

Interner Bericht
DESY F22-78/04
Juli 1978

DESY-Bibliothek

14. SEP. 1978

Elektroproduktion von $K^+\Lambda$ und $K^+\Sigma^0$ oberhalb der Resonanzen

von

P. Brauel



Elektroproduktion von $K^+ \Lambda$ und $K^+ \Sigma^0$
oberhalb der Resonanzen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Peter Brauel
aus Hamburg

Hamburg
1978

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. P. Schmüser
Prof. Dr. G. Weber

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. H. Spitzer
Prof. Dr. G. Weber

Datum der Disputation: 16. Juni 1978

Vorsitzender des Promotionsausschusses und Sprecher
des Fachbereiches Physik: Prof. Dr. H.G. Danielmeyer

Inhaltsverzeichnis

I	<u>Einleitung</u>	1	V	<u>Ergebnisse und Vergleich mit Modellen</u>	35
II	<u>Physikalische Grundbegriffe und Ziele des Experiments</u>	3	V.1	Der Wirkungsquerschnitt $2-d^2\sigma/dtdt$	35
II.1	Kinematik und Wirkungsquerschnitte	3	V.1.1	Die t-Abhängigkeit für $K^+\Lambda$	35
II.2	Ziele des Experiments	6	V.1.2	Die t-Abhängigkeit für $K^+\Sigma^0$	36
III	<u>Experimenteller Aufbau</u>	8	V.1.3	Die Q^2 -Abhängigkeit	37
III.1	Meßprinzip	8	V.2	Terme des Wirkungsquerschnitts und Vergleich mit einem Regge-Modell	38
III.2	Elektronenstrahl und Target	8	V.2.1	Ergebnisse für $K^+\Lambda$	38
III.3	Spektrometer	9	V.2.2	Ergebnisse für $K^+\Sigma^0$	39
III.4	Elektronik	10	V.2.3	Die longitudinale Komponente	39
III.4.1	Schnelle Elektronik	10	V.2.4	Vergleich der Ergebnisse mit einem Regge-Modell	44
III.4.2	Langsame Elektronik und Datenfluß	12	V.3	Das Σ^0/Λ -Verhältnis und Vergleich mit Modellvorhersagen	46
IV	<u>Messungen und Datenreduktion</u>	13	V.3.1	Ergebnisse für Σ^0/Λ	46
IV.1	Parameter der Messungen	13	V.3.2	Σ^0/Λ im Quark-Parton-Modell	47
IV.2	Gang der Datenreduktion	13	VI	<u>Zusammenfassung</u>	52
IV.3	Identifizierung der Hadronen über die Flugzeit	14		<u>Anhang</u>	
IV.3.1	Bestimmung der Flugzeit	14	A	Strahlungskorrekturen	53
IV.3.2	Separation der K^+ -Mesonen von π^+ -Mesonen und Protonen	17	B	Beschreibung des Experimentierprogramms EXSYS	57
IV.4	Identifizierung der Kanäle	20	C	Tabellen der Ergebnisse	64
IV.4.1	Spektrum der fehlenden Masse	20		<u>Literaturverzeichnis</u>	69
IV.4.2	Trennung von Λ und Σ^+	23		<u>Danksagung</u>	
IV.5	Berechnung des Wirkungsquerschnitts	23			
IV.5.1	Korrekturen	27			
IV.5.2	Fehler	33			

I. Einleitung

Die Streuung hochenergetischer Elektronen am Proton und Neutron hat sich als ausgezeichnetes Verfahren bewährt, die innere Struktur dieser beiden Grundbausteine der Materie zu erforschen. So fand man in den 60-er Jahren mit elastischen Streuexperimenten heraus, daß z.B. das Proton im Gegensatz zum Elektron eine ausgedehnte Ladungsverteilung hat, deren Wechselwirkung mit dem Feld des Elektrons erfolgreich in der Theorie der Quantenelektrodynamik beschrieben werden kann durch den Austausch eines virtuellen Photons mit dem Massenquadrat $q^2 (\neq 0)$. Es zeigte sich in der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung ein sehr starker Abfall der Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von q^2 , der durch kohärente Streuung am gesamten Nukleon erklärt werden kann.

Dagegen brachten inelastische Elektron-Nukleon-Streuexperimente das überraschende Ergebnis, daß die Wirkungsquerschnitte wesentlich schwächer von q^2 abhängen - etwa in einer Art, wie es bei der Streuung eines Elektrons an einem punktförmigen, geladenen Teilchen erwartet wird. Die naheliegende Annahme, daß das Elektron an Subbausteinen des Nukleons - den Partonen - inkohärent streut, führte zum Parton-Modell von Feynman, das zahlreiche experimentelle Ergebnisse - wie z.B. das Skalenverhalten in der inelastischen Elektron-Nukleon-Streuung - erfolgreich erklären konnte.

Daraufhin stellte sich schnell die Frage, ob auch in exklusiven Kanälen der inelastischen Streuung sich ähnliche Ergebnisse zeigen würden, die ebenso erklärt werden könnten. Etwa mit Beginn der 70-er Jahre wurden deshalb Elektroproduktionsexperimente durchgeführt, die also im Prozeß

$$eN \rightarrow e'X$$

den Endzustand X identifizieren konnten - im einfachsten Fall als π^+ , π^- , ρ^+ , ρ^- usw.

Erste Ergebnisse lieferten u.a. deutliche Hinweise auf eine starke longitudinale Wirkungsquerschnitts-Komponente - entsprechend dem longitudinal polarisierten Anteil der virtuellen Photonen. Diese Anteile konnten aber nur abgeschätzt werden. Deswegen sah die Gruppe F22 am DESY eine interessante Aufgabe darin, den longitudinalen Beitrag und auch die Beiträge der transversal polarisierten Photonen zum Wirkungs-

querschnitt explizit zu messen.

Da auch die Elektroproduktions-Wirkungsquerschnitte für seltsame Teilchen im Endzustand - im einfachsten Fall also für K^+ und $K^+ \Sigma^0$ - nur unzureichend bekannt waren, sollte ein zweiarmiges Spektrometer aufgebaut werden, mit dem gestreute Elektronen und erzeugte π^+ - bzw. K^+ -Mesonen über einen großen Winkelbereich koinzident nachgewiesen werden konnten.

Die Auswertung des (π^+n)-Kanals bestätigte für π^+ -Mesonen in Vorwärtsrichtung tatsächlich die Existenz einer longitudinalen Komponente (F22 77) und ergab außerdem, daß der Wirkungsquerschnitt ab höheren Werten von q^2 , sich wie der totale inelastische Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt verhält (Can 77).

Inwieweit sich u.a. ähnliche Aussagen für den (K^+n)- und ($K^+ \Sigma^0$)-Kanal formulieren lassen, wird in dieser Arbeit dargestellt.

II. Physikalische Grundbegriffe und Ziele des Experiments

Es sollen im folgenden die Kinematik der Reaktion

$$ep \rightarrow e'K^+\Lambda(\Sigma^0) \tag{II.1}$$

betrachtet und kinematische Variable und Wirkungsquerschnitte definiert werden, so daß die Ziele dieses Experiments anschließend detailliert formuliert werden können.

II.1 Kinematik und Wirkungsquerschnitt

Eine 5-Teilchen-Reaktion ist allgemein bestimmt durch $5 \times 4 - 4$ Variable (4 Variable abzüglich wegen Energie- und Impulserhaltung). Im speziellen Kanal (II.1) verringert sich die Zahl der unabhängigen Variablen auf 5 meßbare Größen, wenn - wie in Kap. III. genau beschrieben wird -

- i) Elektronen bekannter Energie auf ein ruhendes Wasserstofftarget geschossen werden (8 bekannte Größen)
- ii) 2 Teilchen des Endzustandes koinzident als e' und K^+ nachgewiesen werden (2 bekannte Größen) und ihre Impulskomponenten (6 bekannte Größen) gemessen werden.

Damit sind alle 16 Größen der Reaktion (II.1) bekannt. Die Zahl der unabhängig meßbaren Größen (bis hier noch die 6 Impulskomponenten) verringert sich auf 5 durch die Bedingung, daß die aus den 4-Vektoren e, p, e' und K berechenbare fehlende Masse $M_X = \sqrt{(e+p-e'-K)^2}$ mit der bekannten Masse von Λ bzw. Σ^0 identifiziert wird.

Man mißt also bei fester Einschußenergie E in Abhängigkeit von 5 Variablen, z.B.

- E' Energie des gestreuten Elektrons
- ϑ_e Polarwinkel " "
- ϕ_e Azimuthalwinkel " "
- t 4-Impulsübertrag des Protons auf Λ bzw. Σ^0

- c Winkel zwischen Elektronstrebene und Hadronerzeugungsebene (der ϕ -Nullpunkt ist aus der Abb. II.1 ersichtlich)

einen 5-fach differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^5\sigma}{dE' d(-\cos\theta_e) d\phi_e dt d\phi} \tag{II.2}$$

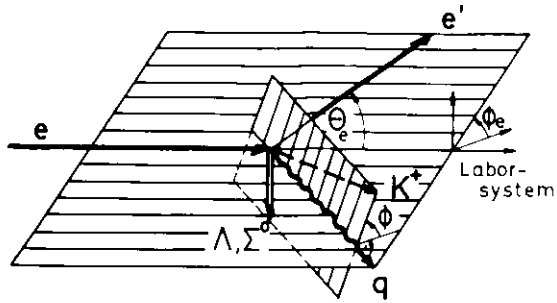
Dieser Wirkungsquerschnitt läßt sich herleiten (s. z.B. Jon 65, Dom 71), indem man die inelastische Streuung - wie in Abb. II.2 skizziert - durch den Austausch eines virtuellen Photons mit dem Massenquadrat $q^2 \neq 0$ beschreibt. Man kann die Elektroproduktionsreaktion (II.1) deswegen auch auffassen als Photoproduktionsreaktion mit virtuellen Photonen γ_v :

$$\gamma_v p \rightarrow K^+\Lambda(\Sigma^0) \tag{II.3}$$

Die gesamte Wechselwirkung spaltet sich auf in einen bekannten Teil am Elektronvertex - berechenbar in der Quantenelektrodynamik - und eine unbekanntes Teil am Hadronvertex, der in diesem Bild mit einem Fluß virtueller Photonen untersucht werden soll.

Die virtuellen Photonen sind - wie in der Einleitung schon angedeutet wurde - longitudinal und auch transversal polarisiert, so daß eine Messung des Wirkungsquerschnitts (II.2) u.a. auch Aussagen über polarisationsabhängige Größen - wie z.B. die Photonasymmetrie - ermöglicht. Diese Trennung der Wechselwirkung in einen bekannten und unbekanntes Anteil führt zu einer Form des Wirkungsquerschnitts (II.2), die entsprechend in einen bekannten und unbekanntes Teil faktorisiert (nach Ber 71)

$$\frac{d^5\sigma}{dE' d\Omega_e dt d\phi} = T \cdot \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$$



$$\begin{aligned}
 e &= (E, \vec{e}) \\
 e' &= (E', \vec{e}') \\
 q &= e - e' = (\nu, \vec{q}) \\
 p &= (M_p, \vec{0}) \quad K = (E_K, \vec{p}_K) \\
 Q^2 &= -q^2 > 0 \\
 S &= W^2 = (q + p)^2 \\
 t &= (q - K)^2
 \end{aligned}$$

q^2 : Massenquadrat des virtuellen Photons
 W : Schwerpunktsenergie von $K^+\Lambda(\Sigma^0)$
 t : 4-Impulsübertrag vom virtuellen Photon auf das K^+ -Meson

Abb. II.1 Definition der kinematischen Größen in der Reaktion $ep \rightarrow e'K^+\Lambda(\Sigma^0)$

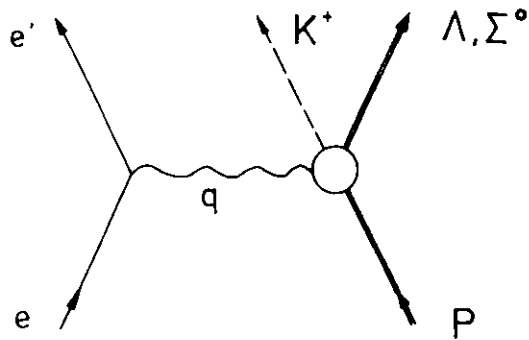


Abb. II.2 Einphotonenaustauschgraph

oder

$$\frac{d^5\sigma}{dQ^2 dW^2 d\phi_e dt d\phi} = \frac{\Gamma}{4M_p E E'} \cdot \frac{d^2\sigma}{dt d\phi} \quad (II.4)$$

wenn - wie in dieser Arbeit - Invariante bevorzugt werden.
 Γ repräsentiert den Fluß [$\text{GeV}^{-1} \text{sr}^{-1}$] der virtuellen Photonen

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E'}{E} \frac{W^2 - M_p^2}{2M_p Q^2} \frac{1}{1 - \epsilon}$$

ϵ ist der Grad der transversalen Polarisation

$$\epsilon = \left(1 + 2 \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right) \cdot \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right)^{-1}$$

E : Einfallenergie

$\nu = E - E'$: Photonenergie

$-Q^2$: Quadrat der Photonmasse

W : Schwerpunktsenergie von $K^+\Lambda(\Sigma^0)$

$d\Omega_e = d(-\cos\theta_e) d\phi_e$: Raumwinkel des gestreuten Elektrons

Der unbekannte Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dtd\phi$ setzt sich zusammen aus einer Summe von 4 Termen gemäß

$$2\pi \frac{d^2\sigma}{dtd\phi} = \frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_P}{dt} \cos 2\phi + \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} \frac{d\sigma_I}{dt} \cos\phi \quad (II.5)$$

Dabei kommen die einzelnen Wirkungsquerschnittskomponenten, die alle von Q^2 , W und t abhängen, durch die verschiedenen Polarisationszustände des virtuellen Photons zustande:

$\frac{d\sigma_U}{dt}$ Beitrag der unpolarisierten transversalen Photonen

$\frac{d\sigma_L}{dt}$ Beitrag der longitudinal polarisierten Photonen

$\frac{d\sigma_p}{dt}$ Beitrag der transversal polarisierten Photonen

$\frac{d\sigma_l}{dt}$ Beitrag durch Interferenz zwischen longitudinal und transversal polarisierten Photonen

In den Komponenten $d\sigma_L/dt$ und $d\sigma_l/dt$ sind explizite Faktoren $(Q/v)^2$ bzw. (Q/v) enthalten, die in die Definition dieser beiden Komponenten mit einbezogen wurden, um lorentzinvariante Teil-Wirkungsquerschnitte zu erhalten. Im Grenzfall zur Photoproduktion mit reellen Photonen ($Q^2 \rightarrow 0$) gehen diese Komponenten gegen Null, während $d\sigma_l/dt + \frac{1}{2}(d\sigma_{\parallel}/dt + d\sigma_{\perp}/dt)$, $d\sigma_p/dt + \frac{1}{2}(d\sigma_{\parallel}/dt - d\sigma_{\perp}/dt)$ geht, wobei \parallel bzw. \perp sich auf reelle Photonen bezieht, die \parallel bzw. \perp zur Hadronerzeugungsebene polarisiert sind.

Will man die 4 Komponenten aus der Summe (II.5) separieren, so muß man für gleiches Q^2 , W und t bei mindestens 2 Werten von ϵ messen im möglichst vollen 2π -Bereich von ϕ .

II.2 Ziele des Experiments

Wie in der Einleitung schon erwähnt, war die Elektroproduktion von $K^+\Lambda$ und $K^+\Sigma^0$ bei der Planung dieses Experiments nur unzureichend bekannt. Das heißt, es lagen zwar Ergebnisse im relativ großen Q^2 -Bereich 0.18 - 1.2 GeV^2 und W -Bereich 1.85 - 2.60 GeV vor (CEA 72), allerdings nur in sehr eingeschränkten t - und ϵ -Bereichen: $|t| \approx 0.2 \text{ GeV}^2$ maximal für $\epsilon \approx 0^0$ bzw. $\epsilon \approx 180^0$.

Damit war nur eine Messung des ϵ -unabhängigen Terms $d\sigma_L/dt + \epsilon d\sigma_l/dt$ möglich. Zusätzlich kontaminierten π^+ -Mesonen die Ergebnisse zu ca. 40% und mehr, so daß - hiervon ausgehend - die Ziele in diesem Experiment wie folgt gesetzt wurden:

1. Erweiterung der Messungen bis $|t| \approx 1 \text{ GeV}^2$
2. Messung im vollen t -Bereich bis $|t| \approx (|t|_{\text{min}} + 0.3) \text{ GeV}^2$.

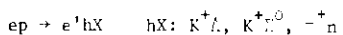
Damit können 3 der 4 Terme aus Gl. II.5 durch eine ϕ -Anpassungsrechnung bestimmt werden: $(d\sigma_L/dt + \epsilon d\sigma_l/dt)$ und auch $d\sigma_l/dt$ und $d\sigma_p/dt$. Eine Variation von ϵ ist zwar nicht vorgesehen - trotzdem werden Aussagen über $d\sigma_L/dt$ möglich sein.

3. Es soll u.a. bei einem möglichst kleinen Wert von Q^2 der Übergang von der Photo- zur Elektroproduktion getestet werden. Zwar gab es keine Photoproduktionsmessungen im Bereich um $W \approx 2.2 \text{ GeV}$, wo diese Messungen durchgeführt werden sollten. Doch mit der gemessenen W -Abhängigkeit $(W^2 - M_p^2)^{-2}$ von Boyarski et al. (Boy 69) konnten die Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte zum geplanten W dieses Experiments skaliert werden. Anlaß, den Übergang $Q^2 = 0 \rightarrow Q^2 > 0$ zu testen, hatten Messungen im Kanal $\gamma_{\nu p} + \pi^+$ gegeben, wo ein drastischer Abfall (Faktor 10 im Wirkungsquerschnitt bei $|t| \approx 1 \text{ GeV}^2$) von $Q^2 = 0$ nach $Q^2 = 0.22 \text{ GeV}^2$ gefunden worden war (Bra 75).
4. Wie in der Einleitung schon erwähnt, soll untersucht werden, ob auch der totale exklusive Kanal-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{tot}}(\gamma_{\nu p} + K^+\Lambda)$ bzw. $\sigma_{\text{tot}}(\gamma_{\nu p} + K^+\Sigma^0)$ das gleiche Verhalten mit Q^2 zeigt wie der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{tot}}(\gamma_{\nu p} + X)$. Deswegen soll bis zu möglichst hohen Werten von Q^2 und oberhalb der Resonanzen ($W > 2 \text{ GeV}$) gemessen werden.
5. Die Elektroproduktionsmessungen am Cambridge Electron Accelerator (CEA 72) hatten ergeben, daß das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte $\frac{\sigma^{\Sigma^0/\Lambda}}{\sigma^{\Lambda}} = \frac{\sigma(\gamma_{\nu p} + K^+\Sigma^0)}{\sigma(\gamma_{\nu p} + K^+\Lambda)}$ im Q^2 -Bereich 0.18 - 1.2 GeV^2 kleiner als in der Photoproduktion ist ($\frac{\sigma^{\Sigma^0/\Lambda}}{\sigma^{\Lambda}}_{\text{PHOTO}} \approx 0.5 - 1$ in Abhängigkeit von t). Die CEA-Messungen waren in Vorwärtsrichtung - also nahe t'_{min} durchgeführt, so daß die longitudinale Komponente stark zum Σ^0/Λ -Verhältnis beiträgt (s. Kap. V.2.3). Deswegen war es auch ein Ziel dieses Experiments, das Σ^0/Λ -Verhältnis bei höherem $|t|$ zu messen, wo die longitudinalen Beiträge kleiner werden.

III. Experimenteller Aufbau

III.1. Meßprinzip

Um die Prozesse



messen zu können, benötigt man

- i) einen Strahl hochenergetischer Elektronen (e) und ein Protonentarget (p)
- ii) ein Spektrometer, das gestreute Elektronen (e') und erzeugte Hadronen (h) koinzident als K^+ oder π^+ nachweisen und ihre Impulse und Winkel bestimmen kann. Eindeutig festgelegt ist dann die Reaktion, wenn die berechnete fehlende Masse auf $M_X = M_A (M_{\pi^0})$ bzw. $M_X = M_n$ eingeschränkt wird.

Einen Überblick darüber, wie die beiden Punkte i) und ii) realisiert wurden, geben die Abb. III.1 und III.2. Elektronenstrahl und Spektrometer werden im folgenden nur kurz erklärt. Detaillierte Beschreibungen der Strahlführung findet man bei Sch 69 bzw. bei Kol 76.

III.2. Elektronenstrahl und Target

Aus dem Synchrotron wurden im 50Hz-Takt Elektronen ejiziert über eine Zeitspanne von 2.5 - 3 msec (Spill) und durch ein Quadrupol- und Dipol-Magnetsystem dispersionsfrei auf das Target gelenkt. Die Intensität des Strahls betrug typisch 10^{10} Elektronen/Spill, seine Energieunschärfe 0.25%. Der durch Vielfachstreuung im Target aufgeblähte Strahl wurde zur möglichst verlustlosen Messung der Ladung durch ein Quadrupolpaar auf einen Faraday-Käfig fokussiert. Der genauen Kontrolle der Ladungsmessung diente ein Sekundär-Emissions-Monitor (SEM).

Strahlprofil-Monitore und Leuchtschirme (S1-S7), die in den Strahl gefahren werden konnten, erlaubten eine ständige Überwachung der Strahllage, die so je nach Bedarf sofort korrigiert werden konnte.

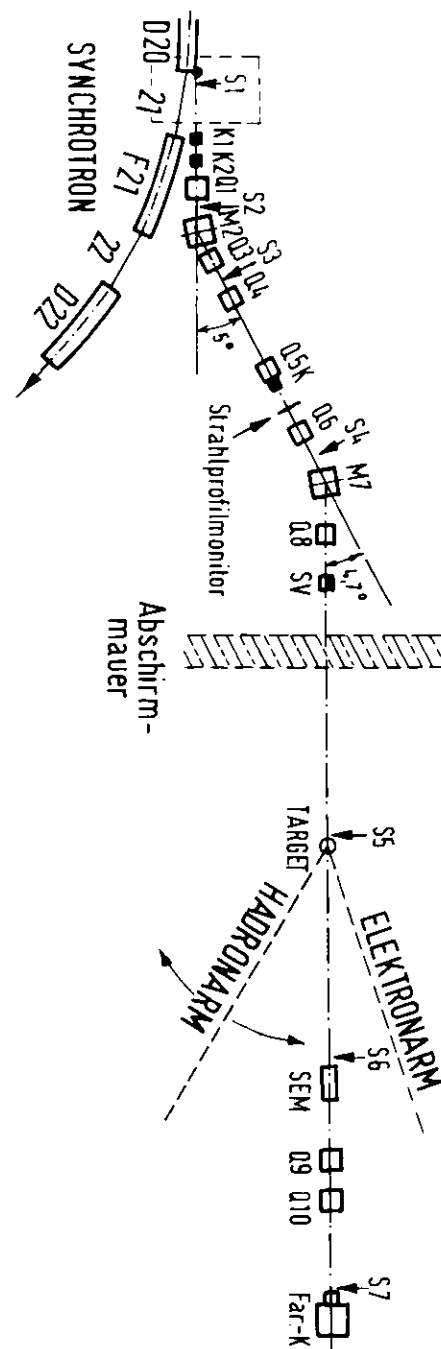


Abb. III.1 Schema des Strahltransportsystems

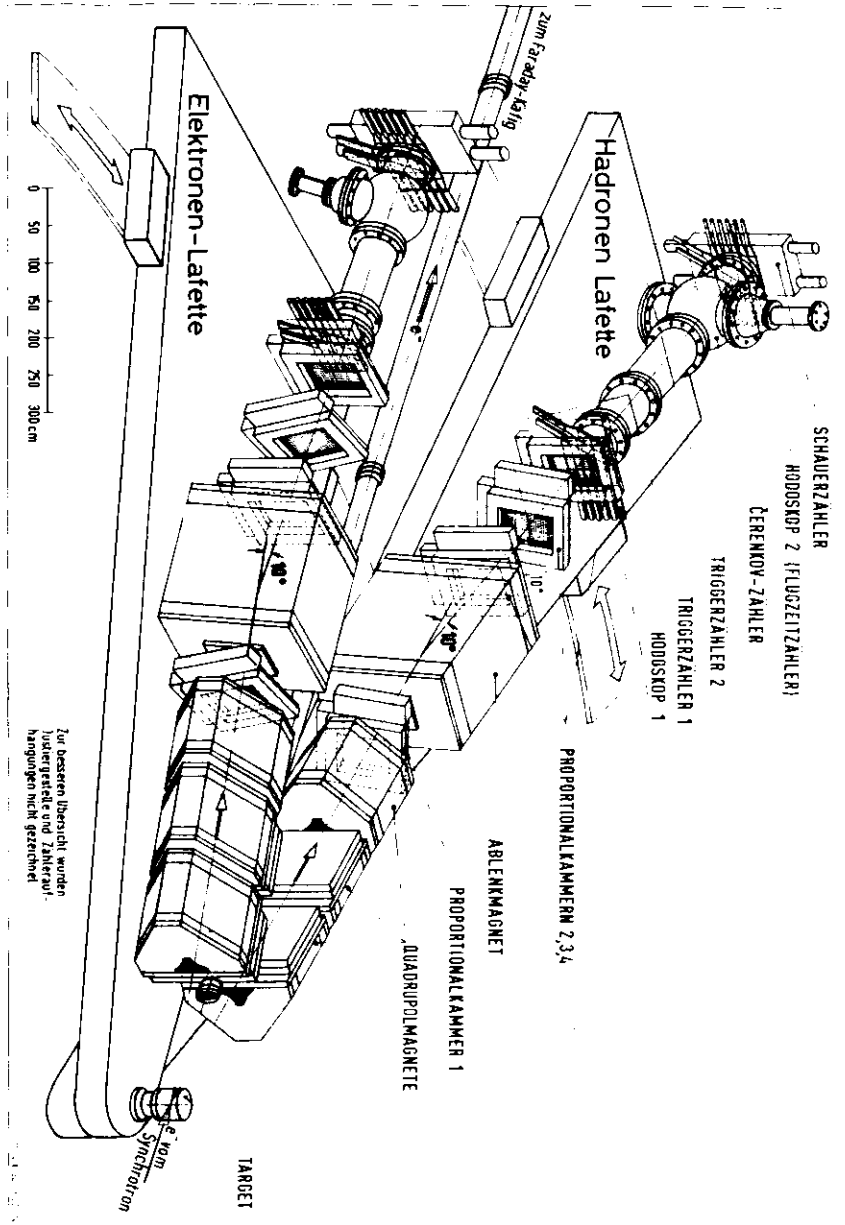


Abb. III.2 Das Spektrometer

Als Target wurde ein 10 cm langer Hohlzylinder aus Kaptonfolie (Wandstärke 50 μ) genommen, der aus einem geschlossenen Kreislauf mit flüssigem Wasserstoff bei 20° K gefüllt wurde (BaK 71). Füllung und Entleerung dauerten jeweils ca. 1 min, so daß Voll- und Leertargetmessungen unter ähnlichen Experimentierbedingungen (Untergrundverhältnisse usw.) durchgeführt werden konnten. Mit einer Gegenheizung zur leicht schwankenden Kälteleistung des Generators wurde die Dichte des Wasserstoffs konstant gehalten.

III.3. Spektrometer

Wie aus Abb. III.2 ersichtlich, bestand das Spektrometer aus 2 nahezu identischen Armen. Da die Messungen u.a. darauf abzielten,

- i) 3 der 4 Terme des Wirkungsquerschnitts über die Winkelabhängigkeit von φ zu trennen
 - ii) bisherige Ergebnisse zu größeren t_{\perp} -Werten hin zu erweitern, besaß das Spektrometer die entsprechenden Eigenschaften:
 - i) Abdeckung des vollen φ -Bereichs von t_{\perp}^{\min} bis zu höheren t_{\perp} -Werten durch genügend große vertikale Akzeptanz (± 100 mrad) und dadurch, daß die beiden ersten Quadrupole jedes Arms halbiert waren und somit erlaubten, jeden Arm nahe (bis 10°) an das Strahlrohr heranzubringen.
 - ii) Der Hadronarm konnte bis auf 36° (maximales t_{\perp}) gefahren werden.
- Auch der Elektronarm war schwenkbar, um mit höherem Winkel φ_e höheres Q^2 zu erreichen ($Q^2 = 4 E E' \sin^2 \frac{\varphi_e}{2}$).

