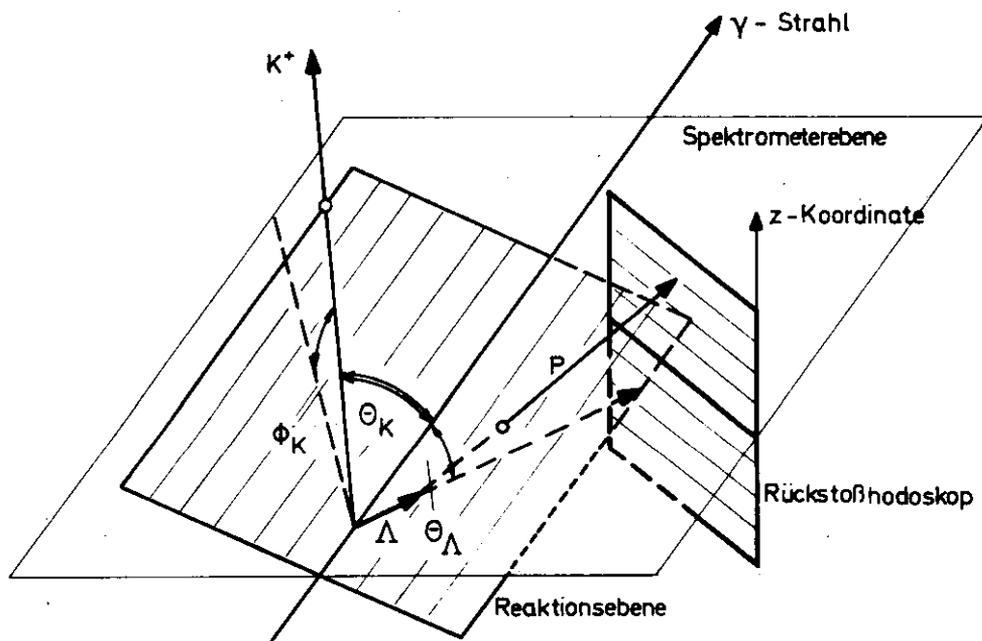


Abb.: 27 Geometrische Größen bei der Festlegung der Reaktionsebene.

Berücksichtigt man die Auflösung der einzelnen Messgrößen nach Tab. 1 und die Vielfachstreuung der Protonen im Target, so erhält man nahezu unabhängig vom Impulsübertrag einen Fehler $\Delta z = 2.8$ cm (FWHM), der überwiegend durch die Zählerbreite des Rückstosshodoskops und die Auflösung des Vertikalwinkels ϕ bestimmt ist. Der Einfluss von Δz auf die wahre Asymmetrie A_{Δ} wird berechnet, indem bei der Auswertung der Messdaten die Auflösung Δz verschlechtert wird durch Zusammenfassen von zwei und mehr Hodoskopzählern. Extrapoliert man den so erhaltenen Verlauf $A(\Delta z)$ linear zu $\Delta z = 0$, erhält man die wahre Asymmetrie bei idealer Auflösung der Apparatur. Die Extrapolation ergibt einen Korrekturfaktor $K_{\Delta z} = 1.025 \pm 0.005$, dessen Fehler auf $\Delta K_{\Delta z} = \pm 0.01$ vergrößert wird, um mögliche Fehler der linearen Extrapolation zu erfassen. Für maximale Asymmetrie $|A_{\Delta}| = 0.3$ entspricht die Ungenauigkeit der Korrektur einem Fehler $\Delta A_{\Delta} = \pm 0.003$.

Die Auflösung Δz wirkt nur auf die Hodoskopasymmetrie ein, die Ereignisse $N(R_1, R_3)$ sind eindeutig als N_{\downarrow} , N_{\uparrow} klassifizierbar, da die Zähler R_1 und R_3 ausserhalb der vertikalen Winkelakzeptanz des Spektrometers liegen.

In der folgenden Tabelle sind die Korrekturen und systematischen Fehler zusammengestellt.

TABELLE 2

Korrekturen und systematische Fehler der Λ -Asymmetrie

<u>Quelle</u>	<u>Korrektur</u>	<u>Fehler ΔA_Λ</u>
Untergrund in den Flugzeitspektren	-	± 0.012
Pionenanteil im Rückstossarm	1.0 ... 0.965 $0.3 \leq t \leq 0.4$	± 0.006
Σ^0 -Anteil	1.05	± 0.008
Leertargetbeitrag	-	± 0.01
Justierfehler	-	± 0.02
Unterschiedliches Ansprechvermögen der Rückstosszähler	-	± 0.008
Verlust im Rückstoss-hodoskop	0.983 ... 0.990	± 0.002
$N\uparrow$ - $N\downarrow$ -Auflösungsvermögen der Apparatur	1.025	± 0.003

quadratisch addiert: $\Delta A_\Lambda \pm 0.029$

Zusammen mit dem Fehler der Analysatorstärke $\Delta A_5 = \pm 0.009 \dots \pm 0.015$ ergibt sich ein systematischer Fehler der Λ -Polarisation

$$\Delta P_\Lambda = \pm 0.10 .$$

6. Ergebnis der Messungen

In der folgenden Tabelle ist die Rückstoss polarisation wiedergegeben. Zu den rein statistischen Fehlern kommt noch eine systematische Ungenauigkeit $\Delta P_{\Lambda} = \pm 0.10$.

Tabelle 3 Λ -Polarisation (nur statistische Fehler)

$K_{\gamma} = 5.0 \text{ GeV}$

$ t \text{ (GeV/c)}^2$	$\bar{P}_{\Lambda} = P_{\Lambda} \frac{(\vec{P}_{\gamma} \times \vec{P}_{\Lambda})}{ \vec{P}_{\gamma} \times \vec{P}_{\Lambda} }$	ΔP_{Λ}
0.2	-0.91	± 0.10
0.3	-0.78	± 0.11
0.4	-0.88	± 0.09
0.5	-0.96	± 0.12
0.6	-0.75	± 0.10
0.8	-0.69	± 0.10
1.0	-0.51	± 0.17

Die Rückstoss polarisation P_{Λ} ist gross und negativ in dem Impulsübertragungsbereich $0.2 \leq |t| \leq 1.0 \text{ (GeV/c)}^2$, auf den dieses Experiment beschränkt ist (Abb. 28). Da wegen axialer Symmetrie in Vorwärtsrichtung $P_{\Lambda} = 0$ ist, fällt P_{Λ} sehr steil auf $P_{\Lambda} = -0.9$ bei $|t| = 0.2 \text{ (GeV/c)}^2$. Mit zunehmendem $|t|$ zeigt der Verlauf von P_{Λ} ebenso wie der differentielle Wirkungsquerschnitt keine signifikante Struktur.

6.1 Helizitätsamplituden und Polarisationsgrössen bei $K^+ \Lambda$ - Photoproduktion

Photon, Proton und das erzeugte Hyperon treten je in zwei Helizitätszuständen auf:

$$\begin{aligned} \text{Photon} & : |\lambda_{\gamma}\rangle = |\pm 1\rangle \\ \text{Proton} & : |\lambda_p\rangle = |\pm 1/2\rangle \\ \Lambda\text{-Hyperon} & : |\lambda_{\Lambda}\rangle = |\pm 1/2\rangle \end{aligned}$$

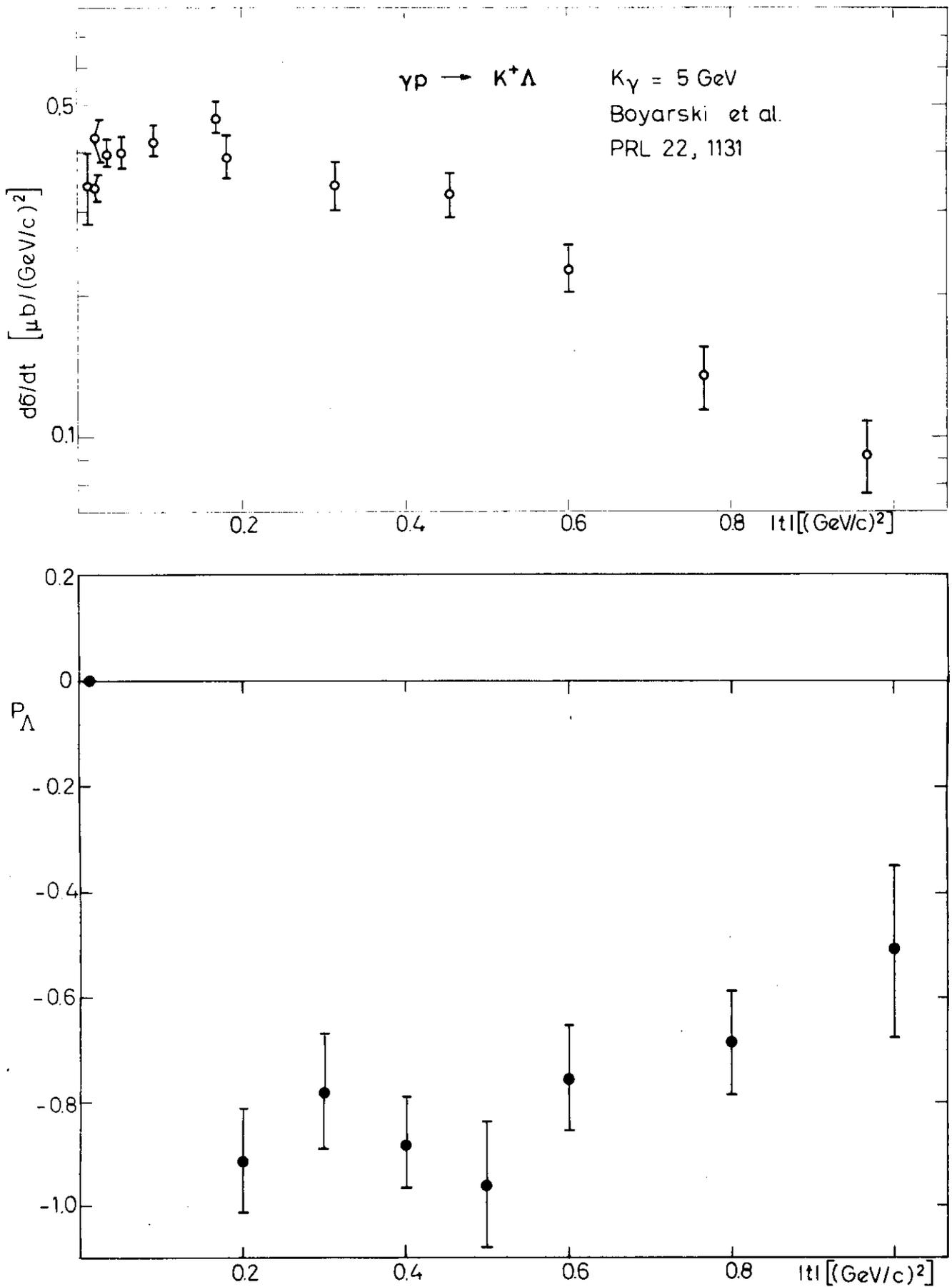


Abb. 28 Λ -Polarisation P_Λ bei $K^+ \Lambda$ -Photoproduktion als Funktion des Impulsübertrages $|t|$ bei der γ -Energie $K_\gamma = 5 \text{ GeV}$. Das obere Bild zeigt den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts.

Somit sind bei der Reaktion



insgesamt $2^3 = 8$ Übergänge zwischen reinen Helizitätszuständen möglich. Wegen der Paritätserhaltung bei der elektromagnetischen Wechselwirkung reduziert sich die Zahl der unabhängigen Amplituden auf 4. Der Arbeit von N. Levy et al. ¹⁹⁾ folgend werden die 4 s-Kanal-Helizitätsamplituden gewählt:

	$(\lambda_\gamma, \lambda_p, \lambda_\Lambda)$			Gesamt-Helizitätsänderung $n = (\lambda_\gamma - \lambda_p) + \lambda_\Lambda $	
H_1	1	-1/2	-1/2	1	N Baryon-Nonflip
H_2	1	+1/2	-1/2	0	F Baryon-Flip
H_3	1	-1/2	+1/2	2	F Baryon-Flip (6.1)
H_4	-1	+1/2	+1/2	1	N Baryon-Nonflip.