Im einzelnen setzte sich jeder Arm aus folgenden Komponenten zusammen (Maße und Parameter s. Tab. III.1):

3. Quadrupole zur Vergrößerung der Raumwinkelakzeptanz (nur der 1.) und zur Fokussierung

4. Szintillationszähler-Systeme (Hodoskop 1, Triggerzähler 1 und 2, Hodoskop 2) zur Triggerbildung. Das Hodoskop 2 - bestehend aus 6 Elementen - diente gleichzeitig zur Messung der Flugzeit. Zur genaueren Bestimmung der Flugzeit (s. Kap. IV.3.1) wurden beide Enden

Winkelakzeptanz (FWHM): 200 mrad vertikal
 : 16 mrad horizontal
 Winkelauflösung (FWHM): 5 mrad

Impulsakzeptanz (FWHM): $\Delta p/p = 45\%$

Impulsauflösung (FWHM):

$\Delta p/p (\%)$	2.5	1.6	1.3	1.2
$p (\text{GeV})$	1	2	3	4

Flugzeitauflösung (FWHM): 0.8 nsec

Cerenkov-Zähler

Gas: Aethylen

P_S : Schwellenimpuls, bei dem ein Zähler anzusprechen beginnt

P_{100} : Impuls, ab dem ein Zähler zu $\approx 100\%$ Wahrscheinlichkeit anspricht.

	Elektron-Arm		Hadron-Arm	
	e ⁻	π^-	π^+	K ⁺
$P_S (\text{GeV})$	0.01	3.1	1.1	3.9
$P_{100} (\text{GeV})$	0.02	4.7	1.2	4.4

Schauerzähler : 6.4 Strahlungslängen

Sandwichbauweise Blei/Szintillator

Tab. III.1 Parameter des Spektrometers

jedes Elements mit Photovervielfachern versehen.

4 Proportionalkammern (Drabtabstand 1 mm) registrierten die Raumkoordinaten von Teilchenbahnen. 2 der Kammern waren um 10° gedreht, damit das Spurrekonstruktionsprogramm bei Zweideutigkeiten in der Zuordnung Kammerdröhte - Ortskoordinaten eine Spur eindeutig finden konnte.

Den Ortskoordinaten paßte das Rekonstruktionsprogramm einen Geraden-Fit an und berechnete daraus mit den Koordinaten der 1. Kammer vor dem Ablenkemagneten die Krümmung der Spur.

Zusammen mit dem Feld im

Ablenkemagnet war so der Impuls eines Teilchens bekannt. Durch Verfolgen der Spur durch die Quadrupole zurück zum Target wurden Erzeugungswinkel und -ort bestimmt. Zur Identifizierung der Teilchen waren - zusätzlich zur Möglichkeit über die Flugzeitmessung - am Ende jedes Spektrometerarms

Schauer- und Gasschwellen-Cerenkov-Zähler eingebaut für die $e^- - \pi^-$ -Trennung im Elektronarm und $e^- - \pi^+ - (K^+ - p)$ -Trennung im Hadronarm.

III.4. Elektronik

Von ihrer Funktionsweise her läßt sich die Elektronik (Abb. III.3) aufteilen in die

- i) Schnelle Elektronik zur Entscheidung, ob ein Koinzidenz-Ereignis stattgefunden hat (Entscheidungselektronik)
- ii) Langsame Elektronik, die die Information eines Ereignisses zum Kleinrechner überträgt (Ausleseelektronik).

III.4.1. Schnelle Elektronik

Die schnelle Elektronik arbeitete im Nano-sec-Bereich und konnte deswegen die sehr große Zahl der Photomultiplier-Signale registrieren, die von Teilchendurchgängen durch die Szintillationszähler jedes Arms

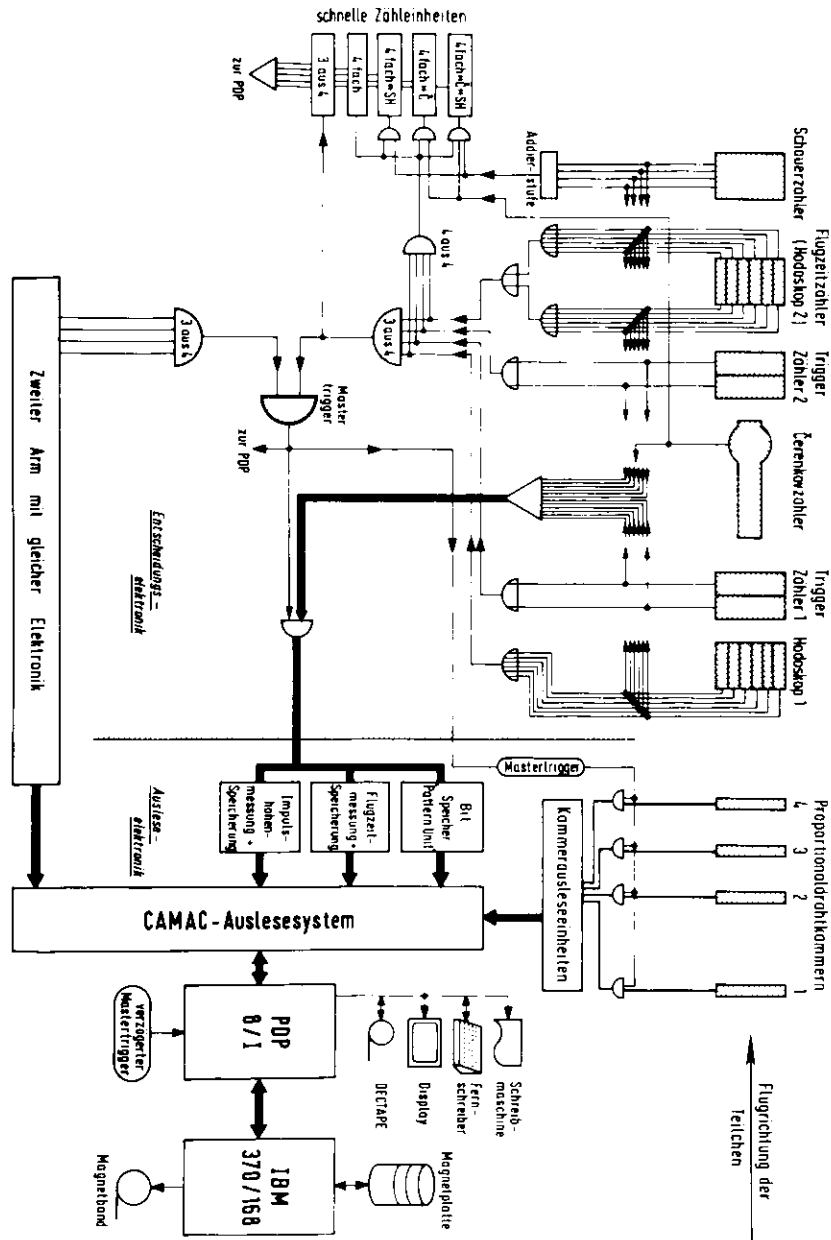


Abb. III.3 Die Elektronik

stammten und die die Diskriminatoren passiert hatten. Aus diesen hohen Einzelzählraten der Szintillationszähler wurden jene Ereignisse herausgefiltert, die mit hoher Wahrscheinlichkeit aus dem Target kamen, dadurch, daß aus den 10 nsec langen Ausgangspulsen der Diskriminatoren Koinzidenzen für jeden Arm getrennt gebildet wurden. Ein Einarm-Trigger lag dann vor, wenn 3 aus den folgenden 4 Bedingungen koinzident erfüllt waren:

Mindestens

1. eins der sechs Elemente des Hodoskops 1
 2. eins der zwei Elemente des Triggerzählers 1
 3. eins der zwei Elemente des Triggerzählers 2
 4. eins der sechs Elemente des Hodoskops 2
- hatte angesprochen.

Wenn dann in einem Zeitintervall von 25 nsec ein genauso gebildeter Trigger aus dem anderen Spektrometerarm vorlag, wurde von der zentralen Entscheidungslogik der sog. "Master-Trigger" erzeugt. Für diese so definierte Koinzidenz zwischen den beiden Spektrometerarmen wurden die Signale aller Zähler und teilweise derer Impulshöhen in Bit-Speicher-Einheiten bzw. in ADC's gespeichert. Außerdem wurden für die Flugzeitbestimmung der Hadronen 4 TDC-Spektren aufgenommen, deren Zahl dadurch zustande kam, daß die geordneten Photomultiplier-Signale sowohl von der einen als auch von der anderen Seite des Flugzeitähler-Hodoskops im Elektronenarm die Startsignale lieferten - im Hadronenarm die Stoppsignale. Die längste Zeit (≤ 20 μ sec) nach dem Master-Trigger benötigte die Kammerauslese-Elektronik zur Codierung der Drahtadressen und zur Übertragung in die Einschübe des CAMAC-Auslesesystems (Sch 74, Rab 74). Während dieser Zeit und der sich anschließenden Übertragungszeit der Daten in den Kleinrechner wurden Koinzidenzereignisse von einem schnellen Unter-setzer gezählt. Ebenso akkumulierten eine Reihe schneller Zählheiten spezielle Koinzidenzen zur Kontrolle der Funktionstüchtigkeit der Apparatur.

III.4.2. Langsame Elektronik und Datenfluß

Kernstück der langsamen Elektronik war der Kleinrechner PDP 8I. Er erhielt 20 μ sec nach dem Master-Trigger einen Interrupt von der zentralen Entscheidungslogik, welcher das Datenauslese- und Experimentierprogramm EXSYS (Beschreibung von EXSYS und PDP 8I siehe Anhang B) dazu veranlaßte, die Information des Ereignisses programmgesteuert über CAMAC-Befehle auszulesen. In Abhängigkeit von der Art des Triggers und der Datenmenge (variable Anzahl von auszulesenden Drahtadressen) dauerte die Übertragung 1.5 - 2 msec.

Jeweils ca. 50 Ereignisse wurden im Block zur IBM 370/168 übertragen, auf Magnetplatten zwischengespeichert und dann zur endgültigen Auswertung auf Band geschrieben. Die Daten der Magnetplatte wurden online voranalysiert, so daß der Experimentator sich anhand zahlreicher Feedbacks vom aktuellen bis zum 12. zurückliegenden Meßlauf einen Überblick über die Funktionsstüchtigkeit der Apparatur verschaffen konnte. Diese Feedbacks (Histogramme und Tabellen) konnten über einen Fernschreiber auf einen Display gerufen und auf einer Schreibmaschine ausgedruckt werden.

Für den Fall, wo die Online-Verbindung zur IBM unterbrochen war, wurden die Ereignisse auf PDP-Dectapes geschrieben, so daß uneingeschränkt weitergemessen werden konnte. War die Verbindung zur IBM wieder hergestellt, wurden die Ereignisse sofort übertragen.

Zu den weiteren Aufgaben von EXSYS neben der Meßlauf- und Datenverwaltung zählte u.a.

- Überwachen der Magnetströme und des Targetdrucks (alle 3 min)
- Auslesen der schnellen Untersetzer und der akkumulierten Ladung nach jedem Meßlauf
- Anzeigen von Fehlercodes auf einem Bildschirm.

IV. Messungen und Datenreduktion

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die Parameter der Messungen gegeben. Außerdem wird gezeigt, wie die Fülle der Rohtrigger auf die des (K^+) - und ($K^+\pi^0$)-Kanals reduziert wird und die Wirkungsquerschnitte bestimmt werden.

IV.1. Parameter der Messungen

Die Messungen wurden bei einem mittleren $W = 2.21$ GeV durchgeführt für 4 verschiedene Q^2 -Werte (0.06, 0.28, 0.70, 1.35 GeV²). Von den 1.7 Millionen Rohtriggern, die in insgesamt 52 Tagen Meßzeit registriert wurden, entfielen nach der Auswertung auf den (K^+)-Kanal 1800 Ereignisse ($K^+\pi^0$: 800 Ereignisse), entsprechend 1.1% bzw. 0.5% . Das ergibt eine mittlere Zählrate von 2- 3 K^+ -Mesonen/Std. für beide Kanäle zusammen. Um den meßbaren t -Bereich voll zu überstreichen, wurde das Hadronspektrometer auf verschiedene Winkel zwischen 10° und 36° gefahren. In jeder Winkelstellung wechselten sich Voll- und Leer-Targetmessungen ab im Verhältnis 5 : 1 akkumulierter Ladung. In der Tabelle IV.1 sind die wichtigsten Parameter aller Messungen zusammengestellt.

IV.2 Gang der Datenreduktion

Der Gang der Datenreduktion (Abb. IV.1) vollzog sich in 4 Schritten, die im folgenden beschrieben werden. Nach jedem Schritt wurden die übriggebliebenen Ereignisse und/oder berechneten Größen auf Datenplatten oder -bänder geschrieben. Dadurch wurde die Rechenzeit (CPU-Zeit) für das 1-malige Ausführen eines Auswerteschritts erheblich eingeschränkt von 20 - 30 min (RECON, KINDAT) auf < 1 min (KINCUT) und < 15 sec (TPHMA). Im ersten Reduktionsschritt versuchte das Programm RECON aus den Kameradressen und Vermessungsparametern des Spektrometers Trajektorien und Impulse zu rekonstruieren. In 60 - 70% der Koinzidenzereignisse fand

Einheiten		-w = 2.21 (Mittelwert)-			
Q^2	GeV ²	Q^2 (Mittelwerte)			
w^2	"				
t	"				
M_X	GeV	0.06	0.28	0.70	1.35
ϵ		.41	.74	.85	.82
w^2	-Bereich	4.05 - 5.55	3.5 - 6.1	3.8 - 6.0	3.6 - 7.0
Q^2	-Bereich	.02 - .11	.20 - .37	.55 - .85	1.0 - 1.6
±-Bereiche					
$0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$					
im t -Bereich →				t_{\min}^+ - .33	t_{\min}^- - .60
$120^\circ \leq \phi \leq 240^\circ$					
im t -Bereich →		.06 - 1.2	.06 - .60	.33 - 1.2	.60 - 1.68
		Λ	Σ^0	Λ	Σ^0
$ t _{\min}$ -Mittelwert		.04	.06	.07	.10
$ t _{\min}$ -Bereich (FWHM)		.03-.05	.05-.07	.05-.08	.07-.11
		.09-.18	.13-.22	.18-.34	.20-.38
M_X-Bereiche					
Λ		-----1.05 - 1.15-----			
Σ^0		-----1.15 - 1.25-----			
<hr/>					
Einfallensenergie (GeV)		2.77	4.26	5.94	6.56
Sollimpulse (GeV)					
($\Delta P/P = 45\%$ FWHM)					
Elektronarm		0.55	1.93	3.44	3.69
Hadronarm		1.45-2.6	1.7-2.1	1.86-2.29	2.07-2.58
Lafettenwinkel					
Elektronarm		-----10°-----			13°
Hadronarm		-----10° - 36°-----			
<hr/>					
Statistik: Q^2 [GeV ²]		0.06	0.28	0.70	1.35
Akkumulierte Ladung [mC]		22	34	24	36
Zahl der Rohtrigger [10^3]		167	861	475	213
Zahl der Ereignisse (ohne Korrekturen) im Λ -Schnitt-Bereich		162	290	896	335
Σ^0 -Schnitt-Bereich		153	229	361	146

Tab. IV.1 Parameter der Messungen

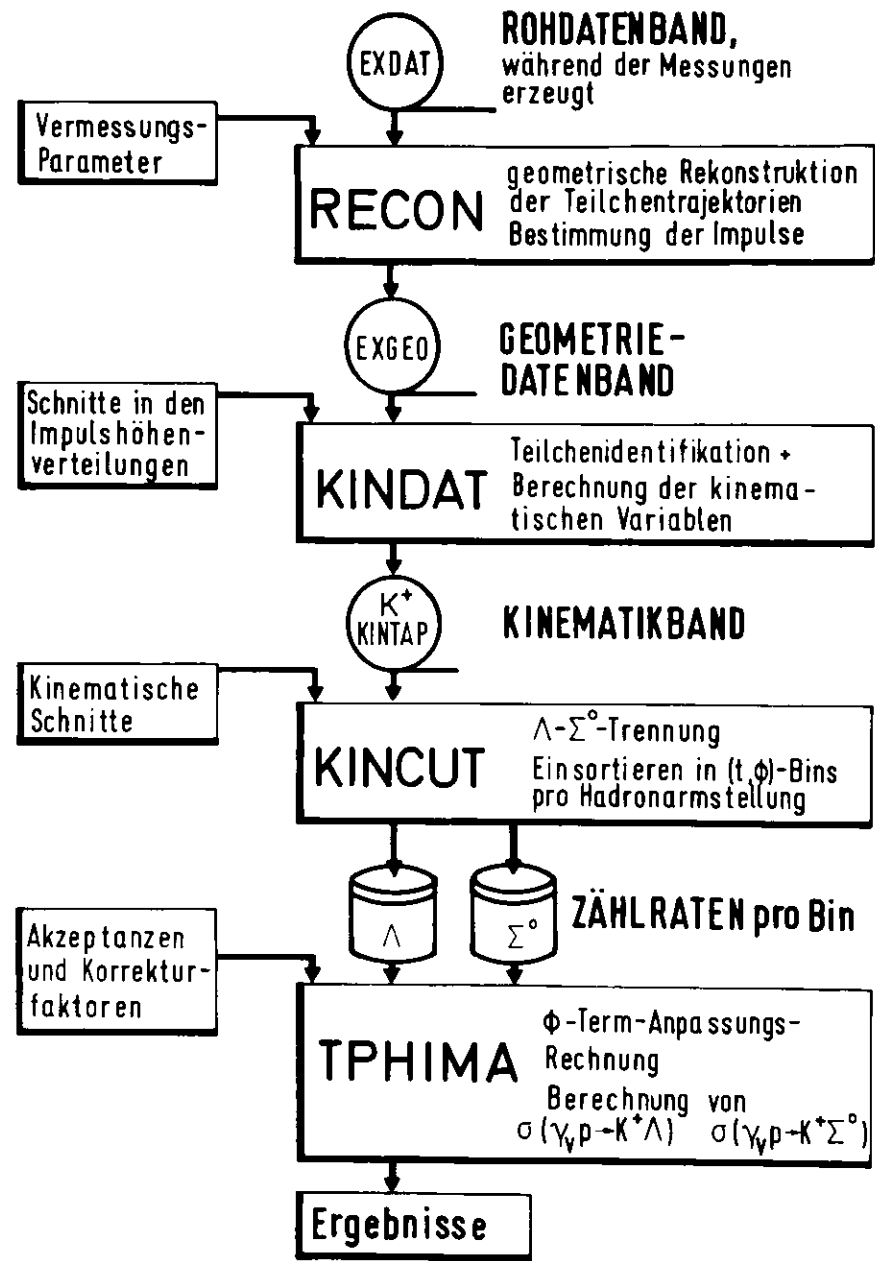


Abb. IV.1 Die Datenreduktion

RECON mindestens 1 Spur in jedem Spektrometerarm.

Bei mehreren möglichen Spurkombinationen wählte das Programm KINDAT diejenige aus, deren Abstand im Target minimal war. Außerdem korrigierte KINDAT die Einfallenergie und separierte im Elektronarm e von π durch Schnitte in den ADC-Spektren des Cerenkov- und Schauerzählers. Auf die gleiche Art und zusätzlich durch Berechnung der Flugzeit wurden im Hadronarm K^+ -Mesonen identifiziert (siehe nächsten Abschnitt IV.3). Nach diesem zweiten Reduktionsschnitt wurden die wichtigsten kinematischen Größen (Q^2 , W, t, M_X usw.) auf ein Kinematik-Band geschrieben.

Im Programm KINCUT wurden dann die Grenzen in Q^2 und W so gelegt, daß für alle 4 Q^2 -Messungen die W-Verteilungen einen Mittelwert von 2,21 GeV ergaben. Ereignisse des (K^+A)- und (K^+L^U)-Kanals wurden durch Schnitte in der Verteilung der fehlenden Masse M_X getrennt und in verschiedene (t-)-Bins einsortiert.

Nach diesem dritten Reduktionsschnitt berechnete ein Programm (Guz 76) in den nun festliegenden kinematischen Bereichen die Akzeptanzen für jeden Kanal in jeder Stellung des Hadronarms.

Im vierten und letzten Auswerteschnitt bestimmte das Programm TPHIMA aus den Zählraten/Bin, den Akzeptanzen und mit einigen Korrekturfaktoren die Wirkungsquerschnitte und führte in dem t-Bereich, wo volle ϕ -Akzeptanz bestand, eine Anpassungsrechnung durch an die ϕ -Terme des Wirkungsquerschnitts.

IV.3 Identifizierung der Hadronen über die Flugzeit

Im folgenden Abschnitt wird erklärt, wie aus den 4 gemessenen TDC-Spektren die Flugzeit der Hadronen bestimmt werden kann und damit - bei bekannten Impulsen - ihre Masse.

IV.3.1 Bestimmung der Flugzeit

Die Flugzeit konnte nur für solche Ereignisse eindeutig gemessen werden, bei denen sowohl im Elektronarm nur ein Flugzeitzählerelement (z.B. I)

als auch im Hadronarm nur eins (z.B. K) angesprochen hatte. Zusätzlich wurde gefordert, daß sowohl der linke als auch der rechte Photomultiplier-Puls des jeweiligen Elements I,K über der Diskriminatorschwelle lag. In allen anderen Fällen (ca. 30% der Koinzidenzereignisse) konnte nicht entschieden werden, welches Element einen TDC gestartet oder gestoppt hatte (da die jeweils 6 linken und rechten Diskriminatoreausgänge geodert wurden) oder welche Flugzeitkorrekturen S^{IK} (s.u.) an die TDC-Spektren angebracht werden sollten. Für die so eingeschränkte Ereignismenge kann die Messung der 4 TDC-Spektren (TRL, TRR, TLL, TLR) wie in Abb. IV.2 schematisiert werden. Dabei bedeutet TRL z.B. den Zeitunterschied am TDC zwischen dem Eintreffen des Startsignals vom rechten Photomultiplier des Flugzeitzählerelements I im Elektronarm und dem Eintreffen des Stop-Signals vom linken Photomultiplier des Flugzeitzählerelements K im Hadronarm.

Im Falle eines Koinzidenzereignisses lassen sich für ein Elementepaar (I, K) folgende 4 Zeitgleichungen aufstellen:

$$\begin{aligned} TRL &= t_h + t_h^L + t_h^{RL} - (t_e + t_e^R + t_e^{RL}) \\ TRR &= t_h + t_h^R + t_h^{RR} - (t_e + t_e^R + t_e^{RR}) \\ TLL &= t_h + t_h^L + t_h^{LL} - (t_e + t_e^L + t_e^{LL}) \\ TLR &= t_h + t_h^R + t_h^{LR} - (t_e + t_e^L + t_e^{LR}) \end{aligned} \quad (IV.1)$$

aus denen die Flugzeit t_h der Hadronen bestimmt werden soll. Von den indizierten Zeitgrößen der Gleichung IV.1 seien hier nur exemplarisch folgende erklärt (die Bedeutung der entsprechenden anderen erkennt man aus der Abb. IV.2):

- t_e : Flugzeit der Elektronen vom Target bis zum Auftreffpunkt im Flugzeitzähler
- $t_e^L(t_e^R)$: Zeit, die das Licht vom Auftreffpunkt bis zum linken (rechten) Photomultiplier braucht (im Elektronarm)
- t_e^{RL} : Zeit, die das Photomultiplier-Signal vom Elektronarm über Kabel und durch den Diskriminator bis zum TDC TRL braucht.

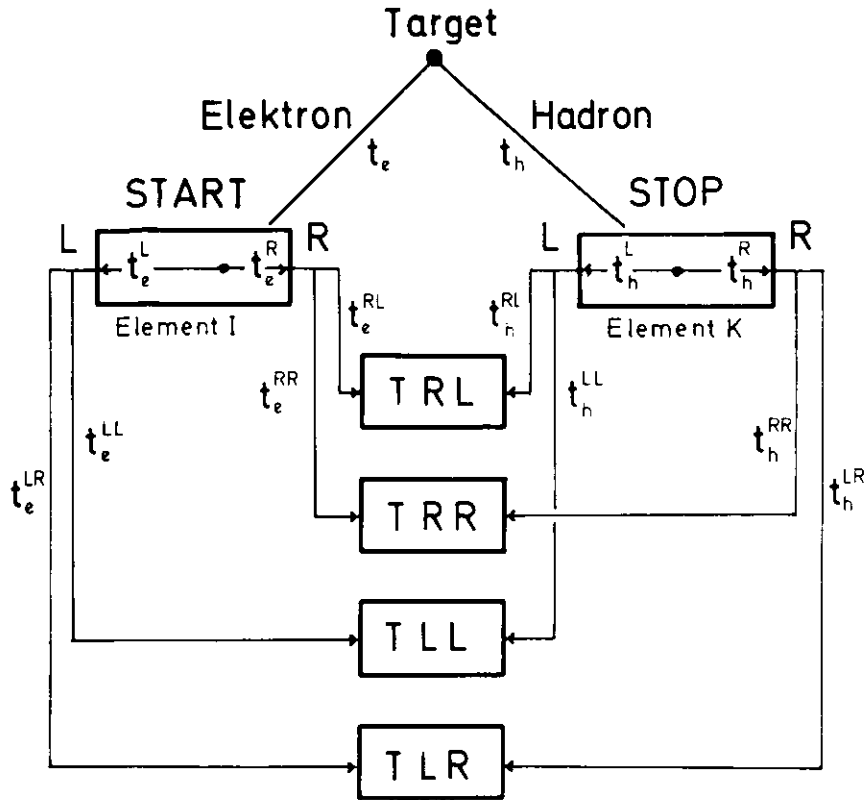


Abb. IV.2 Schema der Flugzeitmessung

Bildet man aus den Gleichungen IV.1 die Größe

$$T_h^{IK} = (TRL + TRR + TLL + TLR) / 4 \quad (IV.2)$$

$$= t_h - t_e + \underbrace{\frac{1}{2}(t_h^L + t_h^R)}_A - \underbrace{\frac{1}{2}(t_e^L + t_e^R)}_B + \underbrace{\sum_{M=R,L}^{N=R,L} (t_h^{MN} - t_e^{MN})}_{C^{IK}}$$

so summieren sich die Laufzeiten des Lichts in jedem Element. Dadurch ist es nicht nötig, die ortsabhängigen Einzelaufzeiten des Lichts nach links und rechts zu kennen, da in guter Näherung (s.u.) ihre Summe konstant ist - und damit auch A und B.

Ebenso ist auch die Flugzeit t_e in Gl. IV.2 für relativistische Elektronen konstant. Eine geringe Variation von 0.1 nsec für $t_e = s_e/c$ kommt dadurch zustande, daß der Flugweg s_e der Elektronen von einem mittleren Entstehungsort im Target bis zu einem mittleren Auftreffpunkt im Flugzeitzählerelement I berechnet wurde.

In den Term C^{IK} gehen u.a. die Kabellaufzeiten der Photomultiplier-Signale bis zum Diskriminator ein. Für jedes Elementepaar (I,K) ist C^{IK} näherungsweise konstant aus folgendem Grund:

Die Ausgangssignale der Photomultiplier wurden durch Reflektion am geschlossenen Ende eines kurzen Kabels in Signale mit Nulldurchgang gewandelt. Dadurch akzeptierte der Zero-Crossing-Diskriminator Photomultiplier-Signale unabhängig von ihrer Höhe zum ständig selben Zeitpunkt, vorausgesetzt, die Signale hatten eine bestimmte Schwelle überschritten.

Um aus der oben definierten Größe T_h^{IK} die Flugzeit t_h zu berechnen, muß man die Summe

$$S^{IK} = A + B + C^{IK} - t_e = T_h^{IK} - t_h \quad (IV.3)$$

in Abhängigkeit von I und K bestimmen. Dies ist möglich mit folgendem Verfahren:

Man identifiziert das Hadron h als τ^+ (durch Ansprechen des Hadron-Cerenkov-Zählers) im Impulsbereich $2 \text{ GeV}/c \leq P_{\tau^+} \leq 3 \text{ GeV}/c$ (die damit

Verbundene Variation der Flugzeit $t_h = t_{\tau^+}$ beträgt maximal 0.06 nsec).
 Für jedes Paar (I,K) erhält man dann mit den gemessenen Größen $T_{\tau^+}^{IK}$
 und der bekannten Flugzeit

$$t_{\tau^+} = \frac{S_h}{c\beta_{\tau^+}} \quad S_h: \text{Flugweg von einem mittleren Targetort bis zum Flugzeitelement K im Hadronarm}$$

$$c\beta_{\tau^+}: \text{Geschwindigkeit der } \tau^+ \text{-Mesonen}$$

aus Gl. IV.3 Verteilungen für die Flugzeitkorrekturen

$$S^{IK} = T_{\tau^+}^{IK} - t_{\tau^+}$$

mit einer FWHM-Breite von ≈ 0.8 nsec.