Fasst man die Baryon-Nonflip- und Baryon-Flip-Amplituden zusammen in der Form

$$\begin{aligned} h_{\pm}^N &= \frac{1}{\sqrt{2}} (H_4 \pm H_1) \\ h_{\pm}^F &= \frac{1}{\sqrt{2}} (H_3 \mp H_2) \end{aligned} \quad (6.2)$$

so entsprechen die $h_{\pm}^{N,F}$ Photonen, die senkrecht bzw. parallel zur Reaktionsebene polarisiert sind. Dies folgt aus der Darstellung der Helizitätszustände des Photons durch ebene Wellen ²³⁾.

$$| \lambda_\gamma = \pm 1 \rangle \equiv \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (e_x \pm i e_y)$$

e_x : Einheitsvektor parallel zur Reaktionsebene

e_y : Einheitsvektor senkrecht zur Reaktionsebene

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $(d\sigma/d\Omega)_\perp$ und $(d\sigma/d\Omega)_\parallel$ für Photonen, die senkrecht und parallel zur Reaktionsebene polarisiert sind, ergeben sich zu

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\perp = \frac{q}{k} (|h_+^N|^2 + |h_+^F|^2); \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\parallel = \frac{q}{k} (|h_-^N|^2 + |h_-^F|^2)$$

$k = |\vec{k}|$, $q = |\vec{q}|$: Dreierimpulse des Photons und Mesons im Schwerpunktsystem

Die Asymmetrie Σ mit linear polarisierten Photonen und der differentielle Wirkungsquerschnitt lauten:

$$\Sigma = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\perp - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\parallel}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\perp + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\parallel} ; \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left(\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\perp + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\parallel \right) \quad (6.3)$$

Die Rückstosspolarisation P und die Asymmetrie T am polarisierten Target haben die Form:

$$P \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} = - \frac{q}{k} \operatorname{Im} (h_+^N h_+^{F*} - h_-^N h_-^{F*}) \quad (6.4)$$

$$T \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} = - \frac{q}{k} \operatorname{Im} (h_+^N h_+^{F*} + h_-^N h_-^{F*})$$

Modelle zur Photoproduktion gehen überwiegend von den invarianten Amplituden A_i ($i = 1 \dots 4$) aus ²⁴⁾. Für hohe Energien ($s \rightarrow \infty$) sind diese mit den $h_{\pm}^{N,F}$ -Amplituden in der einfachen Form verknüpft:

$$\begin{aligned} \frac{8\pi}{\sqrt{s}} h_+^N &= \sqrt{-t} \cdot A_4 \\ \frac{8\pi}{\sqrt{s}} h_+^F &= A_1 \\ \frac{8\pi}{\sqrt{s}} h_-^N &= \sqrt{-t} (M_- A_2 + A_3) \\ \frac{8\pi}{\sqrt{s}} h_-^F &= - (A_1 + t A_2) \end{aligned} \quad \begin{aligned} M_+ &= M_\Lambda + M_p \\ M_- &= M_\Lambda - M_p \end{aligned} \quad (6.5)$$

Weiterhin können die paritätserhaltenden t-Kanal-Amplituden, die frei von kinematischen Singularitäten sind, durch die invarianten Amplituden dargestellt werden. Die t-Kanal-Amplituden sind mit dem Austausch von Teilchen verknüpft.

] P	Signatur $\tau = (-1)^J$
$f_{01}^+ = M_+ A_4 - A_1$ $f_{11}^+ = M_+ A_1 - t A_4$	$\left\{ \begin{array}{ll} K_{890}^* & 1 \quad - \quad - \\ K_{1420}^{**} & 2 \quad + \quad + \end{array} \right.$	natürliche Parität $P \cdot \tau = +1$
$f_{01}^- = A_1 + (t - M_-^2) A_2 - M_- A_3$ $f_{11}^- = M_- A_1 - t A_3$	$K \quad 0 \quad - \quad +$	unnatürliche Parität $P \cdot \tau = -1$

Zusammen mit den Gleichungen (6.5) erhält man die "Crossing-Relationen", die die s- und t-Kanal ineinander überführen.

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{-t}} h_{\pm}^N \\ h_{\pm}^F \end{pmatrix} = \frac{\sqrt{5}}{8\pi} \frac{1}{M_{\pm}^2 - t} \begin{pmatrix} \pm M_{\pm} & 1 \\ t & \pm M_{\pm} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_{01}^{\pm} \\ f_{11}^{\pm} \end{pmatrix} \quad (6.6)$$

Die Beziehung (6.6) zeigt, dass bei Photonen, deren elektrischer Vektor senkrecht zur Reaktionsebene polarisiert ist, natürlicher Paritätsaustausch beiträgt. Entsprechend trägt unnatürlicher Paritätsaustausch bei für Photonen, deren elektrischer Vektor parallel zur Reaktionsebene polarisiert ist ²⁵⁾.

Bei der Pionphotoproduktion haben Target- und Rückstossteilchen nahezu die gleiche Masse. Damit gilt $M_+ \approx 2M_p$, $M_- \approx 0$. Die Amplituden $(f_{01}^+, f_{11}^+, f_{01}^-, f_{11}^-)$ gehen über in $(F_1, F_2 / (t - m_{\pi}^2), F_3, t \cdot F_4)$, die t-Kanal-Amplituden, die bei π -Photoproduktion benutzt werden. Für die Amplitude F_4 ist bei π^{\pm} -Photoproduktion noch kein Isovektormeson mit $PG = -1$ gefunden, so dass die Amplitude F_4 bei Modellrechnungen gleich Null gesetzt wird. Über die Beziehung (6.6) sieht man, dass damit die Amplitude h_{\pm}^N gleich Null ist, und Targetsymmetrie T und Rückstosspolarisation P identisch werden. Bei der Kaonphotoproduktion bedeutet die Massendifferenz zwischen Target- und Rückstossteilchen ($M_{\pm} \neq 0$), dass der Austausch nur eines Teilchens mit unnatürlicher Parität sowohl zu h_{\pm}^N als auch h_{\pm}^F beiträgt; P und T haben somit verschiedene Werte.

6.2 Vergleich der gemessenen Λ -Polarisation mit den Voraussagen von Regge-Modellen

Zur Kaonphotoproduktion existieren einige Regge-Modelle mit Schnittbeiträgen, die den Verlauf der differentiellen Wirkungsquerschnitte bei $K^+ \Lambda$ - und $K^+ \Sigma^0$ -Photoproduktion gut wiedergeben ^{8,19,20,21,26)}. Die Hinzunahme von Schnittbeiträgen zu den reinen Polamplituden ist nötig, um den nichtverschwindenden Vorwärtswirkungsquerschnitt zu erklären und die Energieabhängigkeit

des reinen Regge-Pol-Modells zu korrigieren. Schnittbeiträge kann man als Absorptionskorrekturen interpretieren, die aus einer Diffraktionsstreuung im Anfangs- und Endzustand der betrachteten Reaktion resultieren. Die Schnittamplitude interferiert destruktiv mit der Polamplitude, und sie hat bis auf die Parität die gleichen Quantenzahlen des Pols. Allerdings sind die Anzahl und die Grenzen der Schnittparameter recht ungenau bestimmt, so dass die Anpassungen der verschiedenen Modelle an die differentiellen Wirkungsquerschnitte keinen signifikanten Unterschied zeigen.