Diese Auflösung wird im wesentlichen bestimmt durch die Größen A und B, also durch die Laufzeitsumme in den Elementen.

Mit den Mittelwerten der S^{IK} -Verteilungen ist also die Flugzeit eines beliebigen Hadrons h nach Gl. IV.3 bestimmt zu

$$t_h = T_h^{IK} - S^{IK}$$

mit einer FWHM-Breite von ≈ 0.8 nsec.

Über die relativistische Impulsgleichung

$$p = m \cdot \beta \cdot c / (1 - \beta^2)^{1/2}$$

erhält man schließlich das Massenquadrat eines Hadrons zu

$$m_h^2 = p_h^2 (1/\beta^2 - 1) \quad (IV.4)$$

IV.3.2 Separation der K^+ -Mesonen von τ^+ -Mesonen und Protonen

Der Hadron-Cerenkov-Zähler spricht auf τ^+ -Mesonen mit Impulsen $p \geq 1.2$ GeV/c zu fast 100% an im Gegensatz zu K^+ -Mesonen und Protonen, die im ganzen akzeptierten Impulsbereich kein Cerenkov-Licht erzeugen können (s. auch Tab. III.1). Wie gut dieser Effekt zur Eliminierung der τ^+ -Mesonen ausgenutzt werden kann, sollen die folgenden Abb. IV.3 und IV.4 demonstrieren.

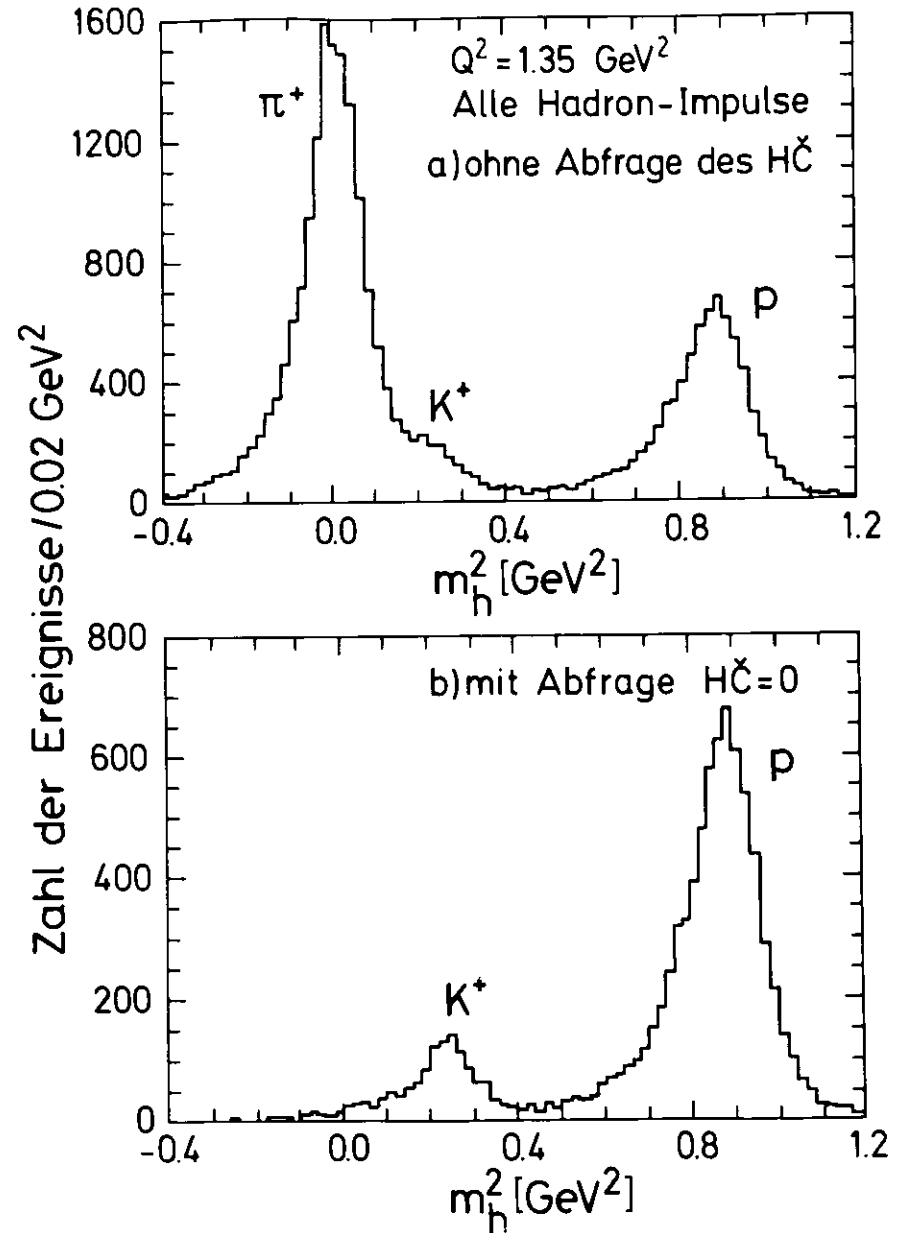


Abb. IV.3 Das aus Flugzeit und Impuls berechnete Massenquadrat der Hadronen

Die Abb. IV.3a zeigt m_h^2 (Gl. IV.4) für $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$ ohne Schnitt in der Impulshöhe im ADC-Spektrum des Hadron-Cerenkov-Zählers, während für Abb. IV.3b die Impulshöhe eine bestimmte Schwelle nicht überschreiten durfte. Man erkennt im Vergleich der beiden Abbildungen sehr schön, wie der π^+ -Peak vollkommen unterdrückt wird und die zunächst nur als "Schulter" erkennbaren K^+ -Mesonen deutlich zum Vorschein kommen.

Den schlechtesten Fall der Trennungsgüte zwischen π^+ und K^+ gibt Abb. IV.4 wieder für $Q^2 = 0.06 \text{ GeV}^2$ - schon unter der Bedingung, daß der Hadron-Cerenkov-Zähler nicht angesprochen hatte. Trotz der relativ großen Zahl von π^+ -Mesonen mit Impulsen $p < 1.2 \text{ GeV}/c$ ist eine Trennung von den K^+ -Mesonen gut möglich durch einen Schnitt im Bereich S_U . Da mit wachsendem Q^2 auch die Hadron-Impulse im Mittel wachsen, werden die π^+ -Mesonen immer mehr unterdrückt.

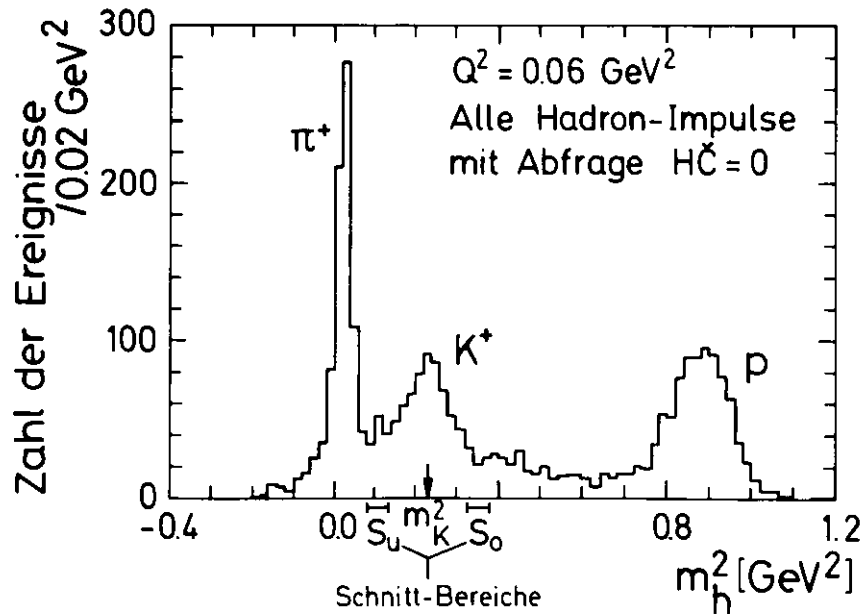


Abb. IV.4 Das aus Flugzeit und Impuls berechnete Massenquadrat der Hadronen

So ist der π^+ -Peak bei $Q^2 = 0.28 \text{ GeV}^2$ schon auf die Höhe des K^+ -Peaks gesunken und bei $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ verschwunden.

Auch die Protonen konnten für alle Q^2 -Messungen durch einen Schnitt im Bereich S_0 gut abgetrennt werden.

Der Untergrund im K^+ -Schnittbereich verteilt sich ins gesamte Spektrum der fehlenden Masse M_X (s. nächster Abschnitt), so daß die Eingrenzung von M_X auf M_{K^+} und M_{π^+} die Kontamination der Ergebnisse durch π^+ -Mesonen und Protonen noch verringert.

Da die Auflösung $\Delta(m_h^2)$ für m_h^2 vom Hadronimpuls P_h abhängt, wurden die unteren und oberen Schnittweiten $S_U = \pi_{K^+}^2$ und $S_0 = m_{K^+}^2$, welche den als K^+ definierten Bereich festlegen, proportional zu t (m_h^2) gewählt. Aus der Impulsformel und der Flugzeitauflösung Δt berechnet sich die Auflösung für nicht-zerfallene K^+ -Mesonen theoretisch zu

$$\Delta(m_K^2) = 2 (p_K^2 + m_K^2) \Delta t / t_K \quad (\text{IV.5})$$

Die Schnittweiten wurden aber nicht nach dieser theoretischen Formel berechnet, da durch zerfallende K^+ -Mesonen die Flugzeit t_K sich verschmiert. Deshalb wurde die gemessene Auflösung $\Delta(m_K^2)$ mit einer quadratischen Abhängigkeit in P_K nach Gl. IV.5 angepaßt. Der Bereich der Schnitte S_0 und S_U , der sich damit im vollen akzeptierten Impulsbereich bei $Q^2 = 0.06 \text{ GeV}^2$ ergibt, ist in Abb. IV.4 durch zwei waagerecht liegende Balken gekennzeichnet. Korrekturen auf Zählratenverluste durch die Schnitte sind in einem Monte-Carlo-Programm berücksichtigt, das den Zerfall der K^+ -Mesonen im Hadronarm simuliert (s. Kap. IV.5.1).

IV.4. Identifizierung der Kanäle

IV.4.1. Spektrum der fehlenden Masse

Die Identifikation des Λ - und Σ^0 -Kanals und deren Trennung geschieht über die Berechnung der fehlenden Masse

$$M_X = \sqrt{(e+p-e'-K)^2} \quad (IV.6)$$

In Abb. IV.5 ist die M_X -Verteilung dargestellt - aus statistischen Gründen über die 4 Q^2 -Messung summiert. Deutlich zeigen sich bei der Λ -Masse (1116 MeV) und der Σ^0 -Masse (1192 MeV) Signale mit einer FWHM-Breite von 40 MeV. Auch die Resonanzen von Λ und Σ^0 bei höheren Massen sind zu erkennen.

Die Auflösung ΔM_X für M_X läßt sich über das Fehlerfortpflanzungsgesetz aus Gl. IV.6 berechnen in Abhängigkeit von den folgenden Meßgrößen und ihren Auflösungen:

- E Einfallenergie
- E' Elektronstreuenergie
- P_K Kaon-Impuls
- θ_e Elektronstreuungswinkel
- θ_K Kaonerzeugungswinkel.

ΔE ist aus Messungen bekannt. $\Delta E'$ und ΔP_K wurden über Monte-Carlo Verfahren (Gro 75) berechnet, ebenso $\Delta \theta_e$ und $\Delta \theta_K$ (Guz 76).

Es ergibt sich im Mittel eine FWHM-Breite $\Delta M_X = 41$ MeV für den Λ -Peak, die mit der gemessenen Breite sehr gut übereinstimmt.

Zwischen dem Σ^0 -Peak und der ersten Resonanz $\Sigma^0(1385)$ zeigt das M_X -Spektrum im Bereich um 1280 MeV eine auffällige Struktur, die durch bekannte Λ/Σ -Resonanzen nicht erklärt werden kann. Ein Erklärungsversuch dadurch, daß τ^+ oder P als K^+ misidentifiziert wurden (die Ausläufer der Pionen und Protonen in m_h^2 laufen in den als K^+ definierten Bereich hinein) liefert folgendes Bild:

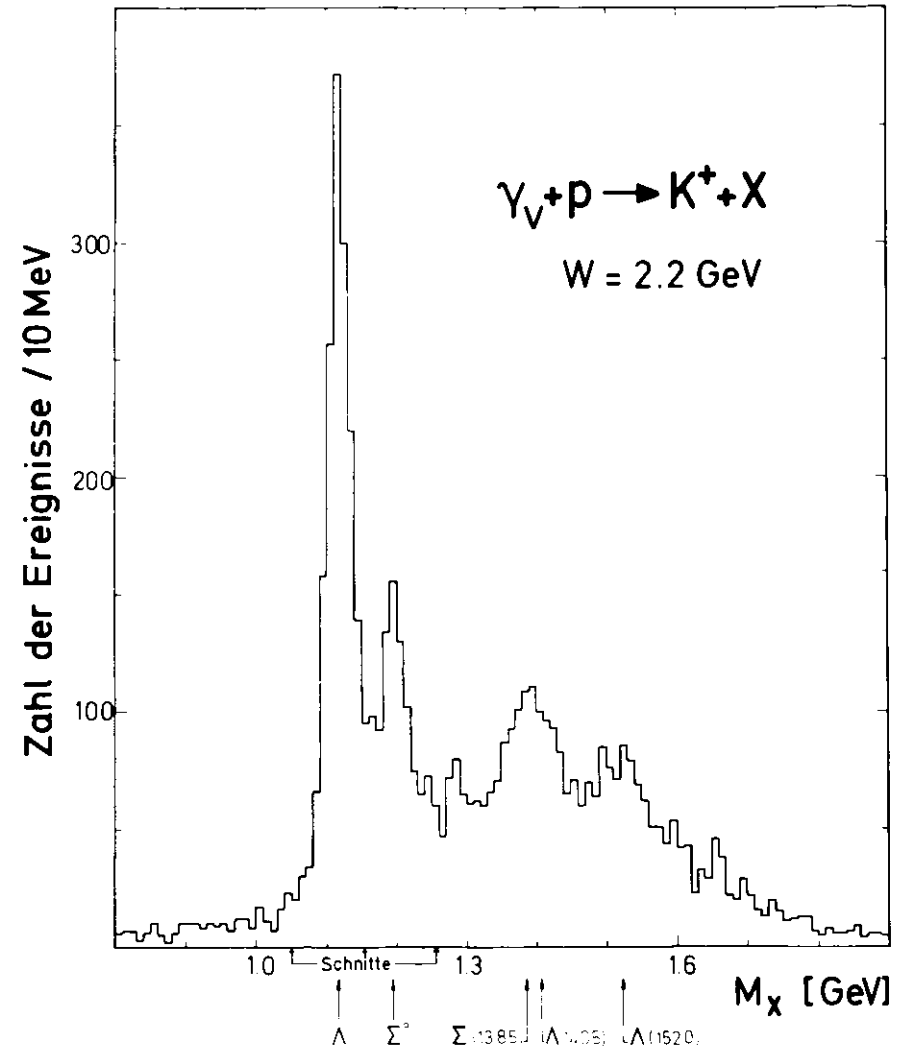


Abb. IV.5 Das Spektrum der fehlenden Masse (Summiert über alle Q^2 -Messungen)

i) π^+ als K^+ gerechnet

Neutronen des (τ^+n)-Kanals würden einen scharfen Peak bei $M_X = 0.87$ GeV ergeben. Da die Pionen dieses Kanals aber bei allen Q^2 -Messungen Impulse > 1.4 GeV/c haben, ist dieser Peak durch Verlangen des Hadron-Cerenkov-Zählers in Anti-Koinzidenz unterdrückt. Die restlichen Pionen ergeben einen sanft verlaufenden Untergrund im M_X -Bereich um 1280 MeV.

ii) P als K^+ gerechnet

Im Spektrum der fehlenden Masse für echte Protonen zeigen sich eine geringe Anhäufung bei der Masse des π^0 -Mesons und ein scharfer Peak bei der Masse des $\Lambda(783)$ -Mesons. Im Falle der Fehlinterpretation des P als K^+ würden sich π^0 -Mesonen bei 0.4 GeV, ω -Mesonen bei 0.9 GeV zeigen im M_X -Spektrum in Abb. IV.5.

Die restlichen Protonen ergeben wie die Pionen einen sanft verlaufenden Untergrund im M_X -Bereich um 1280 MeV.

Eine Erklärung der 1280 MeV-Struktur durch Pionen oder Protonen, die als Kaonen misidentifiziert wurden, scheint also ausgeschlossen - es sei denn, der sanft verlaufende Untergrund würde statistisch stark fluktuieren.

Zur Abschätzung der Wahrscheinlichkeit, daß die 1280 MeV-Struktur durch solche statistischen Schwankungen des Untergrunds hervorgerufen werden könnte, wurde folgendes Verfahren angewandt:

Der Bereich um $M_X = 1280$ MeV wurde in drei gleich große Teile geteilt (s. auch Abb. IV.6):

- I : 1230 - 1270 MeV
(Kontrollbereich)
- II : 1270 - 1310 MeV
(Strukturbereich)
- III : 1310 - 1350 MeV
(Kontrollbereich)

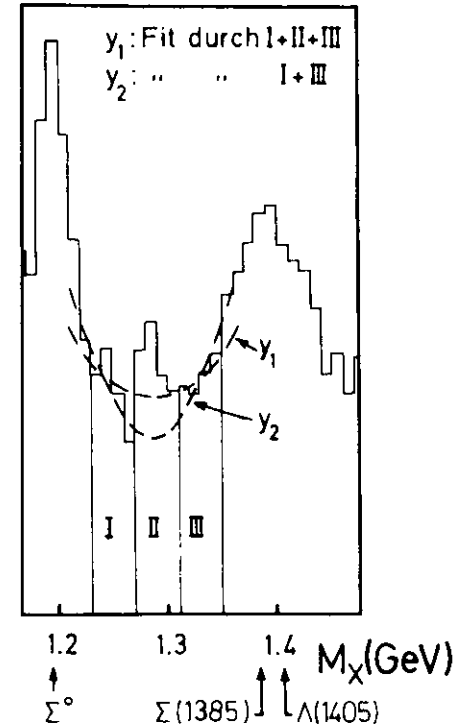


Abb. IV.6 Untergrundabschätzung im Bereich um 1280 MeV

In diesem engen Bereich kann in 1. Näherung eine quadratische Form des Untergrundverlaufs angenommen werden.

- 1) Unter der Annahme, daß alle 3 Bereiche durch Untergrund bestimmt sind, wurde durch I + II + III die quadratische Funktion y_1 gelegt. Die Wahrscheinlichkeit für das χ^2 /Freiheitsgrad ($= \chi_F^2$) eines solchen Fits beträgt 21%.
- Schließt man den Strukturbereich II für die Berechnung von χ_F^2 aus, ergibt sich in den Kontrollbereichen zusammen eine Wahrscheinlichkeit des y_1 -Fits zu 50%.

2) Die Annahme, daß nur die Bereiche I und III durch Untergrund bestimmt sind, ergab den χ^2 -Fit mit einer Wahrscheinlichkeit von 72%.

Die Fitwahrscheinlichkeiten von 1) und 2) liegen in einem Bereich, der beide Fits als gleich passend erscheinen läßt. Damit ergibt sich für die oberhalb der Fits liegenden Ereignisse ein Bereich von 2.5 - 4 Standardabweichungen. Solche Untergrundschwankungen sind zwar unwahrscheinlich (6% bzw. < 0.1%), lassen aber einen Schluß mit der relativ beschränkten Statistik dieser Messungen auf die Existenz eines neuen Teilchens - z.B. einer weiteren $\Lambda(1520)$ -Resonanz - nicht zu.

IV.4.2. Trennung von Λ^0 und Λ^+

Eine Möglichkeit, Λ^- - und Λ^+ -Ereignisse zu trennen und ihr Zählraten-Verhältnis $R_N = N_{\Lambda^0}/N_{\Lambda^+}$ zu bestimmen, wäre gewesen, an das Spektrum der fehlenden Masse für jede Q^2 -Messung Gaußverteilungen mit einer Untergrundfunktion anzupassen. Diese Trennungsmöglichkeit hätte den Vorteil von hoher Statistik gehabt, aber den Nachteil, daß über die t^- - und t^+ -Abhängigkeit von R_N gemittelt worden wäre und auch die unterschiedlichen Akzeptanzen der Kanäle für die einzelnen Hadronwinkelstellungen nicht berücksichtigt wären.

Deswegen wurde für jedes t -Bin, in dem der Wirkungsquerschnitt bestimmt werden sollte, die fehlende Masse M_X in Abhängigkeit von der Hadronwinkelstellung berechnet und die Trennung dadurch vollzogen, daß Ereignisse mit $1.05 \text{ GeV} \leq M_X \leq 1.15 \text{ GeV}$ als Λ^- und Ereignisse mit $1.15 \text{ GeV} < M_X \leq 1.25 \text{ GeV}$ als Λ^+ identifiziert wurden. Eine Anpassung an die M_X -Verteilungen im $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Bereich durch die Überlagerung zweier Gaußverteilungen und einer Untergrundfunktion brachte innerhalb der Fitfehler die gleichen Ergebnisse.

IV.5 Berechnung des Wirkungsquerschnitts

Wie in Kap. II schon gezeigt wurde, ergibt die Messung des Elektrons und des K^+ -Mesons in Koinzidenz einen 6-fach differentiellen Wirkungsquerschnitt, der sich durch die Restriktion $M_X = M_{\Lambda}$ (M_{Λ^+}) auf den 5-fach

differentiellen

$$d^5\sigma / dQ^2 dW^2 d\phi_e dt d\phi \equiv d^5\sigma / d^5V$$

zurückführen läßt. Dieser Wirkungsquerschnitt hängt mit den in einem Bin $\Delta V = \Delta Q^2 \Delta W^2 \Delta\phi_e \Delta t \Delta\phi$ gemessenen Zählraten $N(\Delta V)$ wie folgt zusammen:

$$N(\Delta V) = N_e N_T \int_{\Delta V} \frac{d^5\sigma}{d^5V} A(V) d^5V \tag{IV.7}$$

$V = (Q^2, W^2, \phi_e, t, \phi)$ ist ein Punkt aus ΔV .

N_e ist die Zahl der einfallenden Elektronen und N_T die Zahl der Protonen/Flächeneinheit im Target.

$A(V)$ beschreibt die Akzeptanz des Spektrometers und ist wie folgt definiert:

$$A(V) \begin{cases} = 1, & \text{wenn das Ereignis mit dem Variablensatz vom Spektrometer} \\ & \text{akzeptiert wird} \\ = 0 & \text{im anderen Fall} \end{cases}$$

Sind die Bins ΔV klein - variiert der Wirkungsquerschnitt also wenig - so kann $d^5\sigma/d^5V$ in Gl. IV.7 vor das Integral gezogen werden, und die Berechnung des Wirkungsquerschnitts reduziert sich auf die Auswertung des Akzeptanzintegrals $\int_{\Delta V} A(V) d^5V$.

In diesem Fall kann also die Berechnung des Wirkungsquerschnitts und des Akzeptanzintegrals getrennt geschehen.

Sind aber die Bins groß - wie in diesem Experiment die ΔQ^2 - und ΔW^2 -Bins - so ist die Berechnung des unbekanntenen Wirkungsquerschnitts $d^5\sigma/d^5V$ mit der unbekanntenen Akzeptanz nach Gl. IV.7 verknüpft. Man löst diese eine Gleichung mit zwei Unbekannten dann dadurch, daß man Näherungen $f_1(W^2)$ für den Wirkungsquerschnitt einsetzt:

$$d^5\sigma/d^5V = c \cdot f_1(V) \quad c = \text{const.}$$

Will man damit den Wirkungsquerschnitt an einer Stelle $V = \bar{V}$ berechnen, so liefert Gl. IV.7

$$N(\Delta V) = N_e N_T \frac{d^5\sigma_i(\bar{V})}{d^5V} \int_{\Delta V} \frac{f_1(v)}{f_1(\bar{V})} A(v) d^5v \quad (\text{IV.8})$$

Der daraus berechnete Wirkungsquerschnitt $d^5\sigma_i/d^5V$ wird wiederum durch $f_{i+1}(V)$ angenähert, so daß in diesem Iterationsprozeß die Wirkungsquerschnitte $d^5\sigma_i/d^5V$ sich dem wahren $d^5\sigma/d^5V$ immer mehr nähern.

Ist über den Verlauf des Wirkungsquerschnitts nichts bekannt, wird der Iterationsanfang gewählt zu

$$f_0(V) = \text{const.}$$

Vom Wirkungsquerschnitt $d^5\sigma/d^5V$ in diesem Experiment weiß man aber (siehe Kap. II), daß der elektronische Anteil durch den Flußfaktor Γ beschrieben wird. Außerdem ist aus Photoproduktionsmessungen (Boy 69) bekannt, daß die Wirkungsquerschnitte von $\gamma p \rightarrow K^+(\Sigma^0)$ sich $\sim (W^2 - M_p^2)^{-2}$ verhalten. Unter der Annahme, daß ein gleiches oder ähnliches W^2 -Verhalten auch im Falle der Elektroproduktion von $K^+\Lambda(\Sigma^0)$ vorliegt, kann der Wirkungsquerschnitt in 1. Näherung beschrieben werden durch

$$f_1(V) = \Gamma \cdot (W^2 - M_p^2)^{-2}$$

Eine Näherung $f_1(V) \sim (W^2 - M_p^2)^{-2}$ wird auch durch die Tatsache unterstützt, daß sowohl der Photoproduktions- als auch der Elektroproduktionswirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \tau^+ n$ für kleine bis mittlere t -Werte proportional zu $(W^2 - M_p^2)^{-2}$ verläuft (Lüb 69, Can 77).

In der Näherung $f_1(V)$ wurde dann das Akzeptanzintegral

$$\int_{\Delta V} \frac{f_1(v)}{f_1(\bar{V})} A(v) d^5v$$

mit Hilfe eines Monte-Carlo Verfahrens berechnet, das bei Guz 76 ausführlich beschrieben wird. Dort wird gezeigt, daß für eine große Zahl N_{MC} von Versuchen, simulierte Ereignisse mit Variablen $V \in \Delta V$ durch das Spektrometer zu verfolgen, gilt

$$\int_{\Delta V} \frac{f_1(v)}{f_1(\bar{V})} A(v) d^5v = \frac{\sum_{AKZ} f_1(v)/f_1(\bar{V})}{N_{MC}} \cdot \Delta V \quad (\text{IV.9})$$

wobei zur Summe nur alle die Ereignisse beitragen (mit einem Gewicht $f_1(V)/f_1(\bar{V})$), deren Variablen V im Akzeptanzbereich des Spektrometers liegen.

Mit Gl. IV.9 läßt sich dann aus Gl. IV.8 der 5-fach differentielle Wirkungsquerschnitt an der Stelle $V = \bar{V}$ berechnen zu

$$\frac{d^5\sigma}{d^5V}(\bar{V}) = \frac{N(\Delta V)}{N_e N_T} \cdot \frac{N_{MC}}{\sum_{AKZ} f_1(v)/f_1(\bar{V})} \cdot \frac{1}{\Delta V}$$

In den Arbeiten von Guz 76 und auch Kar 71, die ein ähnliches Akzeptanzproblem behandelte, wurde gezeigt, daß sich weitere Iterationen $f_2(V), f_3(V) \dots$, die den t und o -Verlauf des Wirkungsquerschnitts nähern sollten, nicht lohnen, wenn - wie auch in diesem Experiment - die Δt - und Δo -Bins klein genug gewählt worden sind.