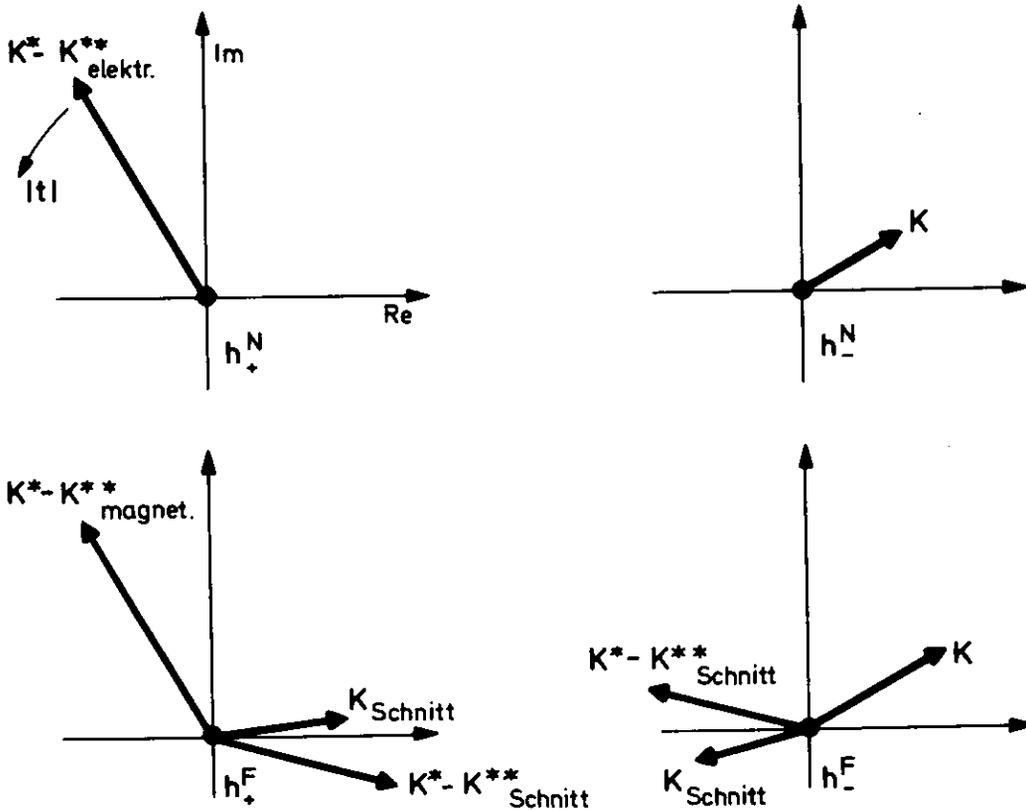
Im folgenden ist skizziert, wie durch Interferenz von Pol- und Schnittamplituden die Rückstoss polarisation P_{Λ} erklärt ist in einem Modell ¹⁹⁾, das auf nur 4 freie Parameter beschränkt ist. Das Modell basiert auf K-, K^* - und K^{**} -Austausch mit Schnittbeiträgen, die durch Absorption erzeugt sind. Der K-Austausch spielt nicht die dominante Rolle wie der π -Austausch bei der Pion-photoproduktion, da der Kaon-Pol wegen der grösseren Masse des K-Mesons weiter entfernt ist vom physikalischen Gebiet. Weiterhin liegt das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für $K^+\Lambda$ - und $K^+\Sigma^0$ -Erzeugung ungefähr bei 1, was nicht durch K-Austausch zu erklären ist, da nach SU_6 -Voraussagen für die Kopplungskonstanten gilt $g_{KN\Sigma}^2 = 1/27 g_{KNA}^2$.

Für den Beitrag mit natürlicher Parität wird Austauschentartung der K^* - und K^{**} -Trajektorie angenommen. Der K^* -Austausch mit magnetischer Kopplung trägt zur Baryon-Flip-Amplitude h_+^F bei; die elektrische Kopplung wirkt in der Baryon-Nonflip-Amplitude h_+^N . Der K-Austausch (unnatürliche Parität) trägt zur invarianten Amplitude A_2 bei; nach Gleichung 6.5 ist zu sehen, dass somit die Amplituden h_-^N und h_-^F einen Beitrag erhalten. Bei Berechnung der Schnittamplituden zeigt sich, dass Absorption der s-Kanal-Amplitude H_2 mit Gesamt-Helizitätsflip $n = 0$ der dominierende Effekt ist. In Vorwärtsrichtung bleibt nur die Schnittamplitude H_2^{Schnitt}

übrig, so dass sie nach Gleichung (6.2)

$$H_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (h_-^F - h_+^F)$$

zu den Baryon-Flip-Amplituden beiträgt. Sämtliche Anteile der Amplituden $h_{\pm}^{N,F}$ sind im folgenden Argand-Diagramm zusammengestellt (entnommen aus ¹⁹⁾).



Anhand des Argand-Diagramms ist nun zu sehen, dass Werte ungleich Null für Rückstosspolarisation P oder Targetasymmetrie T aus einer Interferenz zwischen Pol- und Schnittbeiträgen resultieren. Nimmt man an, dass P und T gleich sind, dann gilt nach Glei-

chung (6.4)

$$P = T \approx \frac{1}{2} (P + T) \cdot \frac{d\delta}{d\Omega} = -\frac{q}{K} \operatorname{Im} (h_+^N \cdot h_+^{F*})$$

Der Term $\operatorname{Im} (h_+^N \cdot h_+^{F*})$ ist im wesentlichen durch den Imaginärteil der K^* -Amplitude mit elektrischer Kopplung und durch die nahezu reellen Schnittbeiträge in der h_+^F -Amplitude gegeben.

Es sei bemerkt, dass ohne Schnittbeiträge sowohl P und T gleich Null sein würden, da jeweils die Amplituden mit natürlicher Parität h_+^{NF} und unnatürlicher Parität h_-^{NF} die gleiche Phase haben, und die Interferenzterme bei P und T (Gleichung 6.4) verschwinden.

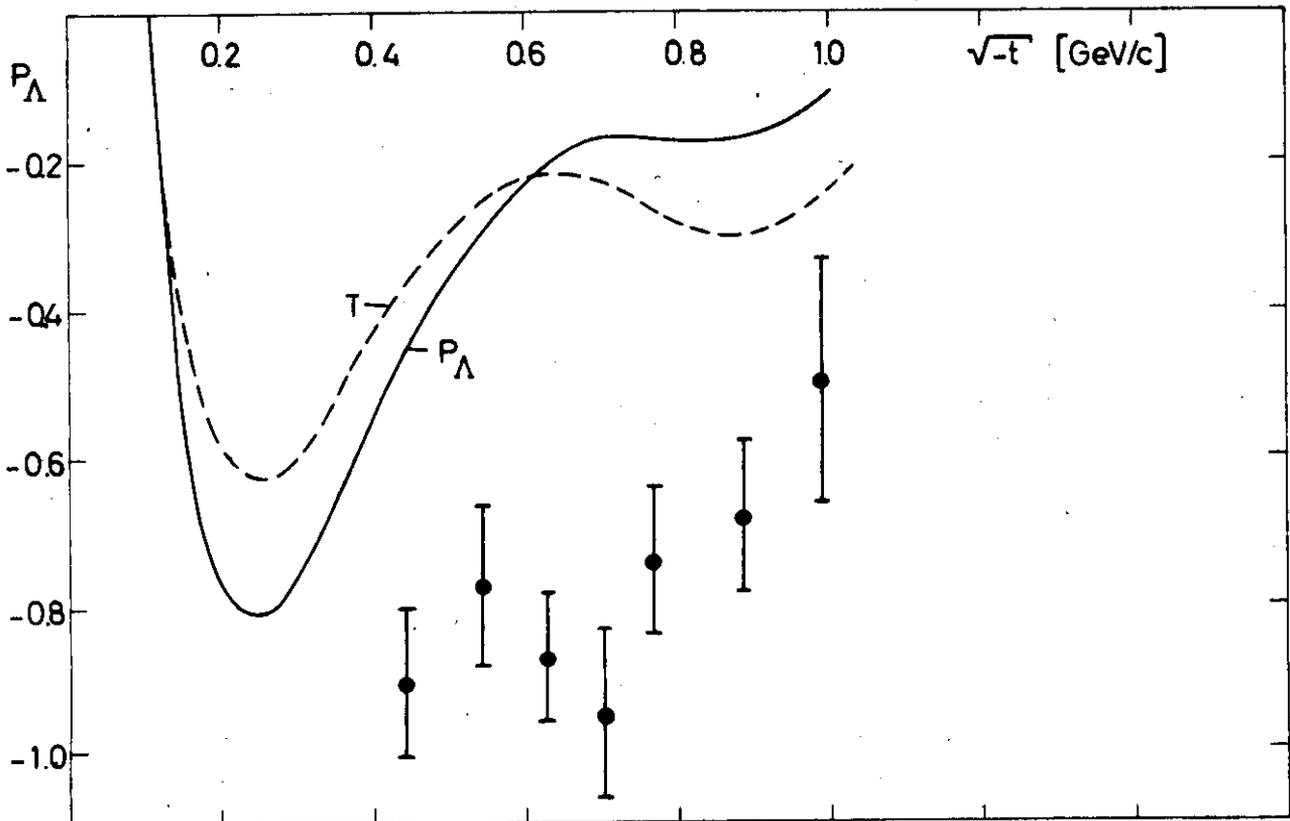


Abb.: 29 Vergleich der gemessenen Λ -Polarisation mit dem Ergebnis des Regge - Modells von Ref. 19.

In Abb. 29 wird die Voraussage des skizzierten Modells mit dem Messergebnis für P_A verglichen. Der steile Abfall von $P_A = 0$ bei t_{\min} bis auf $P_A = -0.9$ bei $|t| = 0.2$ wird vom Modell gut wiedergegeben. Zu grösseren Impulsüberträgen ergibt das Modell einen wesentlich schnelleren Anstieg als die Messung. Der Verlauf der Targetasymmetrie T unterscheidet sich nicht wesentlich von der Rückstoss polarisation. Somit ist es sicher erlaubt, die gemessene Polarisation P_A mit dem Verlauf von T bei weiteren Modellen zu vergleichen (Abb. 30). Im Modell (1) gilt $P = T$, da nur austauschentarteter $K^* - K^{**}$ -Beitrag mit der zugehörigen Schnittamplitude betrachtet wird. Der Verlauf der Messdaten wird für $0.7 \leq \sqrt{t} \leq 1.0$ (GeV/c) vom Modell (1) gut wiedergegeben, bei dem jedoch das Vorzeichen für $P = T$ nicht festgelegt ist.

Die Modelle (2) und (4) haben ähnliche Pol- und Schnittbeiträge wie das oben skizzierte ¹⁹⁾, nur die Anzahl der freien Parameter ist grösser.

Bei dem Modell (3), dessen Voraussage die grösste Abweichung von den Messdaten zeigt, tragen ebenfalls K und $K^* - K^{**}$ -Polamplituden bei, die Absorptionskorrektur ist jedoch wesentlich höher als vom Absorptionsmodell angegeben. Durch die übergrossen Absorptionskorrekturen sollen nicht nur diffraktive Streuung, sondern auch resonante Zwischenzustände im Anfangs- und Endzustand berücksichtigt werden.

$\gamma p \rightarrow K^* \Lambda$, Λ -Polarisation bei $K_{\gamma} = 5 \text{ GeV}$