Schließlich erhält man den gesuchten 2-fach differentiiellen Wirkungsquerschnitt am hadronischen Vertex nach Gl. II.4 zu

$$2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi} = \frac{8\pi M_p E E'}{T} \cdot \frac{d^5\sigma}{d^5V}(\nabla)$$

Die explizite ϕ -Abhängigkeit ist - wie in Kap. II dargestellt - bekannt und kann bei den ($Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$)- und ($Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$)-Messungen benutzt werden, in dem t -Bereich, wo volle ϕ -Akzeptanz vorhanden ist (siehe Tab. IV.1), einen Fit der Form

$$A + B \overline{\cos \phi} + C \overline{\cos 2\phi}$$

an die ϕ -Verteilungen des Wirkungsquerschnitts $2 \cdot \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$ anzubringen. Der Querstrich über den \cos -Funktionen bedeutet, daß die Funktionen über das jeweilige $\Delta\phi$ -Bin gemittelt wurden. Die Fitparameter A, B und C bestimmen dann 3 der 4 Terme des Wirkungsquerschnitts gemäß

$$\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt} = A$$

$$\frac{d\sigma_I}{dt} = B / \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)}$$

$$\frac{d\sigma_P}{dt} = C / \epsilon$$

IV.5.1. Korrekturen

In den Zählraten $N(\Delta V)$ sind eine Reihe von Korrekturen enthalten, deren Bestimmungsverfahren im folgenden erklärt werden. Tab. IV.2 gibt einen Überblick über die mittlere Größe der Korrekturen und ihrer Fehler.

Korrektur auf den Zerfall des K^+ -Mesons

Von einer Zahl N_0 im Target erzeugter Kaonen, die vom Hadronspektrometer bei Lebensdauer des Kaons akzeptiert würden, erreichen das Flugzeit-zähler-Hodoskop nach dem theoretischen Zerfallsgesetz aber nur $N_T = N_0 \cdot \tau \cdot K^+$ -Mesonen. $\tau = \exp(-(S_{hK}) / (TP_K))$ ($\tau = 1.24 \times 10^{-8} \text{ sec}$) ist in

mittlere Korrektur für	Faktor am Wirkungsquerschnitt und statistische Fehler
Rekonstruktionsvermögen	$1.50 \pm .03$
Zähleransprechvermögen	$1.01 \pm .01$
Nichtauswertbarkeit der Flugzeitinformation	$1.41 \pm .02$
Totzeit	$1.02 \pm .02$
Targetwände	$.95 \pm .03$
Kaon-Absorption	1.02
Ladungsmessung	.96
Untergrund	$.90 \pm .03$
	$.72 \pm .09$
Strahlungskorrekturen und Schnitte in den M_X -Verteilungen	$1.21 \pm .06$
	$1.19 \pm .11$
Mittlere Korrektur durch K-Zerfall (s. auch Abb. IV.7)	$2.20 \pm .05$

Tab. IV.2 Korrekturen und statistische Fehler

Abb. IV.7 in Abhängigkeit des Kaon-Impulses P_K für $s_h = 13.78$ m dargestellt und liegt im akzeptierten Impulsbereich etwa zwischen 20 und 50%. Da aber aus den Zweiteilchen-Zerfällen des Kaons

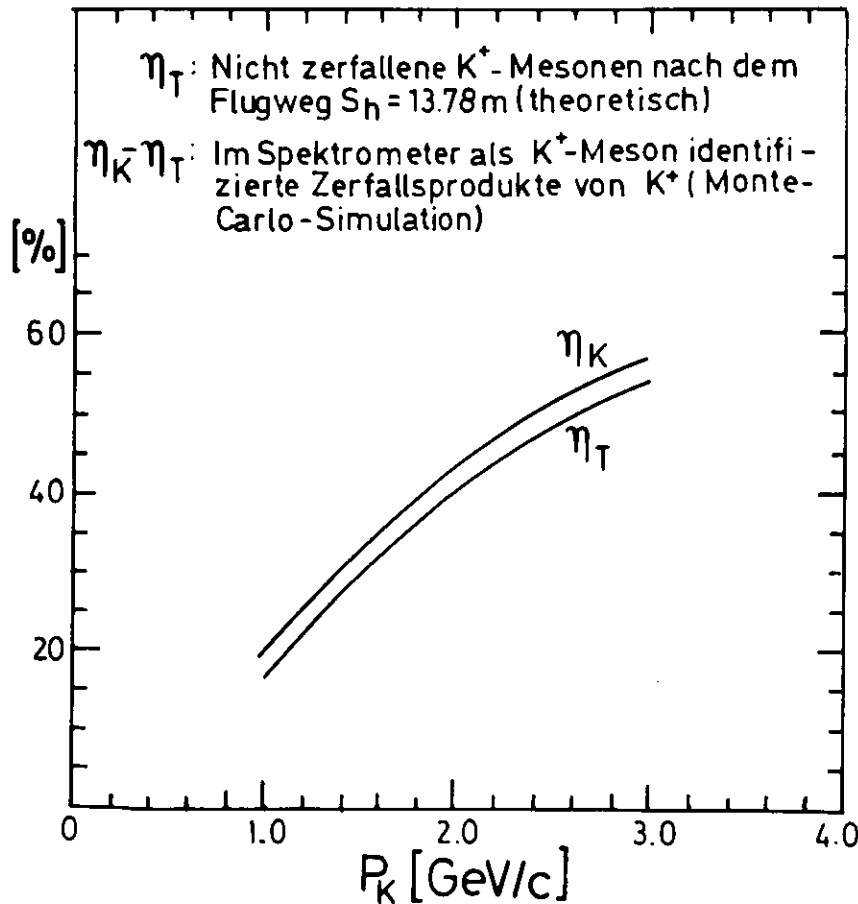


Abb. IV.7 K^+ -Zerfall als Funktion des Kaon-Impulses

π^+ und τ^+ als K^+ identifiziert werden können, liegt der tatsächliche Prozentsatz $\eta_K = N_K/N_0$ von Teilchen, die als K^+ identifiziert werden, über η_T (s. Abb. IV.7).

η_K wurde mit einem Monte-Carlo-Programm, das bei Hel 75 ausführlich beschrieben ist, berechnet, indem die Zerfälle (IV.10) simuliert wurden. Die restlichen 15% der K-Zerfälle werden zum allergrößten Teil von 3-Teilchen-Zerfällen abgedeckt, für die man annehmen kann, daß geladene Zerfallsprodukte nur mit sehr kleiner Wahrscheinlichkeit in die Spektrometerakzeptanz fallen und zusätzlich als K^+ identifiziert würden. Diese Art der Zerfälle wurde deshalb in die Zerfallssimulation nicht mit aufgenommen.

Bei der Identifikation der im Spektrometer nicht zerfallenen K^+ -Mesonen und der Zerfallsprodukte als Kaon wurden im Monte-Carlo-Simulationsprogramm die gleichen Kriterien angewandt wie in der Auswertung der experimentellen Daten. So mußte das Massenquadrat m_h^2 (Gl. IV.4) zwischen den gleichen unteren und oberen Schnitten liegen, wie sie sich mit dem Fit nach der Massenauflösung (Gl. IV.5) berechnen.

Außerdem wurde bei allen Zerfällen des K^+ -Mesons zwischen den 3 letzten Kammern des Hadronarms gefordert, daß das χ^2 des Geradenfits, der an die Durchstoßpunkte der Spur bzw. der Zerfallsspur in den Kammern angepaßt wurde, innerhalb des gleichen χ^2 -Schnitts wie im Experiment lag. Das auf diese Weise berechnete r_K korrigierte jedes Ereignis mit einem Gewicht r_K^{-1} . Für einen mittleren Impuls von 2.1 GeV/c ist $r_K^{-1} = 2.2$.

Strahlungskorrekturen

Zum gemessenen Wirkungsquerschnitt tragen neben dem 1-Photon-Austauschgraphen auch Feynmangraphen höherer Ordnung in α bei (s. Abb. IV.8) wie u.a. interne Bremsstrahlung an den Elektron-Linien (b), Vakuum-polarisation (d) und Elektron-Vertex-Korrektur (e). Diese Beträge (in der Abb. eingerahmt eingezeichnet) ebenso wie die Abstrahlung reeller

Photonen im Target und an den Folien (externe Strahlungskorrekturen) werden in einem Strahlungskorrekturfaktor K_S berücksichtigt, der den gemessenen Wirkungsquerschnitt auf einen idealen, allein vom 1-Photon-Austauschgraphen (a) beschriebenen Wirkungsquerschnitt zurückführt.

Bei der Berechnung von K_S nach MoT 69 (das Verfahren ist im Anhang A beschrieben und korrigiert auch auf Verluste durch Schnitte in der M_X -Verteilung) blieben interne Bremsstrahlung harter Photonen am Hadron-Vertex (c) und Vertexkorrektur (f) unberücksichtigt wegen der größeren Masse von K^+ und $\Lambda(\Sigma^+)$ - verglichen mit der Elektronenmasse.

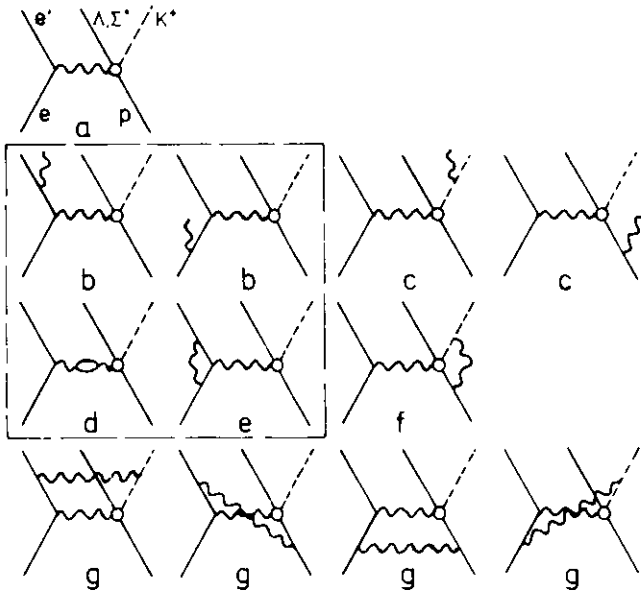


Abb. IV.8 Feynman-Graphen zu den Strahlungskorrekturen

Allein die Anteile weicher Photonen von den Graphen c wurden berücksichtigt, die zusammen mit den Anteilen der weichen Photonen von den Graphen b die Beiträge der 2-Photon-Austausch-Graphen (g) annullieren (Problem der Infrarotdivergenzen).

In Abhängigkeit von Q^2 lag K_S zwischen 1.15 und 1.24.

Zähleransprechvermögen

Die Datenreduzierung ergab, daß bei den verbliebenen Ereignissen in 99.9% der Fälle in jedem Spektrometerarm alle 4 Triggerzähler-Systeme angesprochen hatten. (Ein 1-Arm-Trigger war dann definiert (s. Kap. III.4.1), wenn mindestens 3 der 4 Triggerzähler angesprochen hatten). Eine Korrektur auf das Ansprechvermögen der Szintillationszähler erübrigt sich damit.

Verluste durch Schnitte in den Impulshöhenverteilungen des Elektron-Cerenkov- und Schauerzählers, die das gestreute Elektron definieren, wurden zu ≤ 1% bestimmt. Zählratenverluste von solchen Kaonen, die den Hadron-Cerenkovzähler durch \mathcal{G} -Elektronen bzw. durch Σ^+ oder Σ^+ aus dem K-Zerfall ansprechen ließen, sind vernachlässigbar bzw. im Simulationsprogramm des K^+ -Zerfalls berücksichtigt.

Spur-Rekonstruktions-Vermögen

Das Programm RECON konnte Spuren nur von solchen Ereignissen rekonstruieren, bei denen jede Proportionalkammerebene angesprochen hatte. Dies traf aber in Abhängigkeit von den Untergrundverhältnissen und der Hadronarmstellung nicht für alle "guten" Ereignisse zu. Das Rekonstruktionsvermögen r_R (= Zahl der rekonstruierten Ereignisse / Zahl der angebotenen Ereignisse) wurde mit solchen (e^+e^-)-Koinzidenzen bestimmt, deren Flugzeitdifferenz zwischen Elektron- und Hadron-Arm in einem engen Flugzeitintervall lag und bei denen alle Triggerzähler angesprochen hatten. Tab. IV.3 gibt die r_R -Bereiche in Abhängigkeit von Q^2 an.

Q^2 [GeV ²]	Rekonstruktionswahrscheinlichkeit η_R [%]
0.06	49 - 64
0.28	58 - 71
0.70	67 - 72
1.35	68 - 72

Tab. IV.3 Rekonstruktionswahrscheinlichkeit

Nichtauswertbarkeit der Flugzeitinformation

Wie in Kap. IV.3.1 schon dargestellt wurde, konnten zur Berechnung der Flugzeit nur solche Ereignisse ausgewertet werden, bei denen in jedem Arm genau ein Flugzeitzählerelement sowohl über den linken als auch über den rechten Photomultiplier angesprochen hatte. Die dadurch notwendige Korrektur auf verworfene "gute" Ereignisse wurde bestimmt mit π -Ereignissen - identifiziert durch den Hadron-Cerenkov-Zähler -, die die gleichen, oben angeführten Flugzeitzählerbedingungen erfüllen mußten.

Mit dieser Methode ergaben sich Korrekturfaktoren im Bereich 1.32 - 1.43.

Leertargetmessungen

Zwischen die Meßläufe mit vollem Target wurden Meßläufe mit leerem Target eingeschoben, um den Anteil der von den Targetwänden stammenden Ereignisse zu messen. Die Auswertung, die für Leer- und Voll-Targetmeßläufe unter gleichen Bedingungen durchgeführt wurde, ergab einen Anteil von ≤ 5%.

Untergrundbestimmung

Der Untergrund im Spektrum der fehlenden Masse M_X in Abb. IV.5 kommt nur zu einem kleinen Teil durch zufällig ausgelöste Trigger von Untergrundteilchen im Spektrometer zustande. Den größten Anteil haben Pionen und Protonen, die als Kaon misidentifiziert wurden. Der dadurch verursachte Untergrund im M_X -Bereich von Λ und Σ^0 verläuft leicht überproportional ansteigend und wurde auf den M_X -Bereich 0.8 - 1.0 GeV² normiert.

Es ergaben sich so für Λ bzw. Σ^0 Korrekturfaktoren in den Bereichen 0.87 - 0.94 bzw. 0.66 - 0.83.

Totzeit-Korrektur

Ereignisse, die in die Totzeit der Apparatur fielen, wurden mit einem schnellen Untersetzer gezählt. Die Korrektur betrug max. 3%.

Kaon-Absorption

2% der Kaonen gingen durch inelastische Streuung am Material im Hadronspektrometer verloren.

Ladungskorrektur

Aus dem Vergleich der Ladungsverhältnisse "Sekundär-Emissions-Monitor/Faraday-Käfig" bei vollem und bei leerem Target konnte abgeschätzt werden, wieviel Elektronen durch Streuung und auf dem Weg vom Target zum Faraday-Käfig verloren gingen.

Eine Korrektur von 5% brauchte aber im Target und auf dem Weg vom Target zum Faraday-Käfig bei niedrigen Einfallenergien, also bei $Q^2 = 0.06$ und 0.28 GeV², berücksichtigt zu werden.

IV.5.2 Fehler

Der Gesamtfehler der Wirkungsquerschnitte, die im nächsten Kapitel diskutiert werden, setzt sich zusammen aus den statistischen Fehlern der Korrekturen (Tab. IV.2), der Akzeptanzberechnung (≈10%), der K^+ -Zerfall-

Berechnung (5%) und der Zählraten. Die Zählratenfehler liegen für Δ im Bereich 12 - 60%, im Mittel bei 25%, für Σ^+ im Bereich 16 - 70%, im Mittel bei 32%.

Nicht berücksichtigt im Gesamtfehler sind systematische Fehler, wie sie z.B. durch die Methode der Akzeptanzberechnung und der K^+ -Zerfalls-simulation entstehen. Durch Messung des elastischen ep -Wirkungsquerschnitts (Fes 75) konnte der systematische Akzeptanzfehler zu $\approx 5\%$ abgeschätzt werden. Unter der pessimistischen Annahme, daß im K^+ -Zerfall-Simulationsprogramm 20% der K^+ -Zerfallsteilchen fehlerhaft als K^+ bzw. als "Nicht- K^+ " identifiziert wurden, ergibt sich - bezogen auf den Wirkungsquerschnitt - ein systematischer Fehler von 2%.

Tab. IV.4 gibt einen Überblick über die Größe aller Fehler.

Mittlere, relative Fehler am Wirkungsquerschnitt

<u>Statistische Fehler</u>	$\left(\frac{\sigma}{\sigma}\right)$	
	:	°
Korrekturen	8	15
K-Zerfall	5	
Akzeptanzen	10	
<u>zusammen</u>	<u>14</u>	<u>19</u>

<u>Systematische Fehler</u>	$\left(\frac{\sigma}{\sigma}\right)$	
Akzeptanzen	5	
K^+ -Zerfall	2	
Strahlungskorrekturen	3	
Rekonstruktionsvermögen	1.5	
Ladungsmessung	1	
K-Absorption	1	
Targetlänge und -dichte	1.5	
<u>zusammen</u>	<u>7</u>	

Tab. IV.4 Statistische und systematische Fehler

V. Ergebnisse und Vergleich mit Modellen

Die Wirkungsquerschnitte der beiden Kanäle $\gamma_{\nu p} + K^+\Lambda$ und $\gamma_{\nu p} + K^+\Sigma^+$ werden in diesem Kapitel in Abhängigkeit von t und Q^2 diskutiert und untereinander verglichen. Mit der Trennung von 3 der 4 Terme ist es möglich, eine obere Grenze für $d\sigma_L/dt$ im $K^+\Sigma^+$ -Kanal anzugeben, Vorhersagen eines Regge-Modells zu prüfen und das Σ^+/Λ -Verhältnis mit Erklärungen im Quark-Parton-Bild zu vergleichen.

V.1 Der Wirkungsquerschnitt $2 \cdot d^2\sigma/dt d\phi$:

V.1.1 Die t -Abhängigkeit für $K^+\Lambda$

Im gesamten t -Bereich kann zwischen den Grenzen $t = 120^\circ$ und $t = 240^\circ$ ein gemittelter Wirkungsquerschnitt angegeben werden, der im folgenden bezeichnet wird als

$$2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi} (\phi \approx 180^\circ) = \frac{1}{2\pi/3} \int_{2\pi/3}^{4\pi/3} 2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi} d\phi \quad (V.1)$$

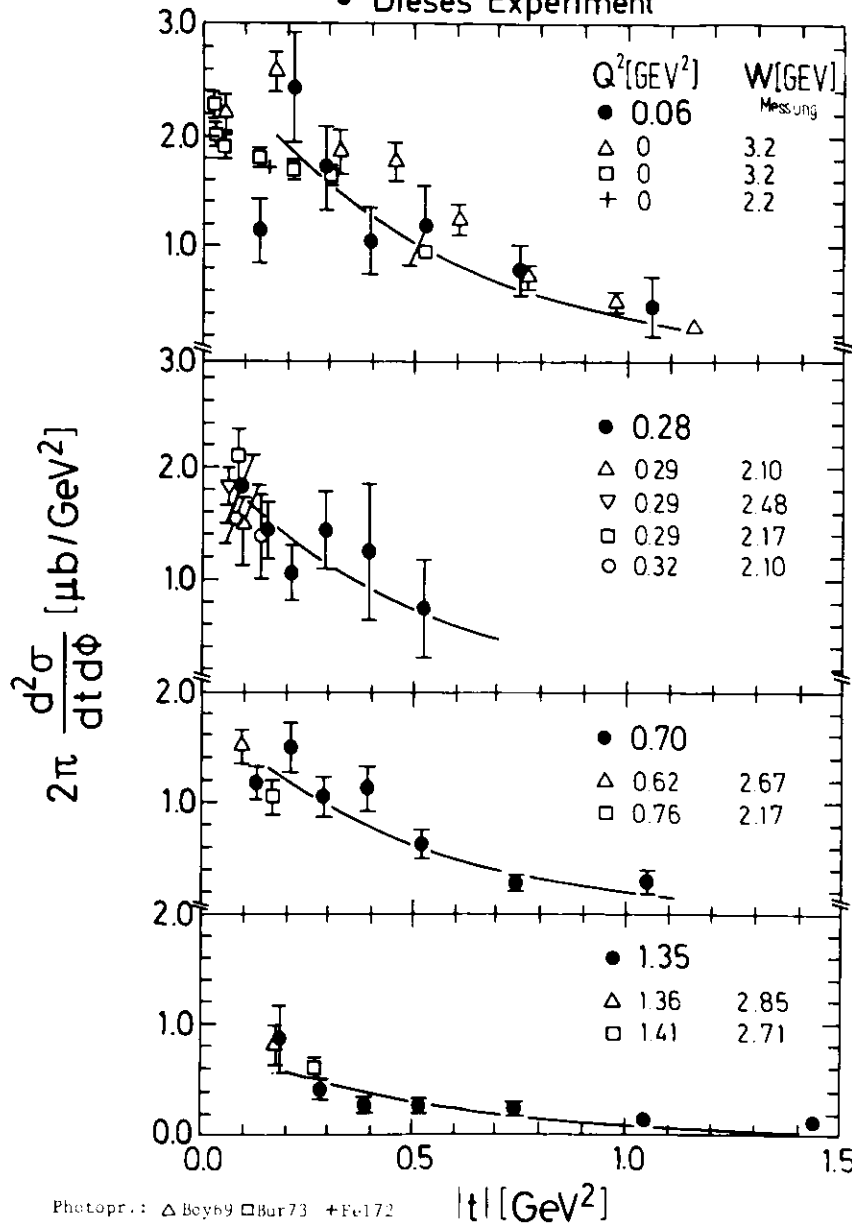
$$= \frac{d\sigma}{dt} \nu + \epsilon \frac{d\sigma}{dt} L + 0.413 \epsilon \frac{d\sigma}{dt} P - 0.826 \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} \frac{d\sigma}{dt} T$$

Numerische Angaben findet man in Tab. C.1 (Anhang). Die Abb. V.1 gibt diesen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von $|t|$ für die 4 gemessenen Q^2 -Werte wieder. Zum Vergleich wurden die Daten früherer Elektroproduktionsmessungen einer Harvard-Cornell-Gruppe (Cor 77) und einer DESY-Gruppe (Des 74) eingetragen - ebenso Photoproduktionsmessungen vom SLAC (Boy 69), DESY (Bur 73) und vom Synchrotron in Bonn (Fel 72). Die Cor 77-Daten - welche über den gesamten t -Bereich gemittelt sind - wurden von $d\sigma/d\Omega_K$ nach $d\sigma/dt$ umgerechnet und - ebenso wie alle anderen Daten - vom gemessenen W_{Mess} nach $W = 2.21 \text{ GeV}$ skaliert gemäß $(W^2 - M_p^2)^{-2}$. Der Skalierungsexponent $\lambda = -2$ wurde zum konsistenten



$W = 2.21 \text{ GeV} \quad 120^\circ \leq \phi \leq 240^\circ$

• Dieses Experiment



Photopr.: △ Boy69 □ Bur73 + Fe172

Elektropr.: △▽□ Cor77 ○ Des74

Abb. V.1

Die t-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte (Kurven $\sim \exp(-2.1|t|)$)

Vergleich aller Messungen auch für die Des 74-Daten gewählt, obwohl deren W -Verhalten im Bereich 2.0 - 2.3 GeV bei $Q^2 = 0.27 \text{ GeV}^2$ zu $\alpha = 3.5 \pm 0.3$ gemessen wurde. Weitere vergleichbare Daten der DESY-Gruppe werden im späteren Kapitel V.2 (Termtrennung) gebracht. Anhand der Abb. V.1 lassen sich folgende Aussagen machen: Die Wirkungsquerschnitte fallen für alle Q^2 -Werte exponentiell ($\exp(-B \cdot |t|)$) mit einem Slope $B \approx 2.1$ (durchgezogene Kurve), bei $Q^2 = 0.06 \text{ GeV}^2$ zunächst noch im gesamten $|t|$ -Bereich. Mit wachsendem Q^2 und $|t|$ flacht sich der Verlauf ab, so daß bei $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$ der Wirkungsquerschnitt ab $|t| \approx 0.5 \text{ GeV}^2$ nahezu konstant ist. Ausgenommen vom stetigen Abfall in $|t|$ ist bei $Q^2 = 0.06 \text{ GeV}^2$ der Verlauf im $|t|$ -Bereich 0.1 - 0.25 GeV^2 . Die beiden Meßpunkte in diesem Bereich ergeben zusammen einen 2-Standard-Abweichungseffekt vom exponentiellen Abfall. Unklar in diesem Bereich ist auch der Verlauf in der Photoproduktion: Eine Messung (Boy 69) zeigt ein Vorwärts-Dip-Verhalten, eine andere (Bur 73, vorläufig) ein Vorwärts-Peak-Verhalten, obwohl beide bei gleichem W durchgeführt wurden. Abgesehen von diesem Bereich bei kleinem $|t|$, ist der Übergang von beiden Photoproduktionsmessungen zur Elektroproduktion ($Q^2 = 0.06 \text{ GeV}^2$) innerhalb der Fehler glatt.

Die Vergleichsdaten der beiden anderen Elektroproduktionsexperimente (Cor 77 und Des 74) stimmen innerhalb der Fehler mit der Messung dieses Experiments überein.

V.1.2 Die t-Abhängigkeit für K^+

Abb. V.2 zeigt den Wirkungsquerschnitt $2 \cdot d^2 \sigma / (dt d\phi)$ ($\approx 180^\circ$) (Gl. V.1) für K^+ zusammen mit Vergleichsdaten, die - wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben - alle gemäß $(W^2 - M_p^2)^{-2}$ skaliert und teilweise (Cor 77) von $d^2 \sigma / d\Omega_K$ nach $d^2 \sigma / dt$ umgerechnet wurden. Numerische Angaben des Wirkungsquerschnitts enthält Tab. C.2 (Anhang).

Es lassen sich folgende Aussagen machen:

Der Abfall in $|t|$ ist flacher als bei K^+ ((K^+) -Slope ≈ 2.1). Bei $Q^2 = 0.06 \text{ GeV}^2$ und $Q^2 = 0.28 \text{ GeV}^2$ fällt der Wirkungsquerschnitt mit einem

$\gamma_V + p \rightarrow K^+ + \Sigma^0$
 $W = 2.21 \text{ GeV} \quad 120^\circ \leq \phi \leq 240^\circ$
 • Dieses Experiment

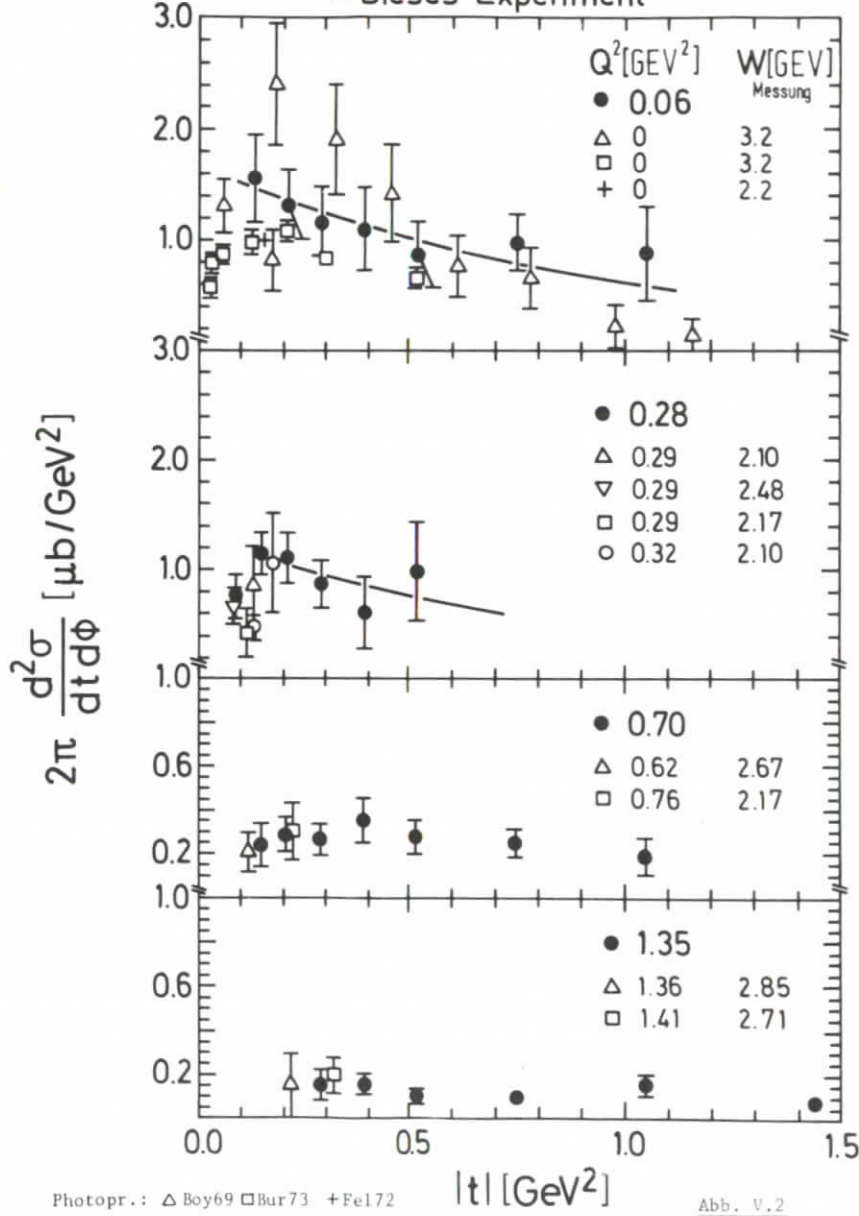


Abb. V.2

Photopr.: △ Boy69 □ Bur73 + Fe172

Elektropr.: △▽□ Cor77 ○ Des74

Die t -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte [Kurven $\sim \exp(-1.0|t|)$]

Slope ≈ 1 im $|t|$ -Bereich $0.1 - 0.5 \text{ GeV}^2$ und zeigt dann nahezu konstantes Verhalten - für $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ und $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$ sogar im ganzen $|t|$ -Bereich. Bei $Q^2 = 0.28 \text{ GeV}^2$ scheinen die Daten insgesamt einen Vorwärtsdip anzudeuten.

Einen Vorwärtsdip zeigen auch die beiden Photoproduktionsmessungen Boy 69 und Bur 73. Die $Q^2 = 0.06 \text{ GeV}^2$ -Daten lassen in diesem Punkt keine Aussage zu, da nicht bis an $|t|_{\min}$ heran gemessen werden konnte. Trotz der Normierungsdifferenzen beider Photoproduktionsmessungen (die auch bei $K^+ \Lambda$ schon zu erkennen sind), ist der Übergang von der Photoproduktion zur Elektroproduktion innerhalb der Fehler glatt.

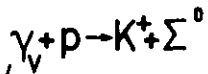
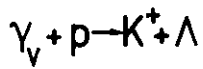
Die Übereinstimmung mit den Elektroproduktionsdaten von Cor 77 ist innerhalb der Fehler bei $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ und $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$ ausgezeichnet, bei $Q^2 = 0.28 \text{ GeV}^2$ schlechter - ebenso im Vergleich zu Des 74.

V.1.3 Die Q^2 -Abhängigkeit

Schon der Vergleich der Abb. V.1 und V.2 läßt eine unterschiedliche Q^2 -Abhängigkeit der beiden Kanäle erkennen. Ein genaueres Bild vermittelt die Abb. V.3, in der der Wirkungsquerschnitt $2\pi d^2\sigma/dt d\phi (\phi \approx 180^\circ)$ (Gl. V.1) gegen Q^2 für verschiedene $|t|$ aufgetragen ist. Als Orientierungshilfe ist eine Q^2 -Abhängigkeit nach dem ρ -Dipol eingezeichnet, wie sie einfache Vektor-Meson-Dominanzmodelle (z.B. Sak 69, Sch 72) voraussagen - und die Q^2 -Abhängigkeit von σ_{tot} für $\gamma_V p \rightarrow X$. σ_{tot} wurde mit einem Fit nach Brasse et al. (Bra 72) berechnet unter der Annahme $\sigma_L/\sigma_U = 0.18$. Wegen der unterschiedlichen Ergebnisse der Photoproduktionsmessungen ist die Wahl der Normierungspunkte bei $Q^2 = 0$ nicht eindeutig. Die Messungen von Boy 69 wurden nur deshalb bevorzugt, weil

- i) damit für alle gemessenen $|t|$ -Werte ein Normierungspunkt vorliegt
- ii) die Ergebnisse von Bur 73 "vorläufig" sind.

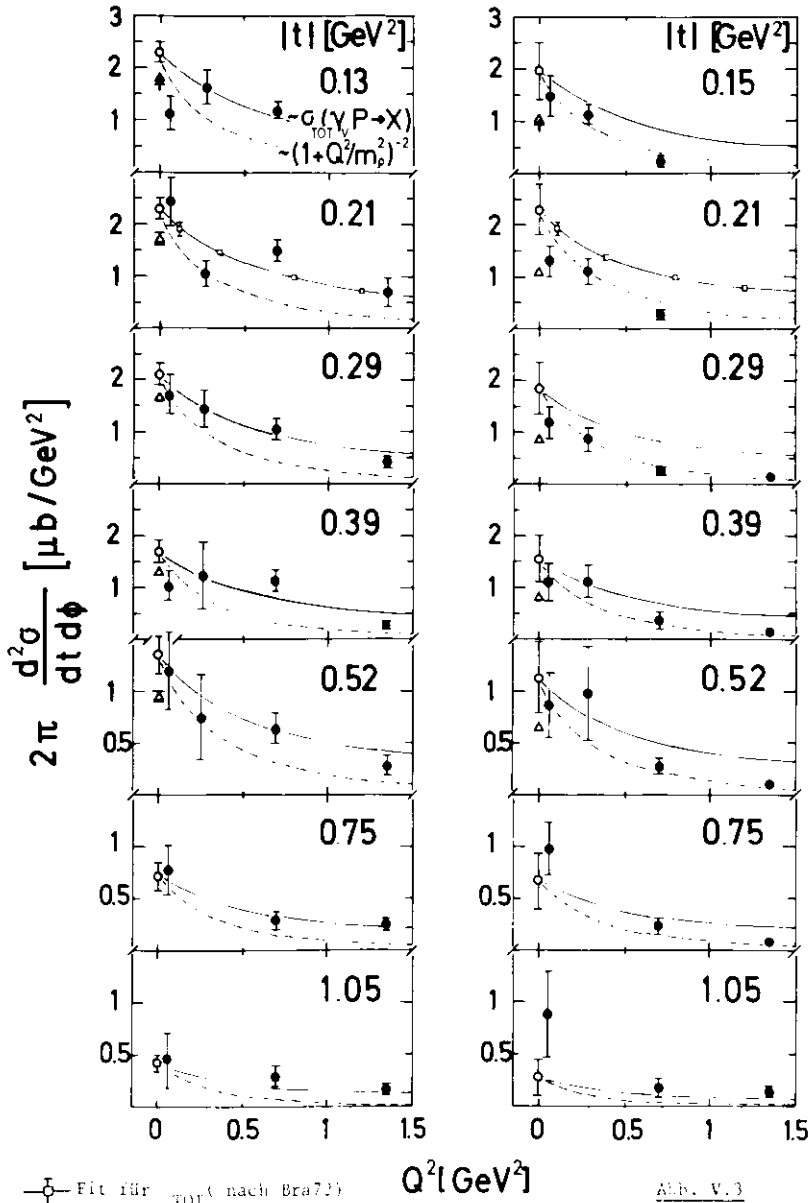
Damit kann man aus der Abb. V.3 folgende Aussagen ableiten:



• Dieses Experiment

$W = 2.21 \text{ GeV}$
 $120^\circ \leq \phi \leq 240^\circ$

PHOTOPRODUKTION: ○ Boy 69 △ Bur 73 + Fel 72



○ Fit für σ_{TOT} (nach Bra77)

$Q^2 [\text{GeV}^2]$

Abb. V.3

Die Q^2 -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

Der $K^+ \Lambda$ -Wirkungsquerschnitt fällt für alle gemessenen t -Werte nur schwach mit Q^2 wie der totale Wirkungsquerschnitt und nicht wie der π -Dipol.

Diese Aussage auf den totalen $K^+ \Lambda$ -Kanal Wirkungsquerschnitt zu erweitern - wie es für den $\pi^+ n$ -Kanal ab $Q^2 = 0.28 \text{ GeV}^2$ möglich war (Can 77) - ist hier unmöglich, da eine Extrapolation in t bis $|t|_{\text{max}}$ ($\approx 2.5 - 4 \text{ GeV}^2$) sehr unsicher ist (s. Abb. V.1).

Der $K^+ \Sigma^0$ -Wirkungsquerschnitt fällt für $|t| < 0.7 \text{ GeV}^2$ stärker als der totale Wirkungsquerschnitt - ungefähr wie der π -Dipol.

Eine Erweiterung der Aussage auf den totalen Kanal-Wirkungsquerschnitt ist auch hier unmöglich wegen der unsicheren Extrapolation in t (s. Abb. V.2).

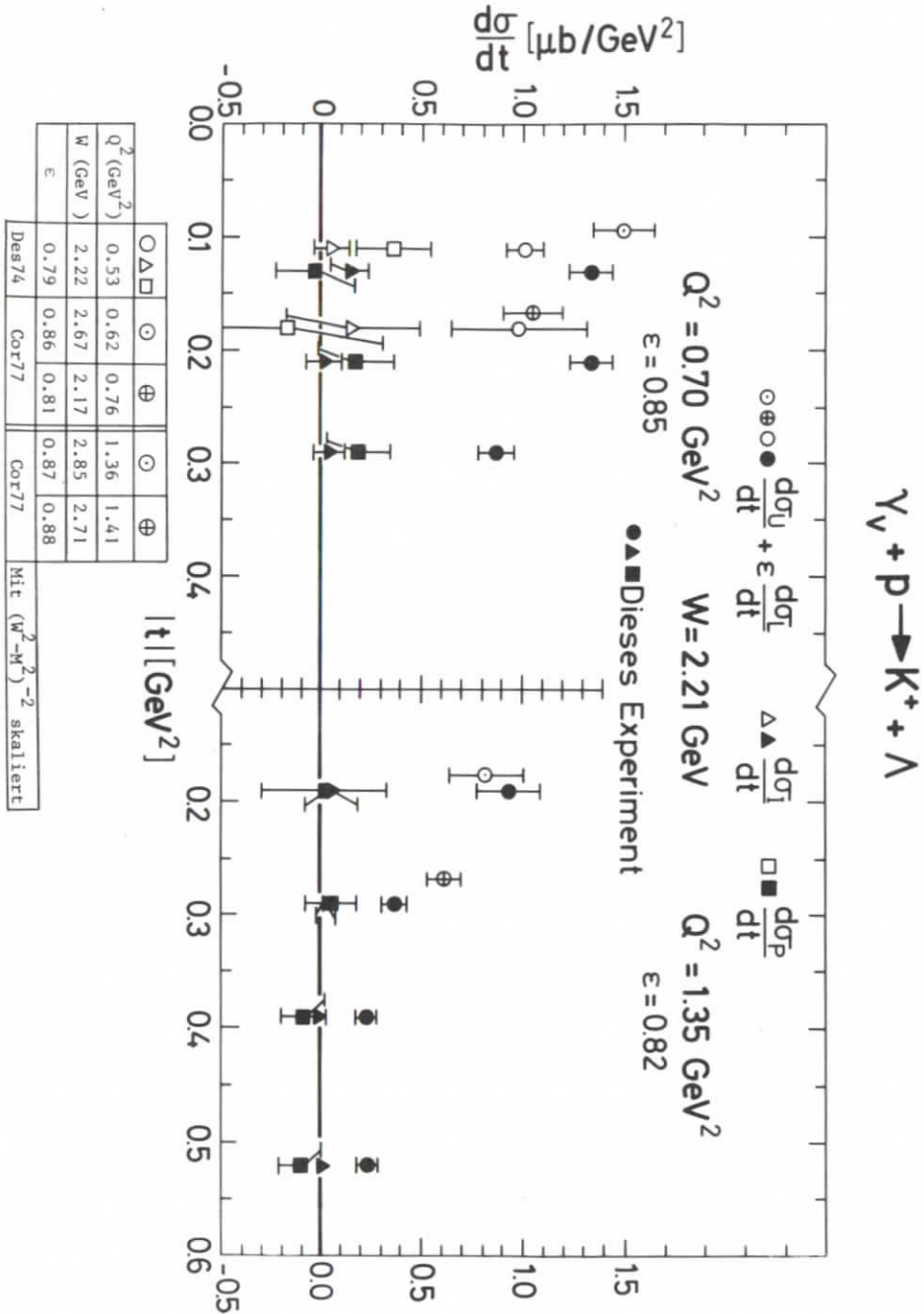
Auf den relativ zum $K^+ \Lambda$ -Kanal stärkeren Abfall mit Q^2 wird im Kap. V.3 (Σ^0/Λ -Verhältnis) genauer eingegangen.

V.2 Terme des Wirkungsquerschnitts und Vergleich mit einem Regge-Modell

V.2.1 Ergebnisse für $K^+ \Lambda$

Bei $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ und $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$ akzeptierte das Spektrometer für $|t| \leq 0.3$ bzw. 0.6 GeV^2 Ereignisse im vollen t -Bereich, so daß eine Anpassungsrechnung (s. Kap. IV.5) die Wirkungsquerschnittsterme $d\sigma_L/dt + \epsilon d\sigma_{\perp L}/dt$, $d\sigma_{\perp L}/dt$ und $d\sigma_P/dt$ lieferte. Die Ergebnisse sind in Tab. C.3 (Anhang) und in der Abb. V.4 dargestellt. Zum Vergleich wurden Daten von Cor 77 und Des 74 eingetragen - mit $(k^2 - M_p^2)^{-2}$ skaliert.

Bei beiden Q^2 -Messungen ist $d\sigma_L/dt + \epsilon d\sigma_{\perp L}/dt$ der dominierende Anteil und fällt mit t . Die Komponenten $d\sigma_{\perp L}/dt$ und $d\sigma_P/dt$ variieren im gemessenen t -Bereich bei $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ nur sehr wenig - in Übereinstimmung mit Des 74 - und sind bei $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$ mit Null verträglich. Die Cor 77 - Daten für $d\sigma_{\perp L}/dt + \epsilon d\sigma_{\perp L}/dt$ liegen bei $Q^2 = 0.62 \text{ GeV}^2$ etwas höher, bei $Q^2 = 0.76 \text{ GeV}^2$ etwas niedriger als die Punkte dieses Experiments und passen somit gut in das Bild, daß in diesem Q^2 -Bereich $d\sigma_L/dt + \epsilon d\sigma_{\perp L}/dt$ mit Q^2 fällt. Auch bei $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$ stimmen die Messungen dieses



und des Cor 77-Experiments gut überein.

Keine gute Übereinstimmung in $d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ ist bei $Q^2 = 0.70$ GeV² mit den Des 74-Daten festzustellen, deren bei $Q^2 = 0.53$ GeV² gemessene Punkte bereits zu niedrig liegen. Der ϵ -Wert ist zwar der kleinste von allen drei Experimenten, kann aber selbst bei der Annahme $d\sigma_U/dt = 0$ die Diskrepanz nicht erklären.

V.2.2 Ergebnisse für $K^+\Sigma^0$

Die Ergebnisse der ϕ -Term-Anpassungsrechnung für den $K^+\Sigma^0$ -Kanal findet man in Tab. C.4 (Anhang) und in der Abb. V.5. Der $(d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt)$ -Anteil verläuft in $|t|$ flach und dominiert nicht mehr wie bei $K^+\Lambda$. Er ist bei $Q^2 = 0.70$ GeV² zwar noch größer als $|d\sigma_L/dt|$ und $|d\sigma_P/dt|$, bei $Q^2 = 1.35$ GeV² aber nur etwa gleich groß wie $|d\sigma_P/dt|$. Im Gegensatz zu $K^+\Lambda$ wird $d\sigma_P/dt$ mit wachsendem $|t|$ stärker negativ. Innerhalb der relativ großen Fehler kann Übereinstimmung mit den anderen Messungen festgestellt werden.

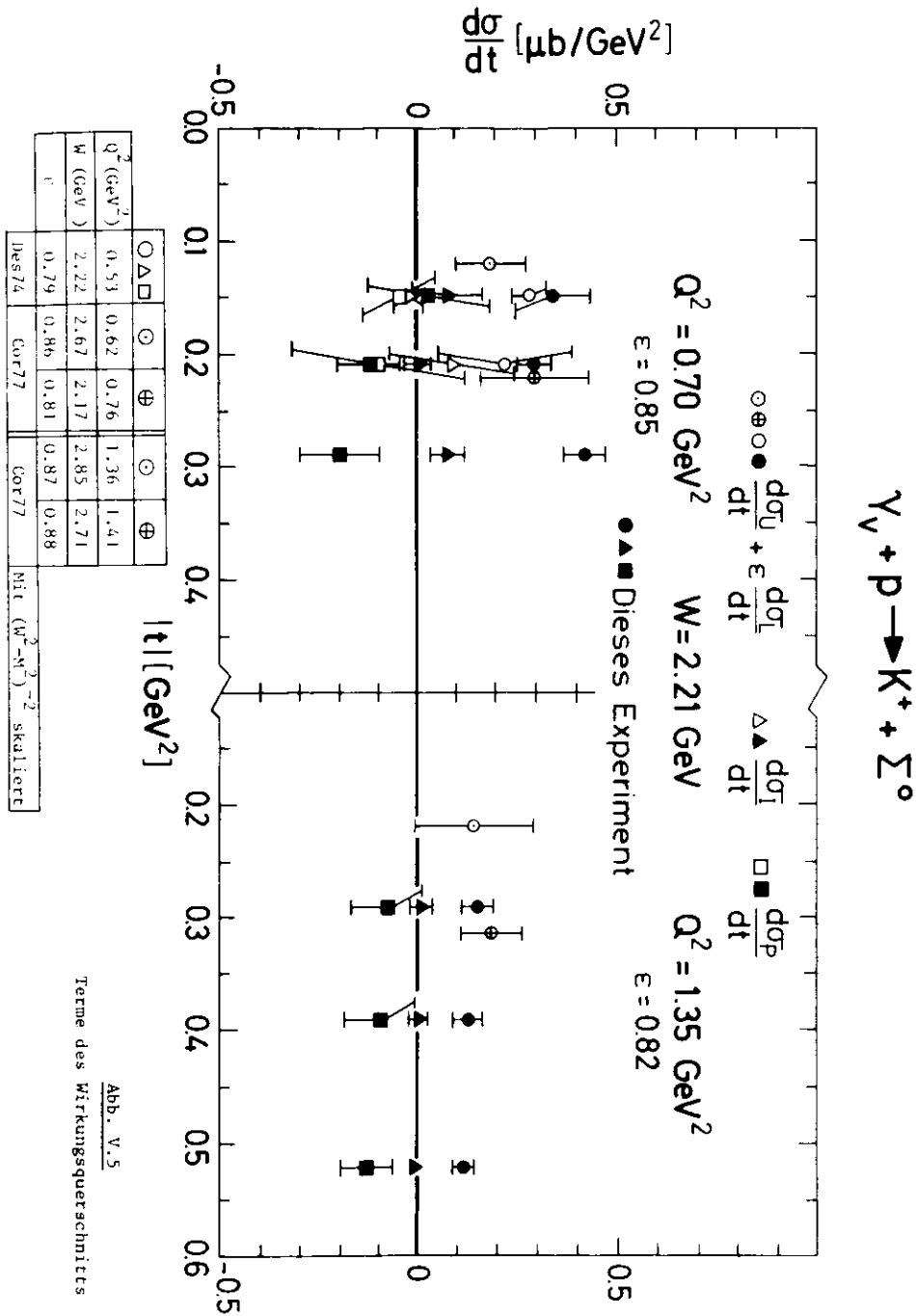
V.2.3 Die longitudinale Komponente

Da in diesem Experiment der Polarisationsparameter ϵ nicht variiert wurde (bei festen Q^2) - also nur die Summe $d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ gemessen wurde - können im folgenden nur Abschätzungen für die longitudinale Komponente versucht werden.

Als die ersten Elektroproduktionsdaten des $(\gamma_V p + \pi^+ n)$ -Kanals für $d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ vorlagen (Des 71), vermutete man im Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit Q^2 vom Photoproduktionspunkt aus bei kleinen $|t|$ einen starken longitudinalen Beitrag $d\sigma_L/dt$. Diese Vermutungen wurden durch spätere Messungen (Cor 76, F22 77, F32 77) über die ϵ -Variation bei festen Q^2 bestätigt. Im Falle der $K^+\Lambda$ - und $K^+\Sigma^0$ -Kanäle ist ein ähnlicher Schluß schwieriger, da der Beitrag von $d\sigma_L/dt$ kleiner ist:

Unter der Annahme von π - bzw. K -Austausch im t -Kanal gilt in führender Ordnung bei hohen Energien

$$d\sigma_L/dt \sim g^2 t / (t - m_{\pi,K}^2)^2 \quad (V.2)$$



g : Kopplungskonstante zwischen πp_n , Kp_n bzw. Kp_n^c

$$(g_{\pi p_n}^2 \approx g_{Kp_n^c}^2 \gg g_{Kp_n}^2)$$

Da $m_K^2 > m_\pi^2$ und $t_{\min}(K^+ \pi^0) > |t|_{\min}(\pi^+ n)$ ist, liegen im $K^+ (\pi^0)$ -Kanal die t -Werte weiter vom Pol $t = m_K^2$ entfernt - $d\sigma_L/dt$ ist also kleiner. Ein Anstieg des Wirkungsquerschnitts wird schwerer oder - je nachdem, wie $d\sigma_L/dt$ mit Q^2 fällt - gar nicht zu beobachten sein. Ein Blick auf die Abb. V.3 zeigt, daß die (K^+) -Daten im Bereich kleiner Q^2 und $|t|$ stark fluktuieren. Da auch der Photoproduktionspunkt unklar ist, läßt das Verhalten des Wirkungsquerschnitts einen Anstieg mit Q^2 nicht erkennen und damit einen Schluß auf die Existenz einer longitudinalen Komponente - wie es beim $(\pi^+ n)$ -Kanal möglich war - nicht zu.

Trotz der Unsicherheit des Photoproduktionsnormierungspunktes läßt sich aber feststellen, daß der (K^+) -Wirkungsquerschnitt über dem ρ -Dipol-Abfall des VDM-Modells für $d\sigma_L/dt$ liegt. Daraus könnte man auf eine longitudinale Komponente schließen, die dann allerdings auch noch für höhere $|t|$ große Beiträge liefern müßte. Dies erscheint aber nicht plausibel, da bei höheren $|t|$ $d\sigma_L/dt$ wegen der weit entfernten Pole (s. Gl. V.2) vernachlässigbar klein sein sollte (im $(\pi^+ n)$ -Kanal ist bei $W = 2.19 \text{ GeV}$ und $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ $d\sigma_L/dt = 0$ ab $|t| = 0.3 \text{ GeV}^2$ (Hel 78)).

Auch der $K^+ \pi^0$ -Kanal liefert aus der Abb. V.3 keinen eindeutigen Hinweis auf eine $d\sigma_L/dt$ -Komponente:

Aus einem stärkeren Abfall des Wirkungsquerschnitts mit Q^2 verglichen mit K^+ auf unterschiedliche Beiträge ($g_{Kp_n^c}^2 \ll g_{Kp_n}^2$) von $d\sigma_L/dt$ zu schließen, wäre nur möglich, wenn $d\sigma_L/dt$ für beide Kanäle mit Q^2 gleich fällt. Das Quark-Parton-Modell sagt aber für das Verhältnis der transversalen Komponenten $d\sigma_U/dt$ ($K^+ \pi^0$): $d\sigma_U/dt$ ($K^+ n$) allein einen Abfall mit Q^2 voraus (s. Kap. V.3.2).

Das Q^2 -Verhalten des Wirkungsquerschnitts gibt also keine eindeutigen Hinweise auf die Existenz bzw. Nicht-Existenz einer longitudinalen Komponente. Diese Aussage wird durch die folgende Abschätzung auch quantitativ bestätigt:

Aus Gl. V.1 folgt mit den Definitionen

$$\sigma = 2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\Omega}(t \approx 180^\circ), \sigma_L = d\sigma_L/dt \text{ usw.}$$

für die Differenz der $(K^+\Lambda)$ - und $(K^+\Sigma^0)$ -Wirkungsquerschnitte:

$$\sigma^\Lambda - \sigma^\Sigma = \sigma_V^\Lambda - \sigma_V^\Sigma + \epsilon \sigma_L^\Lambda (1 - (\sigma_L^\Sigma / \sigma_L^\Lambda)) + [0.413\epsilon(\sigma_P^\Lambda - \sigma_P^\Sigma) - 0.826\sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)}(\sigma_T^\Lambda - \sigma_T^\Sigma)]$$

Da $\sigma_L^\Lambda / \sigma_L^\Sigma = g_{Kp}^2 / g_{Kp}^2 \ll 1$ ist, gilt annähernd unter der Annahme, daß die Differenzterme in der eckigen Klammer sich wegheben:

$$\sigma^\Lambda - \sigma^\Sigma \approx \sigma_V^\Lambda - \sigma_V^\Sigma + \epsilon \sigma_L^\Lambda \quad (V.3)$$

Das Quark-Parton-Modell sagt $\sigma_V^\Lambda - \sigma_V^\Sigma > 0$ für $Q^2 > 0$ voraus. Macht man dem entgegen die pessimistische Annahme $\sigma_V^\Lambda - \sigma_V^\Sigma = 0$, so erhält man aus Gl. V.3 für σ_L^Λ die obere Grenze

$$L^\Lambda = (\sigma^\Lambda - \sigma^\Sigma) / \epsilon.$$

Die Werte für L^Λ in der Tab. C.5 (Anhang) zeigen, daß für $Q^2 = 0.06 \text{ GeV}^2$ und $Q^2 = 0.28 \text{ GeV}^2$ L^Λ zwar mit Null verträglich ist. Doch ist dieses Ergebnis wegen der sehr großen Fehler nicht aussagekräftig - ebenso wenig wie die L^Λ -Werte für $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ und $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$, die innerhalb der Fehler mit den Ergebnissen für σ^Λ (s. Tab. C.1) übereinstimmen.

Eine weitere Möglichkeit, $d\sigma_L/dt$ abzuschätzen (aus der t-Abhängigkeit), liefert die Ungleichung

$$|\sigma_{||} - \sigma_{\perp}| \leq |\sigma_{||}| + |\sigma_{\perp}| \quad \sigma = d\sigma/dt$$

wobei $||$ bzw. \perp sich auf transversale Photonen bezieht, die $||$ bzw. \perp

zur Hadronerzeugungsebene polarisiert sind.