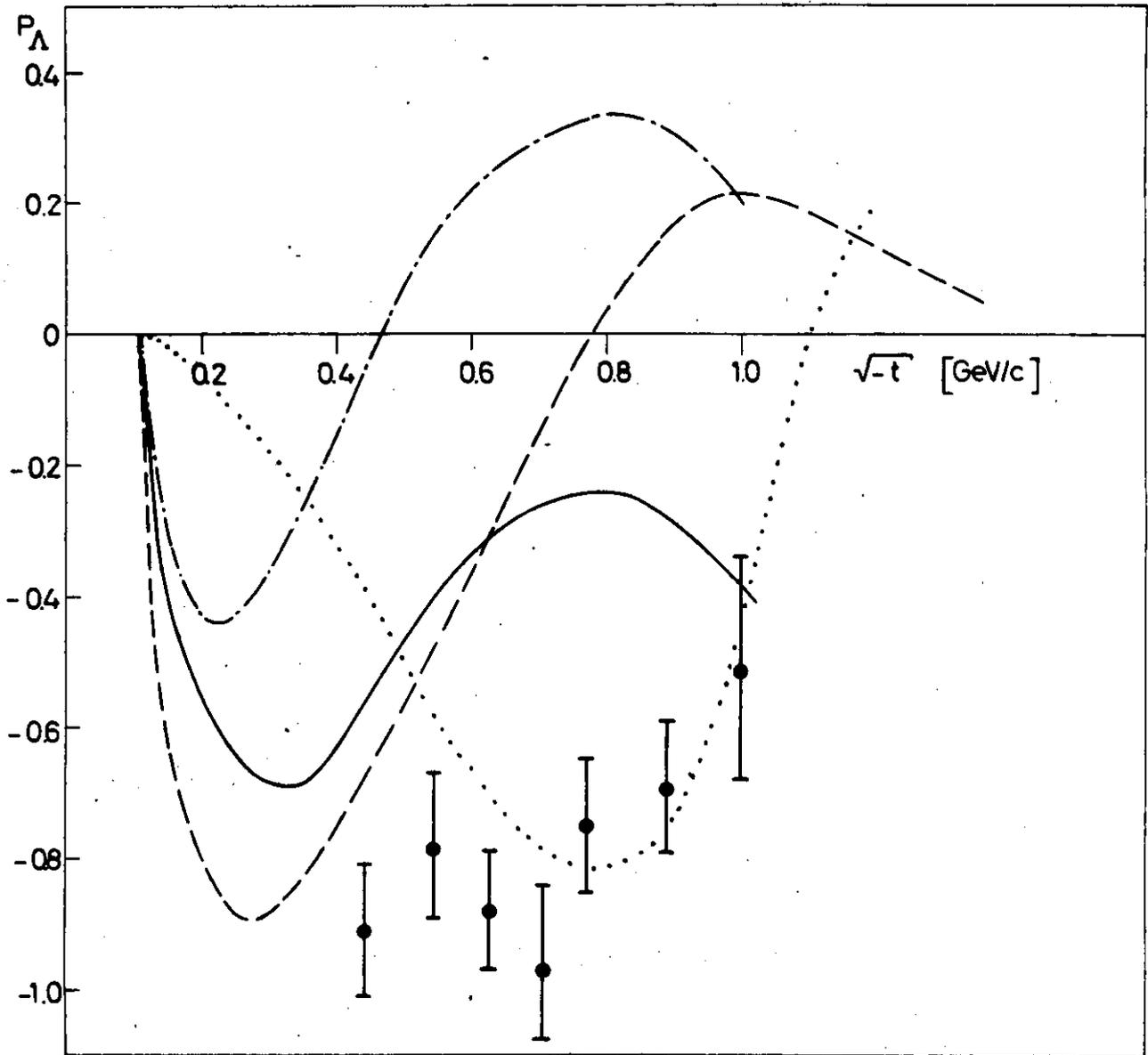
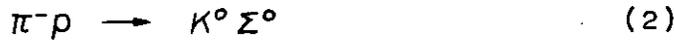


Abb.: 30 Vergleich der gemessenen Λ -Polarisation mit den Ergebnissen von Modellen (Regge - Pol - Modelle mit Schnittbeiträgen).

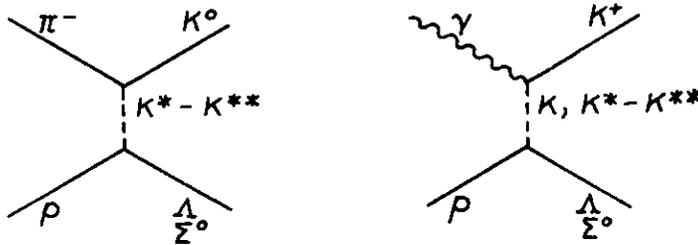
- 1. P=T: Ref. 8
- 2. ---- T : Ref. 20
- 3. -.-.- P } : Ref. 21
- 4. ——— P }

6.3 Vergleich mit hadronisch induzierten Reaktionen

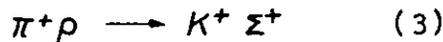
Zum Vergleich mit der Kaon-Photoproduktion seien einige hadronische Reaktionen betrachtet, die ebenfalls über Hyperladungsaustausch ablaufen. Die Reaktionen



haben im Austauschdiagramm jeweils den gleichen Baryonvertex wie $K^+ \Lambda^-$ - und $K^+ \Sigma^0$ -Photoproduktion:



Ebenso wie die Reaktion



zeigen die Reaktion (1) und (2) im differentiellen Wirkungsquerschnitt ein ausgeprägtes Vorwärtsmaximum (Abb. 31), das bis zum kleinsten, gemessenen $|t|$ -Wert kein Abflachen des Wirkungsquerschnitts erkennen lässt. Bei kleinen Energien ($p_\pi \approx 4 \text{ GeV}/c$) ist bei $|t| \approx 0.4$ ein deutliches Minimum im Wirkungsquerschnitt vorhanden, das mit zunehmender Energie flacher wird. Jedoch bleibt ein Knick im Wirkungsquerschnitt übrig. Die Rückstosspolarisation ist klein für $|t|$ -Werte unterhalb 0.3 - 0.4; sie hat einen Nulldurchgang bei $|t| \approx 0.4$ und erreicht grosse Werte für $|t| > 0.4$.

Bei $K^+ \Lambda^-$ und $K^+ \Sigma^0$ -Photoproduktion (Abb. 28 und Ref. 3) zeigt der differentielle Wirkungsquerschnitt ein Abflachen für $|t| \rightarrow 0$ mit der Andeutung eines Minimums in Vorwärtsrichtung. Im Bereich von $|t| = 0.4$ ist keine Struktur zu erkennen.