Da $\sigma_{||}, \sigma_{\perp} \geq 0$:

$$|\sigma_{||} - \sigma_{\perp}| \leq \sigma_{||} + \sigma_{\perp}$$

mit $\sigma_P = \frac{1}{2}(\sigma_{||} - \sigma_{\perp})$ und $\sigma_U = \frac{1}{2}(\sigma_{||} + \sigma_{\perp})$ folgt

$$|\sigma_P| \leq \sigma_U$$

$$\epsilon \sigma_L \leq (\sigma_U + \epsilon \sigma_L) - |\sigma_P| \quad (V.4)$$

Diese beiden letzten Ungleichungen erlauben auch eine Abschätzung der oberen Grenze R für das Verhältnis σ_L / σ_U :

$$\frac{\sigma_L}{\sigma_U} \leq \frac{1}{\epsilon} \frac{(\sigma_U + \epsilon \sigma_L) - |\sigma_P|}{\sigma_U} \leq \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\sigma_U + \epsilon \sigma_L}{|\sigma_P|} - 1 \right) \equiv R$$

Die Abschätzung von $d\sigma_L/dt$ aus Gl. V.4 ergibt mit den merklich von Null verschiedenen $d\sigma_P/dt$ -Werten des $K^+\Sigma^0$ -Kanals (s. Abb. V.5) die folgenden oberen Grenzen L^Σ bzw. R^Σ für $\sigma_L^\Sigma / \sigma_U^\Sigma$:

Q^2 [GeV ²]	t [GeV ²]	L^Σ [nb/GeV ²]	R^Σ gemittelt über t
0.70	0.14	0.36 ± 0.15	1.82 ± 1.44
	0.21	0.21 ± 0.11	
	0.29	0.22 ± 0.11	
1.35	0.29	0.08 ± 0.11	0.28 ± 0.28
	0.39	0.03 ± 0.12	
	0.52	-0.01 ± 0.09	

Tab. V.5 Obere Grenzen L^Σ von σ_L und R^Σ von σ_L / σ_U für $K^+\Sigma^0$

Man sieht, daß bei $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$ die obere Grenze für $d\sigma_{\perp}/dt$ innerhalb der Fehler mit Null verträglich ist, während bei $K^+\Lambda$ die Existenz einer longitudinalen Komponente mit der Abschätzung (V.4) nicht auszuschließen ist ($d\sigma_p/dt \approx 0$, s. Abb. V.4). Diese Ergebnisse stehen im Einklang mit Messungen einer Cornell-Gruppe (Cor 77a), die durch ϵ -Variation das Verhältnis $d\sigma_{\perp}/dt : d\sigma_{\parallel}/dt$ z.B. für $Q^2 = 1.19 \text{ GeV}^2$ und $W = 2.14 \text{ GeV}$ grob bestimmen konnte:

	$ t $ -Bereich [GeV^2]	$d\sigma_{\perp}/dt : d\sigma_{\parallel}/dt$
$K^+\Sigma^0$	0.33 - 0.38	$-0.14 \begin{matrix} + 1.56 \\ - 0.61 \end{matrix}$
$K^+\Lambda$	0.25 - 0.30	$1.10 \begin{matrix} + 0.94 \\ - 0.60 \end{matrix}$

Tab. V.6 Ergebnisse für $d\sigma_{\perp}/dt : d\sigma_{\parallel}/dt$ (Cor 77a)

Das Ergebnis

$$d\sigma_{\perp}/dt \approx 0 \text{ für } K^+\Sigma^0 \text{ bei } Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$$

zusammen mit der Messung der Polarisationssterme $d\sigma_p/dt$ - sowohl für $K^+\Sigma^0$ als auch $K^+\Lambda$ - ermöglicht auch Aussagen über die Photonenasymmetrie A:

$$A = \frac{\sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel}}{\sigma_{\perp} + \sigma_{\parallel}} \quad \text{Photoproduktion}$$

$$= \frac{-\sigma_p}{\sigma_{\perp}} \quad \text{Elektroproduktion}$$

Da mit wachsendem $|t|$ immer besser die Näherung $-\sigma_p \approx \sigma_{\perp} + \sigma_{\parallel} \approx \sigma_{\perp}$ erfüllt ist (s. Abb. V.5 und Tab. V.5), geht $A \rightarrow 1$ bei $K^+\Sigma^0$, während bei $K^+\Lambda$ $A \approx 0$ ist ($\sigma_p \approx 0$, s. Abb. V.4).

Die ersten Photoproduktionsmessungen mit linear polarisierten Photonen (SLA 75) ergaben $A \approx 1$ für $0.1 \text{ GeV}^2 \leq |t| \leq 0.8 \text{ GeV}^2$ und $W = 5.6 \text{ GeV}$. Allerdings konnten die beiden Kanäle $K^+\Lambda$ und $K^+\Sigma^0$ nicht getrennt werden, so daß in A die Summe der Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\perp} + \sigma_{\parallel}$ eingeht.

Es sind also folgende Aussagen möglich:

- Bei $K^+\Lambda$ dominiert σ_{\perp} nur in der Photoproduktion.
- Bei $K^+\Sigma^0$ dominiert σ_{\perp} sowohl in der Photo- als auch in der Elektroproduktion - die Wirkungsquerschnitte erhalten damit nach Theoremen von Stichel und Kramer (Sti 64, Kra 74) hauptsächlich Beiträge durch natürlichen Paritätsaustausch $J^P = 1^-, 2^+, \dots$, also durch t-Kanal-Austausch von K^* , K^{**} und nicht bzw. weniger von K^+ . Diese Unterdrückung des K^+ -Austausches steht in der Elektroproduktion auch in gutem Einklang mit der verschwindenden $d\sigma_{\perp}/dt$ - Komponente bei $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$.

V.2.4 Vergleich der Ergebnisse mit einem Regge-Modell

Für die Terme der ($K^+\Lambda$)- und ($K^+\Sigma^0$)-Elektroproduktionswirkungsquerschnitte gibt es von Bartl und Majerotto (BaM 75) Vorhersagen in einem Regge-Modell, das in zwei Stufen entstand:

- Nachdem 1969 ausführliche Photoproduktionsmessungen von $K^+\Lambda$ und $K^+\Sigma^0$ (Boy 69) für einen größeren t -Bereich ($|t| \leq 2 \text{ GeV}^2$) vorlagen, entwickelten Levy, Majerotto und Read (LMR 72) ein Regge-Modell für hohe Energien, das mit K^+ - und (K^*-K^{**})-Austausch-Trajektorien die Photoproduktionsdaten recht gut beschrieb. Gleichzeitig versuchten sie, das Modell auf die Elektroproduktion von K^+ und $K^+\Sigma^0$ zu erweitern, indem sie die longitudinale Polarisation der virtuellen Photonen berücksichtigten und die Wirkungsquerschnitte mit einem Faktor $(1 + Q^2/m_p^2)^{-2}$ in den raumartigen Q^2 -Bereich extrapolierten. Die Vorhersagen dieses Modells erwiesen sich um etwa einen Faktor 2 zu klein - verglichen mit den ersten Elektroproduktionsmessungen am Cambridge Accelerator (CEA 72).

- Daraufhin entwickelten Bartl und Majerotto (BaM 75) das Modell weiter,

indem sie zwei neue Trajektorien einföhrten:

- 1.) $K_A(1^{+-})$ -Trajektorie in Analogie zu $A_1(1100)$ für nichtseltsame Teilchen
- 2.) $K_B(1^{+-})$ -Trajektorie in Analogie zu $B(1235)$ für nichtseltsame Teilchen

Es lassen sich damit zwei Modell-Versionen unterscheiden:

Modell i): Austausch von K^{+-} , $(K^{\bar{K}}-K^{**})$ - und K_B -Trajektorien

Modell ii): Austausch von $(K^{\bar{K}}-K^{**})$, (K^+-K_B) - und K_A -Trajektorien

Diese Modelle wurden jeweils mit einem freien Parameter angepaßt an die ersten Ergebnisse für $d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$, $d\sigma_I/dt$ und $d\sigma_P/dt$ aus einem Experiment am DESY (Des 74). Es zeigte sich gute Übereinstimmung mit beiden Modellen, während die Vorhersagen für $d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ verglichen mit Daten eines früheren Cornell-Experiments (Cor 74) - zu niedrig lagen. Zur selben Aussage föhrt auch der Vergleich beider Modelle mit den Ergebnissen dieses Experiments (s. Abb. V.6):

Die Kurven in der Abbildung wurden für $Q^2 = 0.53 \text{ GeV}^2$ und $W = 2.22 \text{ GeV}$ berechnet, die Meßpunkte sind für $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ und $W = 2.21 \text{ GeV}$ eingetragen.

Die vorausgesagten $d\sigma_I/dt$ - und $d\sigma_P/dt$ sind klein, der $(d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt)$ -Wert dominiert wie im Experiment. Der t -Verlauf wird innerhalb von 2 - 3 Standardabweichungen wiedergegeben trotz unterschiedlicher Werte für Q^2 zwischen Experiment und Modell. Die Kurven würden für ein höheres $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ also noch niedriger liegen. Aus dieser Diskrepanz und im Zusammenhang mit der Tatsache, daß beide Modelle die Photoproduktionsergebnisse (Boy 69) reproduzieren können (siehe BaM 75), ist zu sehen, daß die Q^2 -Abhängigkeit nicht richtig beschrieben wird. Ganz abgesehen von der Frage, ob ein Regge-Modell bei dieser niedrigen Energie überhaupt leistungsfähig sein kann, vermutet Bartl (Bar 78) aufgrund der Diskrepanzen zwischen Experiment und Modell, daß die unterschiedliche Q^2 -Abhängigkeit von $K^+ \Lambda$ und $K^+ \Sigma^0$ im Regge-Bild nur schwer zu erklären wäre.

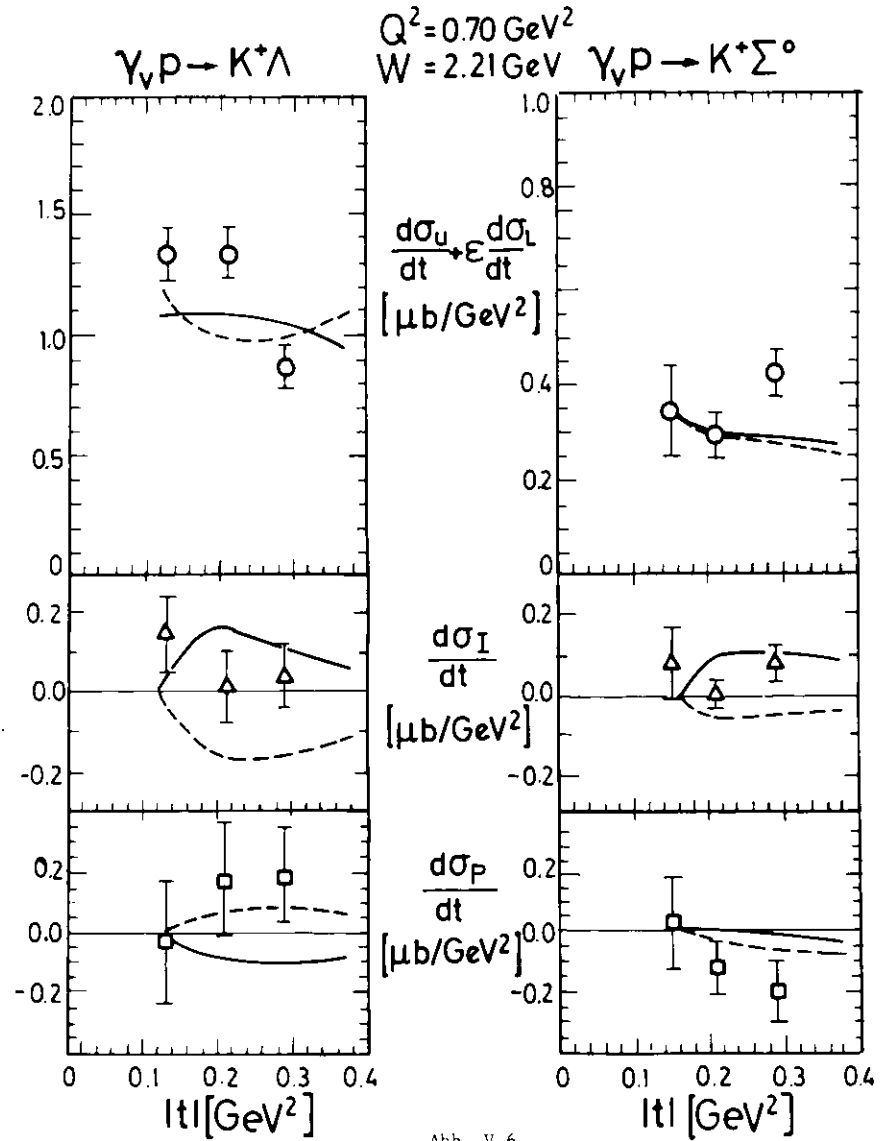


Abb. V.6

Vergleich der Wirkungsquerschnittsterme mit Regge-Modell-Vorhersagen (BaM 75)

für $Q^2 = 0.53 \text{ GeV}^2$ und $W = 2.22 \text{ GeV}$

— Modell i)

--- Modell ii) (siehe Text)

V.3 Das Σ^0/Λ -Verhältnis und Vergleich mit Modell-Vorhersagen

V.3.1 Ergebnisse für Σ^0/Λ

Wie schon anhand der Abb. V.3 zu erkennen war, fällt im $K^+\Sigma^0$ -Kanal der Wirkungsquerschnitt $2\pi d^2\sigma/dt d\phi$ ($\phi \approx 180^\circ$) mit Q^2 stärker als im $K^+\Lambda$ -Kanal. Um dieses Verhalten genauer untersuchen zu können, wurde in der Abb. V.7 das Verhältnis Σ^0/Λ der Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von $x \equiv Q^2/2Mv$ aufgetragen. Die Variable x wurde gewählt, weil es für das Verhältnis der transversalen Wirkungsquerschnitte $d\sigma_U/dt(\Sigma^0)/d\sigma_U/dt(\Lambda)$ in Abhängigkeit von x Modellvorhersagen gibt. Nun konnte zwar in diesem Experiment die Wirkungsquerschnitts-Komponente $d\sigma_U/dt$ nicht abgetrennt werden. Aber bei $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ ($x = 0.15$) und $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$ ($x = 0.25$) war es immerhin möglich, die Summe $d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt = d\sigma/dt$ zu messen und damit das Verhältnis $\Sigma^0/\Lambda = d\sigma/dt(\Sigma^0)/d\sigma/dt(\Lambda)$ zu bilden (quadratisch ausgefüllte Symbole).

Die Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt$ wurden bestimmt durch Integration von $2\pi d^2\sigma/dtd\phi$ über den vollen ϕ -Bereich. Die Ergebnisse für $d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ aus der Anpassungsrechnung (Kap. V.2) wurden deshalb nicht genommen, um einen Wert für $d\sigma/dt$ zu erhalten frei von Korrelationen zwischen den 3 Termen ($d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$), $d\sigma_P/dt$ und $d\sigma_N/dt$.

Bei $Q^2 = 0.06 \text{ GeV}^2$ und $Q^2 = 0.28 \text{ GeV}^2$ ($x = 0.02, 0.07$) wurde das Verhältnis Σ^0/Λ mit den Wirkungsquerschnitten $2\pi d^2\sigma/dtd\phi$ ($\phi \approx 180^\circ$) (Gl. V.1) berechnet.

Das auf diese Weise ermittelte Σ^0/Λ -Verhältnis fällt - wie Abb. V.7 zeigt - stark mit x ab - vom Photoproduktionspunkt nahe 1 auf ungefähr 1/3 bei $x = 0.25$. Einen ähnlichen Abfall zeigen auch die Vergleichsdaten der Cornell-Gruppe (Cor 77), die von $d^2/d(\cos^2\theta_K^*)$ nach $d\sigma/dt$ umgerechnet wurden. Dabei erhält man für einen festen Winkel θ_K^* in Abhängigkeit vom $K^+\Lambda$ - bzw. $K^+\Sigma^0$ -Kanal t -Werte, die sich um etwa 20% unterscheiden. Da die Cornell-Gruppe keine θ_K^* -bzw. t -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte angibt, konnten zum Vergleich nur solche Daten ausgewählt werden, deren t -Abhängigkeit bei etwa vergleichbaren Werten von Q^2 aus diesem Experiment bekannt ist (s. Kap. V.1, Abb. V.1 und V.2).

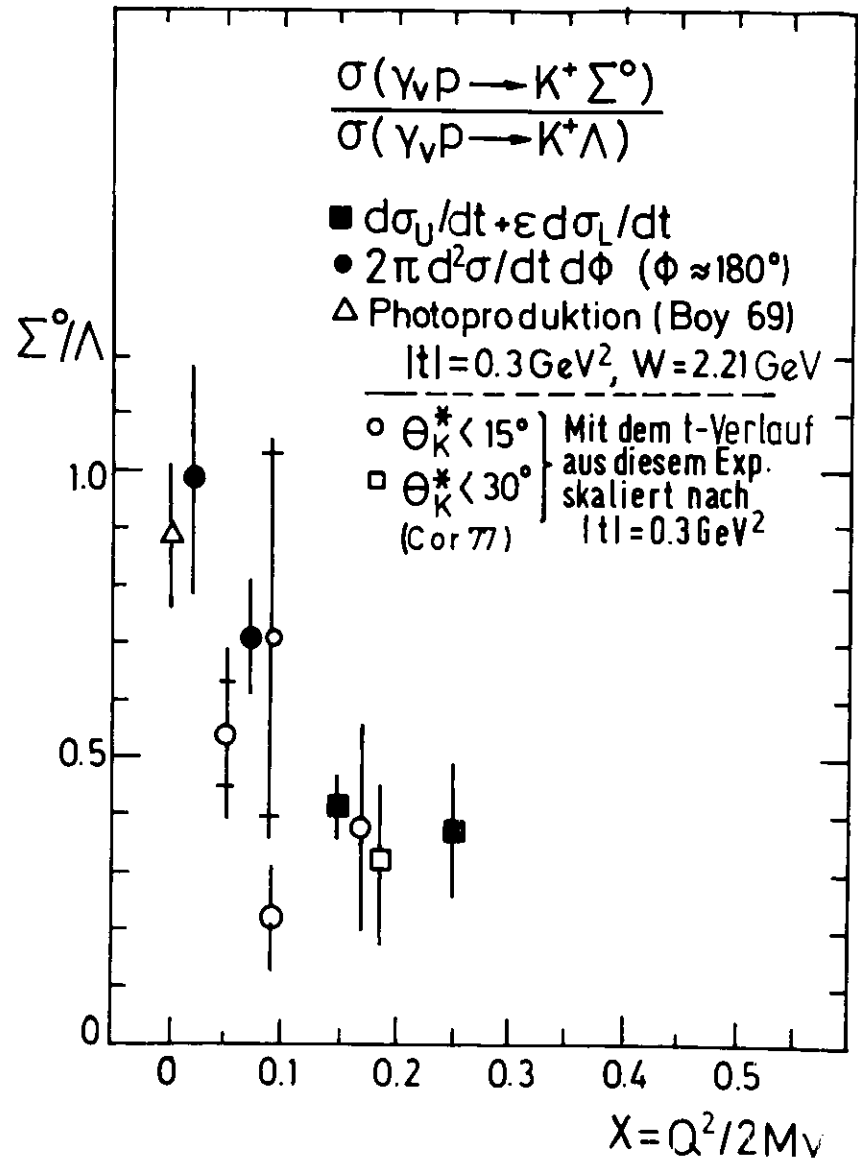


Abb. V.7 Das Σ^0/Λ -Verhältnis

Aufgrund der unterschiedlichen t-Abhängigkeit der beiden Kanäle und der unterschiedlichen t-Werte für festes x_K wurden die Cor 77-Daten mit $Q^2 < 1.35 \text{ GeV}^2$ ($x_K < 15^0$) um 40 - 60% angehoben, der Meßpunkt bei $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$ ($x_K < 30^0$) nur um 3%. Entsprechend der Ungenauigkeit in der Skalierung von den umgerechneten Cornell- t_{min}-Werten nach |t| = 0.3 GeV² wurden die Fehler der Meßpunkte vergrößert. Nach der Skalierung stimmen beide Messungen innerhalb der Fehler gut überein. Daraus ist zu ersehen, daß es im Bereich $Q^2 < 1.35 \text{ GeV}^2$ wichtig ist, ob das Σ^0/Λ -Verhältnis für festes x_K oder für festes t diskutiert wird:

Bei festem x_K fällt Σ^0/Λ schneller mit x ab als bei festem t.

Beim Vergleich der Ergebnisse in Abb. V.7 ist auch zu beachten, daß im Cornell-Experiment - im Gegensatz zu diesem Experiment - alle Messungen in Vorwärtsrichtung ($x_K < 15^0, 30^0$) durchgeführt wurden, also ab t_{\min} . In diesem Experiment konnte aber das Verhältnis Σ^0/Λ bei einem Wert |t| = 0.3 GeV² aus dem Intervall $0.25 \text{ GeV}^2 \leq |t| \leq 0.35 \text{ GeV}^2$ (entsprechend $25^0 \leq x_K \leq 40^0$) berechnet werden, das |t|_{min} nicht enthält (ausgenommen bei x = 0.25). Da außerdem |t|_{min} (Cor 77) < t_{min} für diese Messungen ist, liegt ein Vorteil dieses Experiments darin, daß mögliche longitudinale Beiträge im Σ^0/Λ -Verhältnis sich schwächer auswirken (s. Gl. V.2) bzw. im $K^+\Sigma^0$ -Kanal bei x = 0.25 vernachlässigbar sind (s. Kap. V.2.3).

V.3.2 Σ^0/Λ im Quark-Parton-Modell

In diesem Abschnitt wird dargestellt, wie im Quark-Parton-Modell der steile Abfall des Σ^0/Λ -Verhältnisses mit x quantitativ verstanden werden kann unter Zuhilfenahme des Isospin-Formalismus und der Messung der Strukturfunktionen $w_2^{\nu p}$ und $w_2^{\nu n}$ aus der tief inelastischen Elektron-Neutron- und Elektron-Proton-Streuung.

Daß bei x = 1 die Produktion von Teilchen mit Isospin I = 1 (Σ^0) gegenüber I = 0 (Λ) im Endzustand unterdrückt ist, erklärt schon Feynman in

"Photon-Hadron Interactions" (Fey 72) wie folgt:

Das virtuelle Photon schlägt aus dem Nukleon bevorzugt u- bzw. d-Quarks.

- a) Ein reiner (I = 0)-Zustand des Rests ist nur dann möglich, wenn das getroffene Quark beim Proton ein u-Quark, beim Neutron ein d-Quark ist. Das Verhältnis $r = W_{2n}^{\nu} / W_{2p}^{\nu}$ berechnet sich dann einfach zu $r = (\text{d-Quark-Ladung})^2 / (\text{u-Quark-Ladung})^2 = 1/4$
- b) Ein reiner (I = 1)-Zustand des Nukleon-Rests kann gebildet werden, wenn entweder ein u- oder ein d-Quark getroffen wird. Eine einfache Rechnung mit Clebsch-Gordon-Koeffizienten ergibt $r = 3/2$.

Als Feynman diese Überlegungen anstellte, war bekannt, daß r mit wachsendem x fällt und $r \leq 1$. Spätere Messungen zeigten (Bod 74), daß für $x \rightarrow 1$ $r \rightarrow 1/4$ geht. Die Bildung eines (I = 0)-Restes (s. Punkt a)) nach der Wechselwirkung mit dem virtuellen Photon ist also stark begünstigt und damit die Erzeugung eines Λ^- statt eines Σ^- -Hyperons im Endzustand.

Die genaueren Messungen von r(x) veranlaßten J. Cleymans und F.E. Close (CCI 75) und O. Nachtmann (Nac 74), das Σ^0/Λ -Verhältnis quantitativ in Abhängigkeit von x zu berechnen. Die Autoren gingen dabei sehr ähnlich vor. Beide Modelle unterscheiden sich nur dadurch, daß Nachtmann noch Antiquark- und Strangequark-Beiträge im Nukleon berücksichtigen mußte, während Cleymans und Close aus Neutrino-Messungen schon bekannt war, daß Antiquark-Beiträge ab $x \approx 0.2$ zu vernachlässigen sind. Im folgenden wird deshalb nur das Modell von CCI 75 kurz erläutert.

Die Autoren beschreiben die Wechselwirkung des virtuellen Gammas ähnlich wie Feynman, lassen aber zusätzlich eine Mischung zwischen dem (I = 0)- und (I = 1)-Rest des Protons |P> in Abhängigkeit von x zu:

$$|P\rangle = \cos \psi(x) |P_\beta\rangle + \sin \psi(x) |P_\alpha\rangle$$

$\psi(x)$: Mischungswinkel

$|P_\beta\rangle$ ist der Zustand des Protons aus u-Quark + (I=0)-Rest.

$|P_\alpha\rangle$ ist der Zustand des Protons aus u- und d-Quark + (I=1)-Rest. s-Quark-Beiträge werden vernachlässigt.

Entwickelt man $|P_\alpha\rangle$ in reine Isospin-Zustände und berücksichtigt die Ladung der Quarks, erhält man für den Isospinanteil des einlaufenden Zustands $\gamma + p$:

$$|\gamma p\rangle = \frac{2}{3} \cos \psi(x) |P_\beta\rangle - \frac{\sqrt{2}}{3} \sin \psi(x) |\Delta^+\rangle \quad (V.5)$$

$|\Delta^+\rangle$ Eigenzustand mit $I = 3/2$

Eine ähnliche Rechnung liefert für das Neutron:

$$|\gamma N\rangle = -\frac{1}{3} \cos \psi(x) |N_\beta\rangle + \frac{1}{3} \sin \psi(x) (|N_\alpha\rangle - \sqrt{2} |\Delta^+\rangle) \quad (V.6)$$

Aus den Gl. V.5 und V.6 berechnet sich das Verhältnis der inelastischen Elektron-Neutron- zur Elektron-Proton-Struktur Funktion zu

$$\eta(x) = \frac{\cos^2 \psi(x) + 3 \sin^2 \psi(x)}{4 \cos^2 \psi(x) + 2 \sin^2 \psi(x)}$$

Die Messung von $\eta(x)$ (s. Abb. V.8) legt also die Mischungsanteile im Bereich $0.1 \leq x \leq 0.9$ fest.

Das Σ^0/Λ -Verhältnis erhält man, indem man den Endzustand X von $\gamma p \rightarrow X$ auf $K^+ \Sigma^0$ bzw. $K^+ \Lambda$ festlegt und mit Gl. V.5 verknüpft:

$$\langle \Sigma^0 K^+ | \gamma p \rangle = \frac{-2}{3\sqrt{3}} (\sin \psi(x) \Delta + (F-D) \cos \psi(x) N_\beta)$$

$$\langle \Lambda K^+ | \gamma p \rangle = -\frac{2}{3} (F + \frac{1}{3} D) \cos \psi(x) N_\beta$$

In den Größen N_α und N_β sind jetzt zusätzlich die ($I=1/2$)- und ($I=3/2$)-Isospinamplituden enthalten. D und F berücksichtigen eine mögliche, unterschiedliche Kopplung von $|\gamma p\rangle$ an das symmetrische bzw. antisymmetrische ($I=1/2, Y=1$) $SU(3)$ -Oktett ($Y = \text{Hyperladung}$). Cleymans und Close argumentieren aber, daß hier $F = D$ gesetzt werden kann. Damit ergibt sich

für das Verhältnis der transversalen Wirkungsquerschnitte:

$$\frac{\Sigma^0}{\Lambda} = \frac{3}{16} \left(\frac{\Delta}{FN_\beta} \right)^2 \tan^2 \psi(x) \quad (V.7)$$

Δ und N_β sind im allgemeinen Funktionen von W und t .

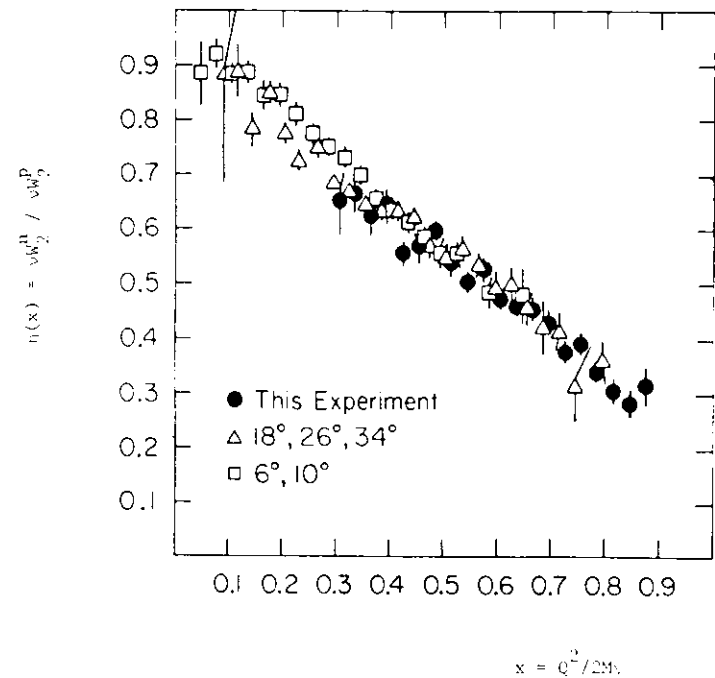


Abb. V.8 Das Verhältnis der inelastischen Strukturfunctionen von Neutron und Proton (nach Bod 74)

Ein bestimmtes Wertepaar $(W, t') = (2.21 \text{ GeV}, 0.3 \text{ GeV}^2)$ (dieses Exp.) legt in dem Modell den x -Verlauf von Σ^0/Λ mit einer Kurve fest. Darin liegt - verglichen mit dem gemessenen Σ^0/Λ -Verhältnis der Cornell Gruppe (Cor 77) - ein Vorteil, da deren Σ^0/Λ -Verhältnis nicht bei festem t und W gemessen wurde - der Verlauf in x also nur durch viele Kurven parametrisiert werden kann.