Da kein einheitliches Modell für hadronische Reaktionen und Kaon-Photoproduktion existiert, seien im folgenden einige qualitative Argumente angeführt, die das unterschiedliche Verhalten der Pion-

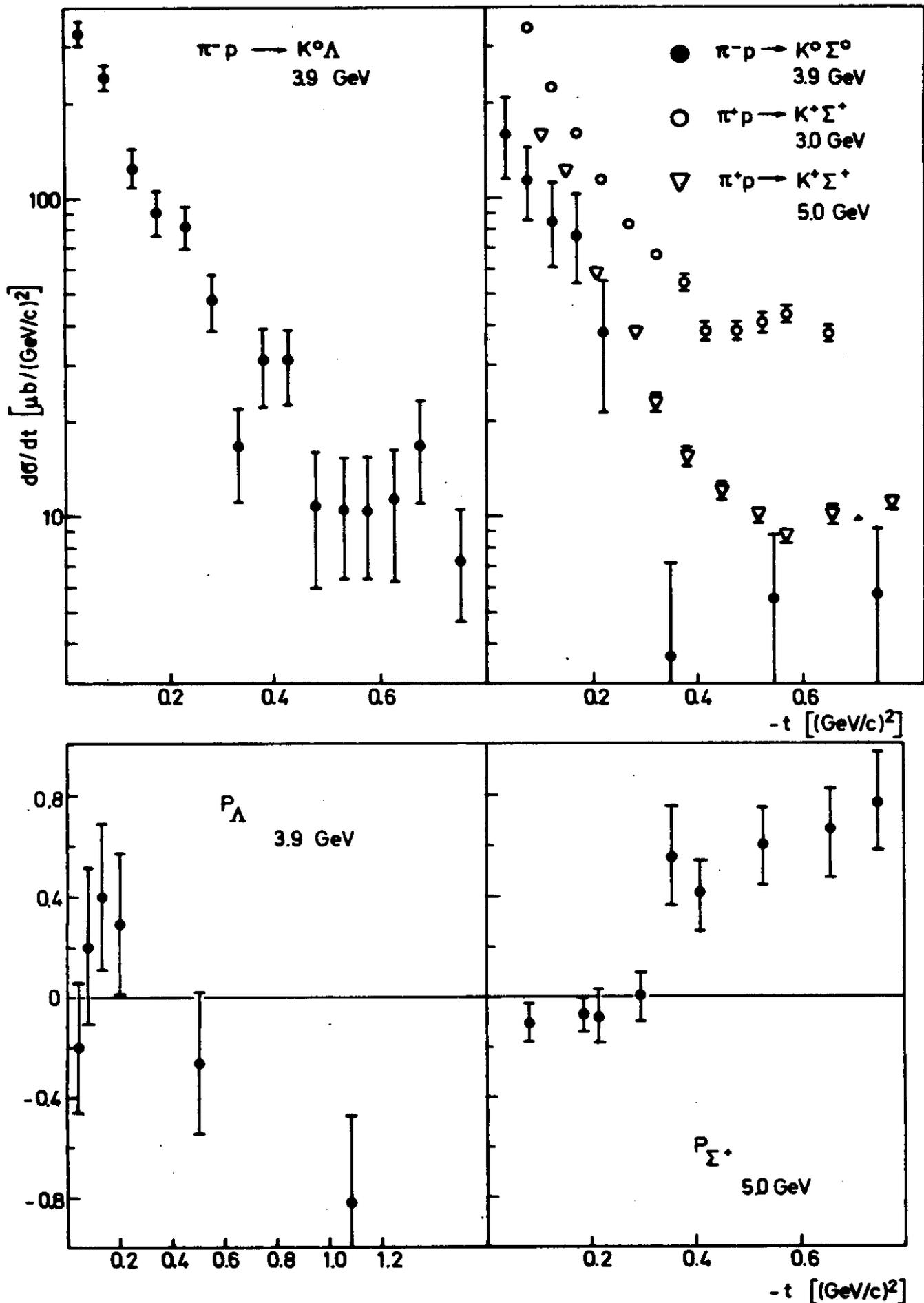


Abb.: 31 Differentieller Wirkungsquerschnitt und Rückstoßpolarisation von Reaktionen, die über Hyperladungsaustausch ablaufen Ref. 18, 27.

und Photon-induzierten Reaktionen erklären. Das Maximum im Vorwärtsrichtung bei rein hadronischen Reaktionen zeigt, dass die Amplitude mit Gesamt-Helizitätsflip $n = 0$ dominiert, die offensichtlich gleich der Baryon-Nonflip-Amplitude ist. Bei der $n = 0$ -Amplitude mit überwiegendem s-Wellenbeitrag haben Absorptionskorrekturen einen grossen Einfluss, so dass die Struktur bei $|t| = 0.4$ durch Interferenz von Austausch- und Schnittbeitrag zu erklären ist ²⁸⁾. Diese Struktur im differentiellen Wirkungsquerschnitt ist nicht auf die Nullstelle der K^* -Trajektorie zurückzuführen, da im Rahmen von Regge-Modellen die K^* - und K^{**} -Trajektorien als austauschentartet angenommen werden. Die Annahme folgt aus Dualitätsüberlegungen ⁸⁾ und der Abwesenheit eines Minimums bei $|t| = 0.4$ bei Kaon-Photoproduktion.

Da bei der K^+ -Photoproduktion kein Maximum des Wirkungsquerschnitts in Vorwärtsrichtung vorliegt, kann man schließen, daß die Amplitude mit Gesamt-Helizitätsflip $n = 0$ nicht so stark beiträgt wie bei den hadronischen Reaktionen. Es werden die Amplituden mit $n = 1$ dominieren, die Baryon-Nonflip-Amplituden H_1, H_4 (Gleichung 6.1). Diese Amplituden interferieren nur gering mit Schnittbeiträgen und ergeben den strukturlosen Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts für $|t| > 0.3$ (GeV/c)².

Die Polarisation P zeigt bei den Reaktionen $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ (1) und $\pi^+p \rightarrow K^+\Sigma^+$ (3) entgegengesetztes Vorzeichen, der Verlauf von P als Funktion von $|t|$ ist nahezu spiegelbildlich (Abb. 31). Zur Polarisation P_{Σ^0} der Reaktion (2) liegen nur wenige Datenpunkte vor ^{18,29)}, jedoch gelten unter der Annahme, dass exotischer Austausch mit Isospin $I = 3/2$ zu vernachlässigen ist, folgende Bedingungen ¹⁸⁾ :

$$\frac{d\sigma}{dt} (\pi^+p \rightarrow K^+\Sigma^+) = 2 \frac{d\sigma}{dt} (\pi^-p \rightarrow K^0\Sigma^0) \quad \text{I}$$

$$P_{\Sigma^+} = P_{\Sigma^0} \quad \text{II}$$

Die Bedingung I wird von den Messungen gut erfüllt, somit kann man schliessen, dass auch die Polarisation P_{Σ^0} entgegengesetztes

Vorzeichen zu P_{Λ} der Reaktion (1) hat. Die Reaktionen (1) und (2) unterscheiden sich im Austauschdiagramm nur am Baryonvertex, ebenso wie die Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$, bei denen demnach für die Rückstosspolarisation P_{Λ} bzw. P_{Σ^0} ebenso ein verschiedenes Vorzeichen erwartet wird. Auch die in Kap. 6.2 betrachteten Modelle zur K^+ -Photoproduktion ergeben für P_{Σ^0} ein positives Vorzeichen, was mit den in Kap. 5.4 diskutierten Daten in Einklang ist.