Cleymans und Close schließen nicht aus, daß Σ und N_c auch von x abhängen können, nehmen aber an, daß diese Abhängigkeit im Verhältnis Σ/N_c nur schwach ist verglichen mit der x -Abhängigkeit der Funktion $\tan^2 \psi(x)$ aus Gl. V.7. Tatsächlich fällt $\tan^2 \psi(x)$ schnell mit x ab (s. Abb. V.9) und erklärt damit den gemessenen Abfall des Σ^0/Λ -Verhältnisses.

Einen Wert für $\Sigma/(N_c \cdot F) \approx 1.2$ erhält man bei den beiden höchsten x -Werten, die etwa am Anfang des Gültigkeitsbereichs ($x \gtrsim 0.2$) des Modells von Cleymans und Close liegen.

Ebenso entnimmt man der Abb. V.9, daß das gemessene Σ^0/Λ Verhältnis auch für $x \lesssim 0.2$ gut zwischen die obere (a) und untere (b) Grenze fällt, die Nachtmann (Nac 74) mit seinem Modell angibt. Die Grenzen berechnen sich unter der Annahme, daß im gesamten x -Bereich Anti-Quark- und Strange-Quark-Beiträge zu vernachlässigen (a) bzw. zu berücksichtigen (b) sind. Der Vergleich der Daten mit diesem Modell zeigt, daß Anti-Quark- und (oder) Strange-Quark-Anteile im Proton für $x \lesssim 0.2$ nicht auszuschließen sind, für $x \gtrsim 0.2$ aber mit Null verträglich sind (wie es für die Anti-Quark-Anteile ja auch schon gemessen worden ist).

In einer späteren Arbeit (Nac 76) ergänzt Nachtmann sein Modell, indem er den Austausch von Vektor- und Skalar-Gluonen zwischen den Quarks berücksichtigt und Wirkungsquerschnitts-Verhältnisse zahlreicher exklusiver Elektroproduktionskanäle angibt. Eine Berechnung des Σ^0/Λ -Verhältnisses als Funktion von x ist jedoch nicht möglich, da die benötigten Quark-Verteilungsfunktionen in Abhängigkeit von Quark- und Proton-Helizität noch nicht gemessen wurden. Nachtmann erwartet aber für Vektor-Gluon-Austausch einen Abfall des Σ^0/Λ -Verhältnisses stärker als die Kurve a aus seinem früheren Modell.

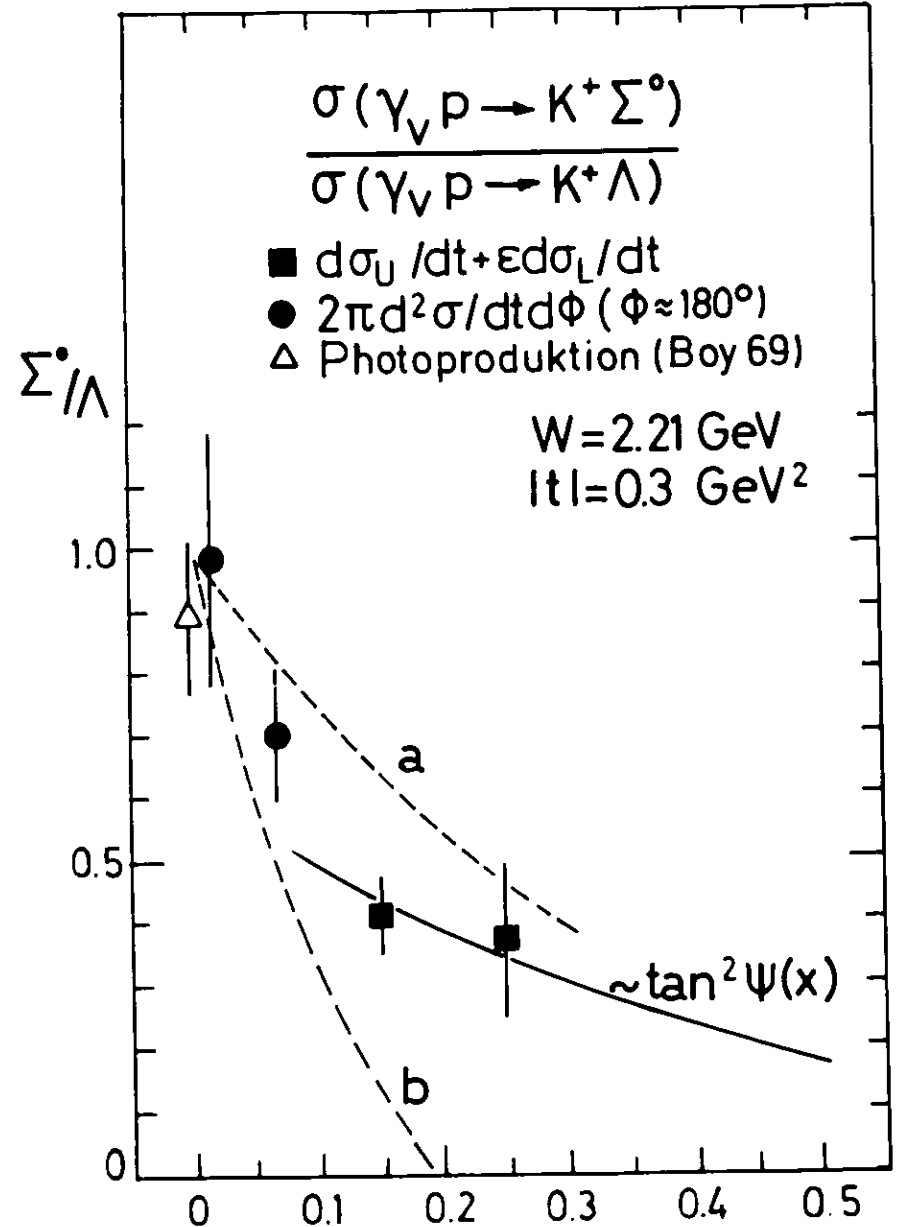


Abb. V.9 Das Σ^0/Λ -Verhältnis im Vergleich mit Quark-Parton-Vorhersagen

— Modellvorhersage von Cleymans und Close (CC1 75)
 - - - Obere (a) bzw. untere (b) Grenze des Modells von Nachtmann (Nac 74)

VI. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Ergebnisse der Elektroproduktion von $K^+\Lambda$ und $K^+\Sigma^0$ oberhalb der Resonanzen präsentiert. Die Wirkungsquerschnitte konnten bei 4 Werten von Q^2 erstmals bis $|t| \approx 1 \text{ GeV}^2$ gemessen werden und zeigten im ($K^+\Lambda$)-Kanal - verglichen mit (π^+n) - einen überraschend flachen Verlauf in t - im ($K^+\Sigma^0$)-Kanal ab $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ sogar ein nahezu konstantes Verhalten.

Zum ersten Mal konnten auch bei $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ und $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$ in beiden Kanälen die 3 Terme ($d\sigma_V/dt + id\sigma_L/dt$), $d\sigma_L/dt$ und $d\sigma_p/dt$ bis $|t| \approx 0.3 \text{ GeV}^2$ bzw. $\approx 0.6 \text{ GeV}^2$ getrennt werden. Der Term ($d\sigma_L/dt + id\sigma_p/dt$) dominiert bei $K^+\Lambda$ im Gegensatz zum ($K^+\Sigma^0$)-Kanal, für den bei $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$ die longitudinale Komponente aus der Termtrennung zu $d\sigma_L/dt \approx 0$ abgeschätzt werden konnte.

Der ($K^+\Lambda$)-Wirkungsquerschnitt fällt schwach mit Q^2 , etwa wie der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{tot}}(\gamma_{\text{VP}} + X) - (K^+\Sigma^0)$ fällt stärker, etwa wie der ρ -Dipol.

Das Σ^0/Λ -Verhältnis der Wirkungsquerschnitte kann im Quark-Parton-Bild erklärt werden. Es fällt schnell mit x - vom Photoproduktionswert ≈ 1 auf $\approx 1/3$ bei $x = 0.25$.

A N H A N G A

Strahlungskorrekturen

Es ist allgemein üblich, den Korrekturfaktor K_S aus Kap. IV.5.1 mit Formeln zu bestimmen, z.B. aus Arbeiten von Mo und Tsai (MoT 69), Dickinson (Dic 73) oder Bartl und Urban (Bür 66, Urb 70). Für die Auswertung dieser Daten war es aber wünschenswert, nicht nur Faktoren, die die Strahlungskorrekturen berücksichtigen, zu gewinnen, sondern auch den Einfluß der Strahlungskorrekturen auf die Verteilungen kinematischer Variablen, z.B. t und M_x zu untersuchen. Deswegen basiert das hier angewandte Verfahren auf einem Monte Carlo-Rechen-Programm (Büß 77), das die Photonspektren der internen Bremsstrahlung berechnet aus dem Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung in $\alpha - d^2\sigma/d\Omega_e dE'$ - und dem gemessenen:

(A1)

$$\left(\frac{d^2\sigma(E,E')}{d\Omega_e dE'}\right)_{\text{gem}} = \left(\sqrt{\frac{\gamma}{EE'}} \Delta E'\right)^{t'} \cdot \left(\frac{d^2\sigma(E,E')}{d\Omega_e dE'}\right)_{\text{eff}}$$

$$E - \gamma \Delta E'$$

$$+ \int_{E_{\text{min}}} dE_V \left(\frac{\nu_b}{E - E_V} + t_b W(E, E_V) \right) \left(\frac{E - E_V}{\sqrt{EE'}} \right)^{t'} \left(\frac{d^2\sigma(E, E')}{d\Omega_e dE'} \right)_{\text{eff}}$$

$$E'_{\text{max}}$$

$$+ \int_{E' + \Delta E'} dE'_V \left(\frac{\nu_a}{E'_V - E'_V} + t_a W(E'_V, E') \right) \left(\frac{E'_V - E'}{\sqrt{EE'}} \right)^{t'} \left(\frac{d^2\sigma(E, E')}{d\Omega_e dE'} \right)_{\text{eff}}$$

In dieser Gleichung, die Miller (Mil 71, Mil 72) in Anlehnung an Arbeiten von Mo und Tsai berechnet hat, gelten folgende Beziehungen und Definitionen (s. auch Abb. A1):

$$\left(\frac{d^2\sigma(E, E')}{d\Omega_e dE'}\right)_{\text{eff}} = \frac{1 + \frac{2\alpha}{\pi} \left(\frac{13}{12} \ln \frac{Q^2}{m_e^2} - \frac{14}{9}\right)}{\Gamma(1 + \frac{4}{3}(t_a + t_b))} \cdot \frac{d^2\sigma(E, E')}{d\Omega_e dE'}$$

t_a, t_b : Material (Folien, Gase) hinter bzw. vor dem Target einschließlich der halben Targetlänge in Strahlungslängen

$$t = \frac{2x}{r} \left(\ln \frac{Q^2}{m_e^2} - 1\right)$$

$$t' = t + \frac{4}{3} (t_a + t_b)$$

$$v_b = \frac{t}{2} \left(\frac{E_v}{E} - 0.06 \left(1 - \frac{E_v}{E}\right) + 0.85 \left(1 - \frac{E_v}{E}\right)^2\right)$$

$$v_a = \frac{t}{2} \left(\frac{E'_v}{E'} - 0.06 \left(1 - \frac{E'_v}{E'}\right) + 0.85 \left(1 - \frac{E'_v}{E'}\right)^2\right)$$

$$W(E, E_v) = \frac{1}{E - E_v} \left(1 + \left(\frac{E_v}{E}\right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{E_v}{E}\right)\right) + \frac{1.38}{(E - E_v)^2}$$

gibt die Form des Photospektrums wieder, wie sie durch externe Bremsstrahlung und Ionisation hervorgerufen wird.

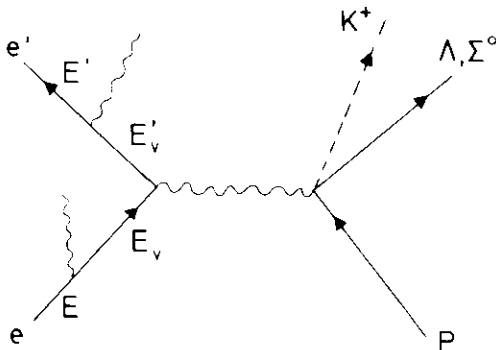


Abb. A1 Definition der Elektronenergien

$$r = \frac{M_p + E(1 - \cos \theta_e)}{M_p - E'(1 - \cos \theta_e)}$$

E_{\min} und E'_{\max} sind die Grenzenenergien für die Erzeugung des $K^+ \Lambda(\Sigma^0)$ -Endzustands an den Schwellen $W_S = m_{K^+} + m_{\Lambda(\Sigma^0)}$.

Teilt man beide Seiten der Gleichung (A1) durch $(d^2\sigma(E, E')/d\Omega_e dE')_{\text{gem}}$ so ergibt der 1. Summand die Wahrscheinlichkeit, daß ein weiches Photon ($\omega < E'$) abgestrahlt wird. Der 2. bzw. 3. Summand gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß das einlaufende bzw. das gestreute Elektron ein hartes Photon ($\omega > E'$) abstrahlt. Die Abschneideenergie für weiche Photonen ist nötig, um in Gl. A1 Divergenzen zu vermeiden. Sie wurde zu $E' = 0.003 \cdot E'$ gewählt, so daß

1. voraussetzungsgemäß der Wirkungsquerschnitt nur wenig variiert und
2. die Reaktionskinematik sich auch nur wenig ändert.

Da die Integrale analytisch nicht lösbar sind, wird in dem Monte-Carlo-Programm gemäß den o.a. Wahrscheinlichkeiten einer der 3 Fälle ausgewählt und die "wahre" Energie am Vertex (E_v, E'_v) so lange iteriert, bis der durch eine Zufallszahl vorgegebene Integralwert annähernd stimmt.

Mit den so bestimmten Vertex-Energien (E_v, E'_v) läßt sich für alle kinematischen Bereiche aus E_v, E'_v, θ_e und θ_H der Kaonimpuls P_K jeweils für den Λ^- bzw. Σ^0 -Kanal berechnen und daraus mit den gemessenen Größen E und E' die fehlende Masse $M_x = M_x(E, E', \theta_e, P_K, \theta_H)$.

Diese Verteilung, gefaltet mit der experimentellen M_x -Auflösung, zeigt Abb. A2 für den $K^+ \Lambda^-$ -Kanal. Ähnliche Verteilungen wurden auch für Q^2, W^2 und t erzeugt.

Berechnet man aus der M_x -Verteilung den Strahlungskorrekturfaktor $K'_S = 1 + N_{\text{out}}/N_{\text{in}}$, so ergibt sich ein nur um $< 0.5\%$ kleinerer Wert für den Fall, daß auch die Q^2 - und W^2 -Schnitte bei der Berechnung von $N_{\text{out}}/N_{\text{in}}$ berücksichtigt gewesen wären. Dieser Vergleich zeigt, daß der M_x -Schnitt der empfindlichste von allen ist.

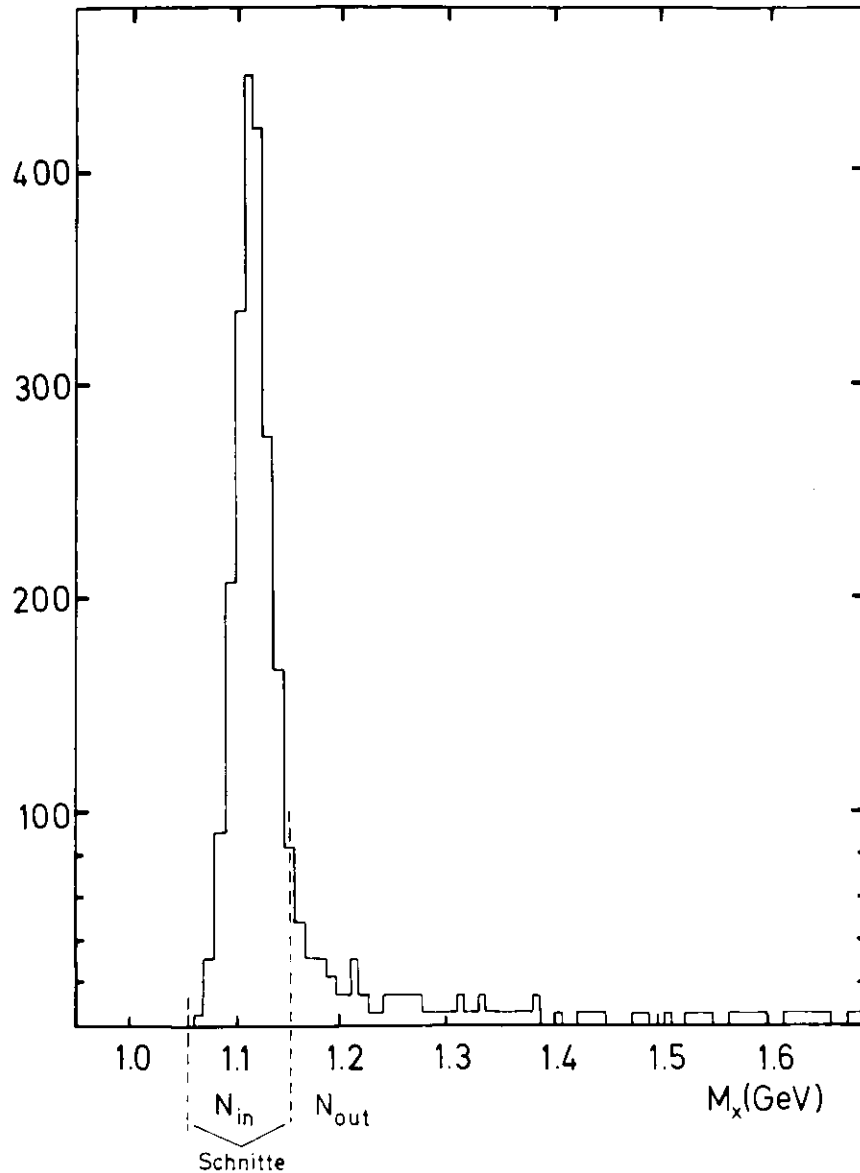


Abb. A2 M_x -Verteilung von A durch Simulation von interner Bremsstrahlung und Auflösungseffekten

Auf die $|t|$ -Verteilungen haben interne und externe Strahlungskorrekturen die Wirkung, daß die gemessenen $|t|$ -Werte immer größer als die "wahren" Vertex- $|t|$ -Werte sind. (Durch Auflösung kommt eine Verschmierung in t natürlich in beide Richtungen zustande.) In ein gewähltes Δt -Bin werden also Ereignisse hinein- und herausgeschoben. Der Netto-Effekt (hinein minus heraus) wurde mit dem Monte-Carlo-Programm abgeschätzt zu max 2%, für das $|t|_{\min}$ -Bin, in das Ereignisse nur durch Auflösungseffekte hineinfallen können, zu -4%. Diese Korrekturen wurden aber an den Zählraten nicht angebracht, da sie - verglichen mit anderen - klein sind und außerdem Unsicherheiten beinhalten, z.B. dadurch, daß $|t|_{\min}$ stark variiert (s. Tab. IV.1).

Die Bremsstrahlungseffekte gleich im Akzeptanzprogramm zu simulieren war nicht möglich gewesen, da dann die ohnehin schon zeitraubende Akzeptanzberechnung durch die sehr langwierige Integraliterierungen der Gl. A1 um einen Faktor 20 verlängert worden wäre.

Der aus der M_x -Verteilung (Abb. A2) bestimmte Strahlungskorrekturfaktor K'_S berücksichtigt noch Beiträge der Vertexkorrektur und Vakuumpolarisation. Diese werden durch eine Korrektur \mathcal{V} (MoT 69) vom gemessenen Wirkungsquerschnitt abgezogen, so daß man den idealen γ -Photon-Austausch-Wirkungsquerschnitt mit dem Strahlungskorrekturfaktor

$$K_S = K'_S / (1 + \mathcal{V}) \text{ erhält, mit}$$

$$\mathcal{V} = \frac{2\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{Q^2}{m_e^2} - \frac{14}{9} \right)$$

ANHANG B

Beschreibung des Experimentierprogramms EXSYS

Bevor die Arbeitsweise des Programms erklärt wird, soll zunächst kurz der Kleinrechner PDP 8I mit seiner Peripherie vorgestellt werden (s. auch Brl 72).

Der Kleinrechner PDP 8I und seine Peripherie

Der Kernspeicher des Rechners faßt 16 k Worte à 12 bits und teilt sich auf in 4 Bänke (Nr. 0-3) zu jeweils 32 Seiten. Jeder Speicherplatz kann durch 6 Assembler-Befehle angesprochen und verändert werden (Operationszeit $\leq 3 \mu\text{sec}$ für Bank 0). Dazu kommen noch zwei weitere Befehle, die

- i) rechnerische und logische Operationen mit dem Akkumulator- und Multiplier-Quotienten-Register ausführen.
- ii) die Datenübertragung Rechner \leftrightarrow externe Geräte (Input/Output-Transfer) steuern (IOT-Befehle).

Einen Überblick über die Peripherie der PDP 8I gibt Abb. B1.

Zur Kommunikation mit dem Kleinrechner stand dem Experimentator ein Fernschreiber zur Verfügung, auf dem - ebenso wie auf einer Schreibmaschine - Texte ausgedruckt werden konnten. Vier Magnetbändereinheiten konnten über einen Kanal angesprochen werden; ein zweiter stellte die Verbindung zu jeweils einem der beiden Großrechner IBM 370/68 über Verteiler her, an die noch weitere Kleinrechner angeschlossen waren. Die Daten gelangten auf diese Weise zunächst auf Platte zum schnellen Zugriff für die Voranalyse und endgültig auf Bänder. Ergebnisse der Voranalyse konnten vom Fernschreiber auf ein Sichtanzeigergerät gerufen und ausgedruckt werden.

Der Anschluß des Rechners an die Meßanordnung war hergestellt über das Interface der Baugruppen 1 - 4 und über CAMAC-Crate-Controller,

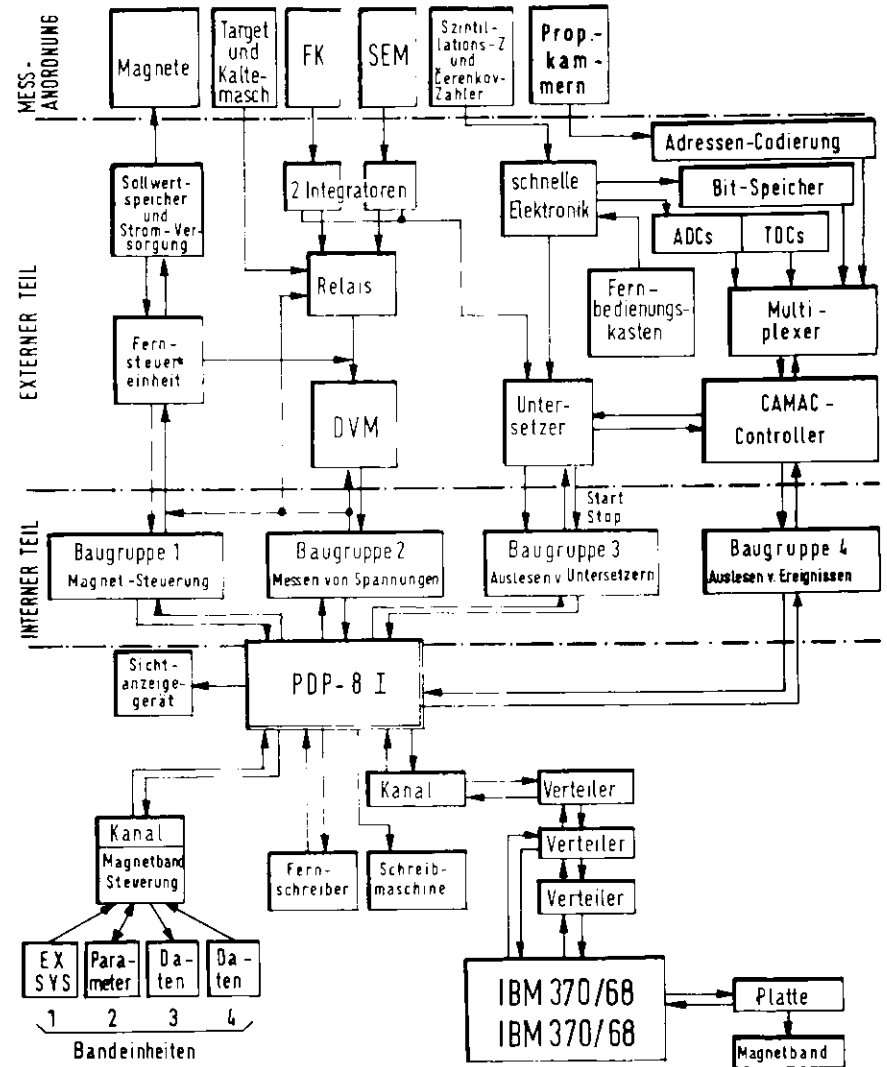


Abb.B1 Aufbau des Steuerungs-Systems

Multiplexer usw. (externer Teil). Mit IOT-Befehlen konnten die Strom-Sollwerte der 8 Spektrometer-Magnete eingestellt (Baugruppe 1) und überprüft werden (Baugruppe 2). Ebenso über Baugruppe 2 wurde die Meßleitung des Digitalvoltmeters (DVM) über Relais an die Meßstellen geschaltet für den Druck der Targetzelle bzw. den Druck in der Kältemaschine, und an die Meßstellen der Integratoren vom Faradaykäfig (FK) bzw. vom Sekundär-Emissions-Monitor (SEM).

Die schnellen Untersetzer wurden teilweise über Baugruppe 3 ausgelesen teilweise über Baugruppe 4 und Crate-Controller. Dieser Controller (zusammen mit einem zweiten) steuerte auch über einen Multiplexer die Datenübertragung von den Bit-Speicher-Einheiten, den ADC's und TDC's sowie die Übertragung der Kammeradressen in den Akkumulator.

Das Experimentierprogramm EXSYS

Hauptaufgabe des Programms EXSYS (EXperimente SYStems) bestand darin, die bei einem Ereignis anfallende Datenmenge im Kernspeicher zu puffern, zur IBM zu übertragen und dem Experimentator mit Hilfe weniger Tastenfunktionen des Fernschreibers die Möglichkeit zu geben, die einzelnen Meßläufe zu steuern und an Hand von Feedbacks die Güte der gemessenen Daten aus der Voranalyse zu prüfen.

Da EXSYS die Aufgaben gleichzeitig bewältigen mußte (Einlesen von Daten, Übertragung zur IBM, Bedienung des programmgesteuerten Bildschirms usw.), lief es im Multi-Tasking-Betrieb unter Kontrolle eines Supervisor-Systems (Fre 68). Dieses System erlaubte die Programmierung auf den Bänken 0 und 1, von denen es selbst 11 Seiten belegte. Der verfügbare Speicherplatz auf Bank 1 wurde zum größten Teil mit IBM-Feedbacks gefüllt, so daß der restliche Platz auf beiden Bänken nicht ausreichte, das Programm EXSYS insgesamt zu laden. Umgangen wurde diese Schwierigkeit durch Segmentieren: des Programms in einen Hauptteil (MAIN), der immer geladen sein mußte, und 3 Segmente (LINK 1 - 3), die nach Bedarf ausgewechselt werden konnten. Damit ergab sich folgende Speicherbelegung:

	Bank 0	Bank 1
Seite 1	Hilfsplätze des Supervisor-Systems und Programmarken	Feedbacks für Sichtanzeigerät und Schreibmaschine
Seite 2 - 11	L I N K 1 oder L I N K 2 oder L I N K 3	
Seite 12-23	M A I N	
Seite 24-32	Supervisor-System	MAIN und Supervisor

Die Bänke 2 und 3 dienten zur Datenpufferung.

Im folgenden wird nur kurz dargestellt, welche Aufgaben die Segmente erfüllten. Genauer wird der Ablauf der Datennahme und -übertragung im Hauptteil MAIN erklärt.

Das Gegenstück zu EXSYS in der IBM (EXSYS-ONLINE) wurde in der Arbeit von M. Schädlich (Sch 76) ausführlich beschrieben. Abb. B2 zeigt ein Flußdiagramm des Programms.

Die Segmente

L I N K 1: Eingabe von Parametern

Vor einem Meßlauf konnte der Experimentator entscheiden, ob

1. die Daten zur IBM übertragen werden sollten und
2. auf IBM-Magnetbänder geschrieben werden sollten
3. die Rekonstruktion für die Teilchenspuren (RECON s. Abb. B2) laufen sollte
4. die Untersetzer ausgelesen werden sollten.

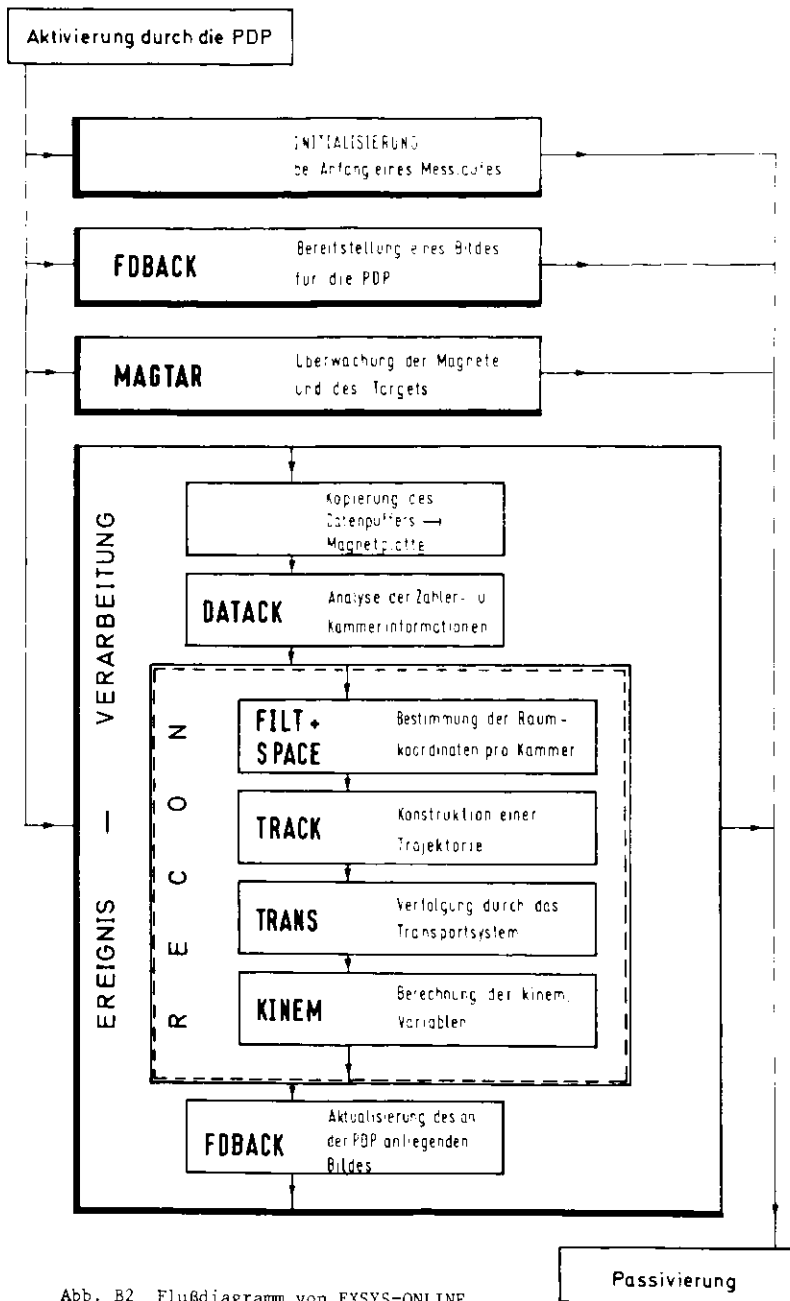


Abb. B2 Flußdiagramm von EXSYS-ONLINE
in der IBM 370/68

Außerdem konnte festgelegt werden, welche Informationsblöcke (ADC's, TDC's, Proportionalkammer-Adressen) eingelesen werden sollten in Abhängigkeit von der Art des Triggers (Elektron- oder Hadron-Arm-Trigger, Koinzidenztrigger, zufälliger Trigger). Alle diese Meßlaufparameter wurden nach der Eingabe auf ein Parameterband geschrieben, von dem EXSYS sie nach dem Laden des Programms wieder einlas.

Während eines IBM-Ausfalls konnten Daten auf Dectapes geschrieben werden. Das LINK 1 (zusammen mit MAIN) organisierte das Überspielen dieser Daten nach Wiederherstellung der Online-Verbindung.

L I N K 2: Feedback-Anforderung

Mit diesem Segment war es möglich, verschiedene Feedbackaufbereitungen in Form von Histogrammen oder Tabellen auf das Sichtanzeigergerät zu rufen (insgesamt 75) und auszudrucken. Zur genaueren Untersuchung konnten bei einigen Histogrammen die Maßstäbe der Koordinatenachsen verändert werden.

L I N K 3: Magnete setzen

In diesem Segment konnten die Sollimpulse für den Elektron- und Hadronarm eingegeben werden, aus dem die Routine MAGTAR (s. Abb. B2) im EXSYS-ONLINE die Strom-Sollwerte der 8 Spektrometernagnete berechnete und zur PDP zurückschickte. Diese Stromwerte wurden in Sollwertspeicher übertragen und so lange verändert, bis der gemessene Strom in den Magneten mit den Sollwerten innerhalb von 0,5% übereinstimmte.

M A I N

Im Hauptsegment MAIN waren die Tasks untergebracht, die ständig geladen sein mußten. Dazu gehörte

1. eine Task, die ständig den programmgesteuerten Bildschirm wieder auffrischte
2. eine Task, die Texte auf dem Fernschreiber ausdrucken konnte

3. eine Task, die alle 3 min die Magnetströme und den Target bzw. Kältemaschinendruck maß und die Werte zum Vergleich mit den Sollwerten zur IBM übertrug.

Dazu kamen noch 3 Tasks, die das Starten und Stoppen eines Meßlaufs bzw. die Datennahme und -übertragung verwalteten: INIT (1 Task) und DATASK (2 Tasks). Das Zusammenspiel dieser 3 Tasks und ihre Abläufe im einzelnen sind in Abb. B3 schematisiert und sollen im folgenden beschrieben werden.

Zunächst müssen kurz einige Software-Begriffe erklärt werden, die die Kommunikation zwischen dem Supervisorsystem und den Tasks regeln (detaillierte Angaben findet man bei Fre 68, Dix 69 und Br1 72):

Queue-Control-Block (QCB), QUEUE - DQUEUE

Häufig tritt der Fall ein, daß verschiedene Tasks gleichzeitig an denselben Teilen der Apparatur oder Elektronik ("system-resource") operieren wollen. Zur Verständigung darüber, ob solch eine "system-resource" (z.B. DVM, IBM-Kanal, CAMAC-Datenpfad) frei ist oder nicht und deswegen gewartet werden muß, dienen gewisse Marken in den QCBs - im folgenden QCBDAT oder QCBIRM genannt.

Eine "system-resource" wird besetzt durch die Supervisor-Anweisung "QUEUE" und freigegeben durch "DQUEUE".

Event-Control-Block (ECB), POST-WAIT

Es ist häufig notwendig, daß z.B. eine Task warten muß, bis eine andere mit einer Aufgabe fertig ist. Die Erledigung der Aufgabe wird dann durch die Supervisor-Anweisung "POST" einem ECB mitgeteilt. Die darauf wartende Task ("WAIT ECB") kann erst danach anfangen zu arbeiten.

ECBs sind im folgenden: STAFLA, STOFILA, EVENT-STOP

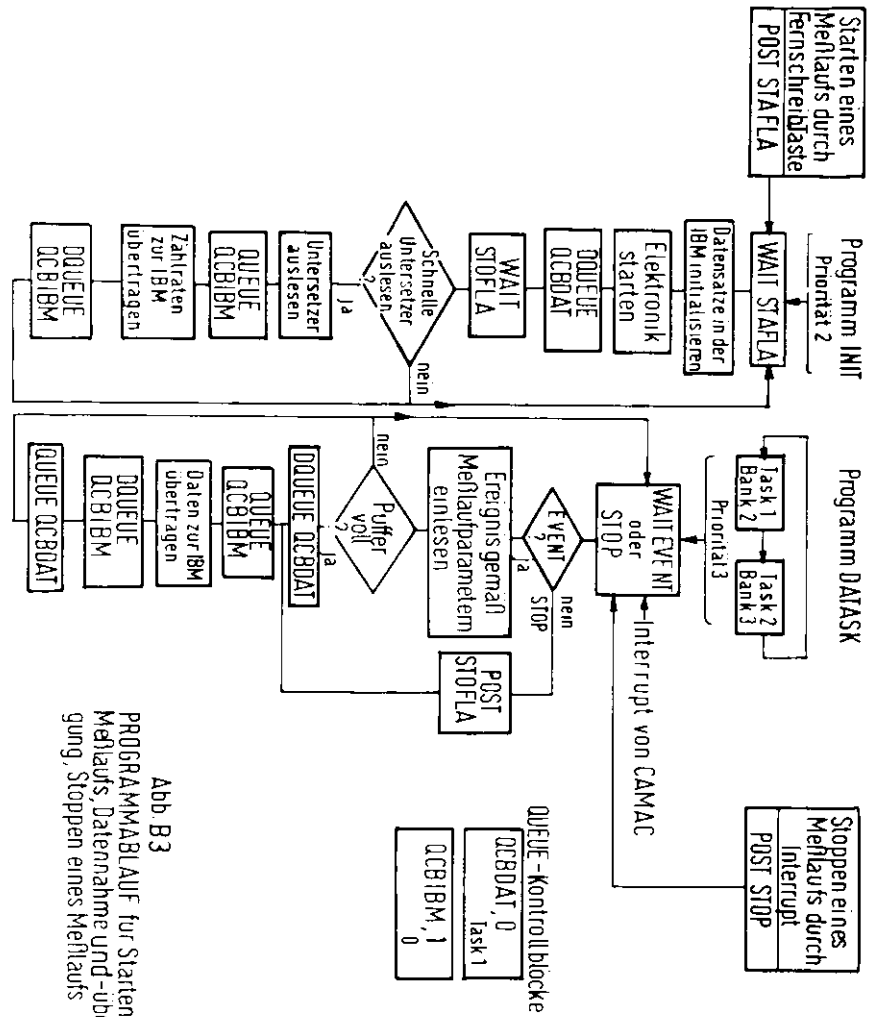


Abb. B3
PROGRAMMABLAUF für Starten eines Meßlaufs, Datennahme und -übertragung, Stoppen eines Meßlaufs

Das Zusammenspiel von INIT und DATASK

INIT wurde durch eine Fernschreibertaste (POST STAFILA) aus dem Wartezustand (WAIT STAFILA) in Gang gesetzt. Danach wurden einige Datensätze in der IBM initialisiert, und es wurde die Elektronik gestartet (Reset der schnellen Untersetzer, CAMAC-Initialize usw.).

Die erste der beiden Datentasks (DATASK), die im QUEUE auf dem Kontrollblock QCBDAT standen, begann zu laufen, nach dem DQUEUE QCBDAT von INIT. INIT selbst ging dann in den Wartezustand (WAIT STOFILA) auf das Ende des Meßlaufs.

DATASK wartete darauf, daß entweder der CAMAC-Crate-Controller durch einen Interrupt ein Ereignis anmeldete (EVENT, Fall 1) oder der Meßlauf gestoppt wurde (STOP, Fall 2) durch den Fernbedienungskasten (s. Abb. B1) oder dadurch, daß die vorgewählte Ladungsmenge im Faradaykäfig akkumuliert war.

Fall 1) EVENT

Im Falle eines Ereignisses wurden entsprechend den Meßlaufparametern (s. LINK 1) die Informationsblöcke über den Akkumulator nach Bank 2 gespeichert. Wenn danach noch genügend Platz für ein weiteres Ereignis war (max. 200 PDP-Worte), ging DATASK wieder in den Zustand WAIT EVENT bzw. STOP.

Andernfalls wurde die 2. Datentask durch DQUEUE QCBDAT in den Bereitschaftszustand versetzt und konnte, während die 1. Datentask bei der langsamen Übertragung der Daten zur IBM nicht aktiv war, weiter Daten auf Bank 3 sammeln (WAIT EVENT) bzw. auf STOP warten.

Die Übertragung der Daten zur IBM war durch QUEUE bzw. DQUEUE QCBIBM geschützt. Außerdem wurde vor jeder Übertragung zur IBM eine Uhr gestartet (in der Abb. B3 nicht eingezeichnet). Dauerte die Übertragung länger als 30 sec, erschien eine entsprechende Fehlermeldung auf dem Bildschirm. Der Experimentator konnte dann bei IBM-Ausfall die Daten auf Dectapes schreiben lassen und - nachdem die Online-Verbindung wiederhergestellt war - per Tastendruck auf dem Fernschreiber das LINK 1 laden, das die akkumulierten Daten zur IBM übertrug.

Nach fertiger Übertragung (DQUEUE QCBIBM) meldete sich DATASK 1 wieder dazu bereit, weiter Daten zu nehmen. Auf diese Weise wechselten sich die beiden Datentasks im Datensammeln und -übertragen ab, so daß möglichst wenig Ereignisse durch Totzeit der Software verloren gingen.

Fall 2) STOP

Wurde ein Meßlauf gestoppt (die Interruptbehandlung erzeugte ein POST STOP) ging INIT aus dem Wartezustand (WAIT STOFILA) über in den Bereitschaftszustand durch POST STOFILA. Erst wenn DATASK den letzten Ereignis-Puffer eines Meßlaufs zur IBM übertragen hatte (DQUEUE QCBIBM), übertrug INIT die Zählraten (falls sie ausgelesen worden waren) zur IBM und wartete dann auf den Start eines neuen Meßlaufs.

A N H A N G C

Die folgenden Tabellen enthalten nur statistische Fehler.

W = 2.21 GeV

$Q^2 = 0.06 \text{ GeV}^2$ $\epsilon = 0.41$		$Q^2 = 0.28 \text{ GeV}^2$ $\epsilon = 0.74$		$Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ $\epsilon = 0.85$		$Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$ $\epsilon = 0.82$	
$ t $ (GeV ²)	σ (nb/GeV ²)	$ t $ (GeV ²)	σ (nb/GeV ²)	$ t $ (GeV ²)	σ (nb/GeV ²)	$ t $ (GeV ²)	σ (nb/GeV ²)
		0.09	1.84 ± 0.27				
0.13	1.14 ± 0.29	0.15	1.71 ± 0.24	0.13	1.18 ± 0.15		
0.21	2.44 ± 0.49	0.21	1.25 ± 0.24	0.21	1.49 ± 0.22	0.19	0.87 ± 0.31
0.29	1.71 ± 0.38	0.29	1.47 ± 0.35	0.29	1.06 ± 0.18	0.29	0.42 ± 0.09
0.39	1.04 ± 0.30	0.39	1.25 ± 0.61	0.39	1.13 ± 0.20	0.39	0.28 ± 0.07
0.52	1.20 ± 0.36	0.52	0.75 ± 0.43	0.52	0.64 ± 0.13	0.52	0.28 ± 0.07
0.75	0.79 ± 0.23			0.75	0.28 ± 0.08	0.75	0.26 ± 0.05
1.05	0.46 ± 0.27			1.05	0.30 ± 0.10	1.05	0.17 ± 0.05
						1.44	0.15 ± 0.05

Tab. C1

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma = 2 \cdot d^2\sigma/dtd\phi$ ($\phi \approx 180^\circ$) gemittelt über $120^\circ \leq \phi \leq 240^\circ$ für $\gamma_p \rightarrow K^+ \pi^0$

W = 2.21 GeV

$Q^2 = 0.06 \text{ GeV}^2$ $\epsilon = 0.41$		$Q^2 = 0.28 \text{ GeV}^2$ $\epsilon = 0.74$		$Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ $\epsilon = 0.85$		$Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$ $\epsilon = 0.82$	
$ t $ (GeV ²)	σ (nb/GeV ²)	$ t $ (GeV ²)	σ (nb/GeV ²)	$ t $ (GeV ²)	σ (nb/GeV ²)	$ t $ (GeV ²)	σ (nb/GeV ²)
		0.09	0.76 ± 0.20				
0.13	1.56 ± 0.40	0.15	1.14 ± 0.19	0.15	0.24 ± 0.10		
0.21	1.32 ± 0.32	0.21	1.11 ± 0.23	0.21	0.28 ± 0.08		
0.29	1.17 ± 0.31	0.29	0.87 ± 0.21	0.29	0.26 ± 0.07	0.29	0.15 ± 0.07
0.39	1.10 ± 0.37	0.39	0.61 ± 0.33	0.39	0.35 ± 0.10	0.39	0.15 ± 0.04
0.52	0.87 ± 0.30	0.52	0.99 ± 0.45	0.52	0.27 ± 0.08	0.52	0.10 ± 0.04
0.75	0.98 ± 0.26			0.75	0.24 ± 0.07	0.75	0.08 ± 0.03
1.05	0.88 ± 0.42			1.05	0.18 ± 0.08	1.05	0.14 ± 0.05
						1.44	0.06 ± 0.03

Tab. C2

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma = 2 \cdot d^2\sigma/dtd\phi$ ($\phi \approx 180^\circ$) gemittelt über $120^\circ \leq \phi \leq 240^\circ$ für $\gamma_p \rightarrow K^+ \pi^0$

W = 2.21 GeV

Q ² = 0.70 GeV ²		ε = 0.85	
t (GeV ²)	0.13	0.21	0.29
σ _U + εσ _L	1.34 ± 0.11	1.34 ± 0.10	0.87 ± 0.09
σ _P	-0.03 ± 0.20	0.17 ± 0.19	0.19 ± 0.16
σ _I	0.15 ± 0.09	0.01 ± 0.09	0.04 ± 0.08
r ₁	0.31	-0.05	0.17
r ₂	0.15	0.26	0.33
r ₃	0.23	-0.04	0.13
χ ² /n _D	3.8/3	2.9/3	1.5/3

Q ² = 1.35 GeV ²		ε = 0.82		
t (GeV ²)	0.19	0.29	0.39	0.52
σ _U + εσ _L	0.94 ± 0.16	0.37 ± 0.06	0.23 ± 0.05	0.23 ± 0.05
σ _P	0.02 ± 0.31	0.05 ± 0.13	-0.09 ± 0.11	-0.10 ± 0.11
σ _I	0.05 ± 0.14	0.03 ± 0.05	-0.02 ± 0.04	0.00 ± 0.04
r ₁	-0.16	0.16	-0.12	0.05
r ₂	0.10	0.00	-0.18	-0.24
r ₃	-0.12	0.11	-0.08	0.04
χ ² /n _D	1.5/3	4.5/3	6.1/3	4.8/3

σ_i = dσ/dt in Einheiten von nb/GeV²

r₁: Korrelationskoeffizient zwischen (σ_U + εσ_L) und σ_P

r₂: " " (σ_U + εσ_L) " σ_I

r₃: " " σ_P " σ_I

Tab. C3 Termtrennungsergebnisse für γ_vp → K⁺A

W = 2.21 GeV

Q ² = 0.70 GeV ²		ε = 0.85	
t (GeV ²)	0.15	0.21	0.29
σ _U + εσ _L	0.34 ± 0.09	0.30 ± 0.04	0.42 ± 0.05
σ _P	0.03 ± 0.16	-0.12 ± 0.09	-0.20 ± 0.10
σ _I	0.08 ± 0.09	0.00 ± 0.04	0.08 ± 0.04
r ₁	0.65	0.10	0.36
r ₂	0.46	0.00	0.03
r ₃	0.54	0.07	0.25
χ ² /n _D	0.2/3	1.5/3	3.1/3

Q ² = 1.35 GeV ²		ε = 0.82	
t (GeV ²)	0.29	0.39	0.52
σ _U + εσ _L	0.16 ± 0.04	0.13 ± 0.04	0.12 ± 0.03
σ _P	-0.08 ± 0.09	-0.10 ± 0.09	-0.13 ± 0.07
σ _I	0.01 ± 0.03	0.00 ± 0.03	-0.01 ± 0.02
r ₁	0.06	0.16	0.12
r ₂	-0.28	-0.43	-0.49
r ₃	0.04	0.10	0.07
χ ² /n _D	1.5/3	6.3/3	0.1/3

σ_i = dσ/dt in Einheiten von nb/GeV²

r₁: Korrelationskoeffizient zwischen (σ_U + εσ_L) und σ_P

r₂: " " (σ_U + εσ_L) " σ_I

r₃: " " σ_P " σ_I

Tab. C4 Termtrennungsergebnisse für γ_vp → K⁺π⁰

W = 2.21 GeV

t (GeV ²)	Q ² = 0.06 GeV ² L ^A (nb/GeV ²)	Q ² = 0.28 GeV ² L ^A (nb/GeV ²)	Q ² = 0.70 GeV ² L ^A (nb/GeV ²)	Q ² = 1.35 GeV ² L ^A (nb/GeV ²)
0.15	-1.00 ± 1.13	0.59 ± 0.42	1.05 ± 0.20	
0.21	2.71 ± 1.41	-0.08 ± 0.46	1.42 ± 0.26	
0.29	1.31 ± 1.20	0.77 ± 0.55	0.94 ± 0.23	0.33 ± 0.13
0.39	-0.15 ± 1.16	0.86 ± 0.93	0.92 ± 0.26	0.16 ± 0.09
0.52	0.80 ± 1.14	-0.31 ± 0.84	0.44 ± 0.18	0.22 ± 0.09
0.75	-0.46 ± 0.85		0.05 ± 0.12	0.22 ± 0.07
1.05	-1.02 ± 1.21		0.14 ± 0.15	0.04 ± 0.09

Tab. C5

Aus der Q²-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte berechnete obere Grenzen L^A für dσ_L/dt (Kap. V.2.3)

Literaturverzeichnis

BaK 71 W.Bartel und W.Kolster, Interner Bericht DESY F22-71/1
 BaM 75 A.Bartl und W.Majerotto, Nucl. Phys. B90 (1975) 285
 Bar 78 W.Bartl, priv. Mitteilung
 Ber 71 K.Berkelman, Intern. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies (Cornell 1971), Ithaca (NY) 1971
 Bod 74 A.Bodek et al., Phys. Lett. 51B (1974) 417
 Boy 69 A.M.Boyarski et al., Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 1131
 Bra 72 F.W.Brasse et al., Nucl. Phys. B39 (1972) 421
 Bra 75 F.W.Brasse et al., Phys. Lett. 58B (1975) 467
 Br1 72 P.Brauel, Diplomarbeit Hamburg 1972
 Bür 66 A.Bartl und P.Urban, Acta Physica Austriaca 24 (1966) 139
 Bur 73 H.Burfeindt et al., Contr. to the VI. Intern. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies, Bonn 1973
 Büß 77 Programm von F.W.Büßer
 Can 77 Th.Canzler, Dissertation Hamburg 1977 und Interner Bericht DESY F22-77/1
 CCl 75 J.Cleymans und F.E.Close, Nucl. Phys. B85 (1975) 429
 CEA 72 C.N.Brown et al., Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 1086
 Cor 74 C.J.Bebek et al., Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 21
 Cor 76 C.J.Bebek et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1326
 Cor 77 C.J.Bebek et al., Phys. Rev. D15 (1977) 594
 Cor 77a C.J.Bebek et al., Phys. Rev. D15 (1977) 3082
 Des 71 C.Driver et al., Nucl. Phys. B30 (1971) 245
 Des 74 T.Azemoon et al., DESY-Report 74/75, 1974
 Dic 73 B.Dickinson, Nucl. Phys. B54 (1973) 285
 Dix 69 W.-R.Dix, Interner Bericht DESY F22-69/1
 Dom 71 N.Dombey in: Hadronic Interact. of Electrons and Photons ed. J.Cumming & Osborn, London 1971
 Fel 72 P.Feller et al., Nucl. Phys. B39 (1972) 413
 Fes 75 K.Fesefeld, Diplomarbeit Hamburg 1975
 Fey 72 R.P.Feynman, Photon-Hadron Interactions, Reading (Mass.) 1972
 Fre 68 H.Frese, Diplomarbeit Hamburg 1968
 F22 77 P.Brauel et al., Phys. Lett. 69B (1977) 253
 F32 77 H.Ackermann et al., Interner Bericht DESY F32-77/64 ; wird in Nucl. Phys. veröffentlicht
 Gro 75 H.Grote, Diplomarbeit Hamburg 1975

- Guz 76 G.Guzielski, Diplomarbeit Hamburg 1976
Hel 75 M.Helm, Diplomarbeit Hamburg 1975
Hel 78 M.Helm, Dissertation Hamburg 1978
Jon 65 H.F.Jones, Nuovo Cimento 40A (1965) 1018
Kar 71 P.Karow, Dissertation Hamburg 1971 und
Interner Bericht DESY F32-71/1
Kol 76 W.-D.Kollmann, Dissertation Hamburg 1976 und
Interner Bericht DESY F22-76/1
Kra 74 G.Kramer, Acta Physica Austriaca 40 (1974) 150
LMR 72 N.Levy, W.Majerotto und B.J.Read, DESY-Report 72/57
Lüb 69 K.Lübelsmeyer, Contr. to Intern. Symp. on Electron and
Photon Interact. at High Energies (Liverpool 1969),
Daresbury 1969
Mil 71 G.Miller, Dissertation Stanford University, SLAC-Report 129 (1971)
Mil 72 G.Miller et al., Phys. Rev. D5 (1972) 528
MoT 69 L.W.Mo und Y.S.Tsai, Rev. Mod. Phys. 41,1 (1969) 205
Nac 74 O.Nachtmann, Nucl. Phys. B74 (1974) 422
Nac 76 O.Nachtmann, Nucl. Phys. B115 (1976) 61
Rab 74 G.Rabe, Diplomarbeit Hamburg 1974 und
Interner Bericht DESY F22-74/6
Sak 69 J.J.Sakurai, Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 981
Sch 69 W.Schmidt, Dissertation Hamburg 1969 und
Interner Bericht DESY F22-69/2
Sch 72 D.Schildknecht, DESY-Report 72/1
Sch 74 M.Schädlich, Diplomarbeit Hamburg 1974 und
Interner Bericht DESY F22-74/5
Sch 76 M.Schädlich, Dissertation Hamburg 1976 und
Interner Bericht DESY F22-76/2
SLA 75 D.J.Quinn et al., Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 543
Sti 64 P.Stichel, Zeitschr. für Physik 180 (1964) 170
Urb 70 P.Urban, Topics in applied Quantumelectrodynamics, New York 1970

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. G. Weber, der diese Arbeit ermöglicht hat, und Herrn Dr. R. Felst für anregende Vorschläge.

Die angenehme Arbeitsatmosphäre in der Gruppe F22 während der Messungen und der Auswertung des Synchrotron-Experiments trug sicher zum Gelingen dieser Arbeit bei, wofür ich allen Gruppenmitgliedern danke.

Besonders möchte ich mich bei Herrn Dr. J. Körner bedanken, der mir in seiner freundlichen Art manche theoretischen Zusammenhänge nachsichtig erklärte.

Als sehr hilfreich und ergiebig erwies sich die enge Zusammenarbeit mit meinen damaligen Mit-Doktoranden Th. Canzler und M. Helm, denen ich hiermit herzlich danke - ebenso Fräulein A. Dreher, Frau Fischer und Herrn Knaut für das Anfertigen von Zeichnungen und Frau S. Platz für das Schreiben der Arbeit.

Auch meiner Frau möchte ich hier danken, die die wenigen Höhen und zahlreichen Tiefen beim Formulieren dieser Arbeit miterlebte und mich - wenn nötig - verständnisvoll aufmunterte.

Im übrigen versichere ich, daß ich die Arbeit selbständig unter Verwendung der angegebenen Quellen angefertigt habe.

Hamburg, im April 1978

Lebenslauf

Am 3. August 1945 wurde ich in Hamburg geboren und besuchte hier nach fröhlicher Kindheit bis 1956 die Volksschule - bis zum Abitur im Februar 1965 das Gymnasium für Jungen Uhlenhorst-Barmbek. Meine Eltern (und auch BAFöG) ermöglichten mir das Studium der Physik in Hamburg, das einschließlich zweier Urlaubssemester (wegen Krankheit) bis Dezember 1972 währte.

Ab Jan. 1973 bis Dez. 1977 arbeitete ich dann als wissenschaftlicher Angestellter der Universität Hamburg an einem Synchrotron-Experiment der Gruppe F22/DESY mit.

Nach der Aufbauphase des Experiments und den ersten Messungen begann ich im Jahre 1975 mit der Datenauswertung für meine Doktorarbeit.

In dieser ergiebigen Zeit lernte ich auch Marianne Lehmann kennen, die nun u.a. deswegen seit Dezember 1976 mit mir verheiratet ist.