Zusammenfassung

Es wurde die Rückstoßpolarisation P_{Λ} bei der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ bei einer γ -Energie von 5 GeV gemessen, indem der paritätsverletzende Zerfall $\Lambda \rightarrow \rho \pi^-$ als Analysator benutzt wurde. In dem Impulsübertragungsbereich $0.2 \leq |t| \leq 1.0$ (GeV/c)² ist P_{Λ} groß und negativ. Ohne signifikante Struktur steigt die Polarisation an von $P_{\Lambda} = -0.9$ bei $|t| = 0.2$ bis auf $P_{\Lambda} = -0.5$ bei $|t| = 1.0$. Der statistische Fehler beträgt im Mittel $\Delta P_{\Lambda} = \pm 0.1$; hinzu kommt eine gleich große systematische Ungenauigkeit.

Regge-Pol-Modelle mit Schnittbeiträgen können den steilen Abfall von $P_{\Lambda} = 0$ in der Vorwärtsrichtung bis auf $P_{\Lambda} = -0.9$ gut wiedergeben. Der monotone Verlauf der Polarisation bei großen, negativen Werten über den gemessenen $|t|$ -Bereich ist von den Modellen nicht zu erklären.

Literaturverzeichnis

1. C.Geweniger et al.; Phys.Lett. 29B, 41 (1969)
Z.Bar-Yam et al.; Phys.Rev.Lett. 24, 1078 (1970)
R.L.Anderson et al.; SLAC-PUB-925 (1971)
2. C.C.Morehouse et al.; Phys.Rev.Lett. 25, 835 (1970)
3. A.M.Boyarzki et al.; Phys.Rev.Lett. 22, 1131 (1969)
4. M.Grilli et al.; Nuovo Cimento 38, 1467 (1965)
T.Fuji et al.; Phys.Rev. D2, 439 (1970)
D.E.Groom und J.H.Marshall.; Phys.Rev. 159, 1213 (1967)
5. O.E.Overseth und R.F.Roth; Phys.Rev.Lett. 19, 391 (1967)
6. Proc.Intern.Symp. on Polarization phenomena of nucleons,
Basel 1960, Helv. Phys.Acta, Suppl. VI, 436 (1961)
7. ABHHM - Collaboration; Phys.Rev. 188, 2060 (1969)
8. A.Capella und J.Tran Tanh Van; Lett. Nuovo Cimento 4, 1199 (1970)
9. A.Ladage und H.Pingel; DESY 65/12 (1965)
10. Herr Kumpfert; persönliche Mitteilung
11. G.Kessler; DESY 67/44 (1967)
12. P.Heide; DESY Interner Bericht F 35-69/1 (1969)
13. K.-H.Meß; Diplomarbeit, Hamburg 1971
B.Sonne; Diplomarbeit, Hamburg 1971
14. K.Behling; DESY Interner Bericht F 35-68/3 (1968)
15. C.Geweniger; Diplomarbeit, Hamburg 1968

16. G.Feldmann und T.Fulton; Nucl.Phys. 8, 106 (1958)
17. D.F.Measday und C.Richard Serre; CERN 69-17 (1969)
18. M.Abramovich et al.; Nucl.Phys. B 27, 477 (1971)
19. N.Levy, W.Majerotto und B.J.Read; DESY 72/57 (1972)
20. J.L. Alonso et al.; LPTHE 72/15
(Laboratoire de Physique Théorique et Hautes Energies, Orsay)
21. G.R.Goldstein et al.; Tufts University preprint (1972)
22. G.Lutz und H.D.Schulz; DESY 67/29
23. M.Jacob und G.C.Wick,; Ann. Phys. 7, 404 (1959)
24. G.F.Chew et al.; Phys. Rev. 106, 1345 (1957)
25. P.Stichel; Zeitschrift f. Physik 180, 170 (1964)
26. C.Michael und R.Odorico; Phys. Lett. 34B, 422 (1971)
27. S.M.Pruss et al.; Phys. Rev. Lett. 23, 189 (1969)
28. B. Sadoulet; CERN 72-21 (1972)
29. Y.S.Kim et al.; Phys. Rev. 143, 1028 (1966)

Danksagung

Den Herren Profs. Dr. E.Lohrmann und Dr. G.Buschhorn und Herrn Dr. P.Schmüser danke ich für die Ermöglichung, Förderung und Betreuung dieser Dissertation.

Die Arbeit ist das Ergebnis eines Experiments, das die Gruppe - F 35 - am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg, durchgeführt hat. Es waren folgende Physiker beteiligt: H.Burfeindt, Prof.Dr. G.Buschhorn, Dr. P.Heide, Dr. U.Kötz, K.-H.Meß, Dr. P.Schmüser, B.Sonne und Dr. B.H.Wiik. Ihnen allen danke ich für ihren Beitrag zum Gelingen des Experiments ebenso wie den Herren Drs. C.Geweniger, R.Kotthaus und K.Wegener, die bei Beginn des Experiments geholfen haben.

Die zuverlässige technische Arbeit der Herren U.Balszuweit, D.Brauer, H.J.Schirmacher und C.H.Sellmer hat wesentlich zur erfolgreichen Durchführung der Messungen beigetragen. Bei allen Genannten möchte ich mich bedanken, insbesondere für die sorgfältige Ausführung der "Trommel" des Rückstossarms.

Weiterhin danke ich dem DESY-Hallendienst für die Unterstützung beim Aufbau der Apparatur, den Gruppen - S 1 - und - B 2 - für die technische Hilfe bei den Messungen und der Gruppe - R 1 - für die Bereitstellung von Computer-Nutzungszeit.

Für die mühevollen Schreibarbeit bedanke ich mich bei Frau B.Lücke, für die Anfertigung der Abbildungen danke ich meiner Frau.

Den Herren Drs. U.Kötz und P.Schmüser gilt mein Dank für die kritische Durchsicht von Teilen des Manuskripts. Für klärende Diskussionen zum Kap. 6 danke ich Herrn Dr. W.Majerotto.

