

Interner Bericht  
DESY F35-69/1  
Februar 1969

DESY-Bibliothek

— 7. MRZ. 1969 ✓

Photoeinfacherzeugung geladener  $\pi$ -Mesonen  
bei kleinen Impulsüberträgen  
im Energiebereich zwischen 2.6 und 6.0 GeV

von

Peter Heide



Photoeinfacherzeugung geladener  $\pi$ -Mesonen  
bei kleinen Impulsüberträgen  
im Energiebereich zwischen 2.6 und 6.0 GeV\*

von

Peter Heide

Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg

Abstract

Single charged pion photoproduction in the reactions  $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$ ,  $\gamma + d \rightarrow \pi^+ + n + n$  and  $\gamma + d \rightarrow \pi^- + p + p$  has been measured at photon energies between 2.6 and 6.0 GeV in the momentum transfer range from  $t = -0.003$  to  $-0.6$  (GeV/c)<sup>2</sup>.

For momentum transfers  $|t| < 0.1$  (GeV/c)<sup>2</sup> the  $\pi^+$  differential cross sections  $d\sigma/dt$  from deuterium are clearly suppressed relative to those from hydrogen, the difference becoming smaller with increasing momentum transfer. The  $\pi^-/\pi^+$  ratio from deuterium is about unity near the forward direction and drops to about 0.3 at  $|t| \approx 0.4$  (GeV/c)<sup>2</sup>. The data support the existence of a forward peak in  $\pi^-$  photoproduction on neutrons.

In terms of the vector meson dominance model the observed difference between the  $\pi^-$  and  $\pi^+$  photoproduction cross sections requires the contribution of the  $\rho^0$  and the  $\omega$  intermediate state. The sum of the  $\pi^-$  and  $\pi^+$  cross sections is in rather good agreement with the vector dominance prediction. In Regge pole models the deviation of the  $\pi^-/\pi^+$  ratio from unity implies that both G parities are exchanged. A model using the  $\pi$  and the  $\rho$  trajectory and two cuts describes the data rather well.

---

\*Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experiments, das von P. Heide, U. Kötzt, R. A. Lewis, P. Schmüser, H. J. Skronn und H. Wahl am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg ausgeführt wurde. Ergebnisse wurden bereits in Phys. Rev. Letters 21, 248 (1968) veröffentlicht.



## INHALTSVERZEICHNIS

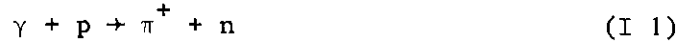
I.	Einleitung	1
II.	Prinzip der Messung	4
	1. Das Zuschauermodell	4
	2. Kinematik der $\pi^{\pm}$ -Photoproduktion am Deuteron	5
III.	Experimentelle Anordnung	10
	1. Der $\gamma$ -Strahl	10
	1.1 Aufbau	10
	1.2 Intensitätsmessung	10
	1.3 Energiedefinition	10
	2. Das Flüssig-Wasserstoff/Deuteriumtarget	11
	3. Das Spektrometer	11
	3.1 Übersicht	11
	3.2 Optische Eigenschaften und Auflösungsvermögen	12
	3.2.1 Experimentelle Prüfung der optischen Eigenschaften	15
	3.3 Akzeptanz	17
	3.4 Zählersystem	19
	4. Schnelle Elektronik	21
	4.1 Geometriekoinzidenz	21
	4.2 Hauptkoinzidenz, Pion-Ereignis	21
	4.3 Zählverluste durch Totzeit	22
	4.4 Zeitliche Übereinstimmung und zufällige Koinzidenzen	22
	4.5 Hodoskop-Elektronik	24
IV.	Durchführung der Messungen	25
	1. Die Aufgabe der PDP5 im Experiment	25
	2. Vorbereitung der Messung	25
	3. Datenphase	25
	4. Auswertephase	26
	5. Quantameter-Korrektur	26
V.	Auswertung der Messungen	27
	1. Berechnung der Wirkungsquerschnitte	27
	2. Beitrag durch Pion-Mehrfacherzeugung	31
	3. Korrekturen	31

3.1	Pion-Absorption durch starke Wechselwirkung	31
3.2	Pion-Zerfall	32
3.3	Nicht eindeutige Pion-Ereignisse	32
3.4	$Q_{\text{eff}}$ -Korrektur	33
3.5	Leertarget	33
3.6	Nicht-Pion-Beitrag und Pionverlust	34
4.	Systematischer Fehler	35
VI.	Ergebnisse	36
VII.	Diskussion	41
1.	Zusammenhang zwischen der $\pi^{\pm}$ -Photoerzeugung am Deuteron und am freien Nukleon	41
1.1	Bestimmung des Wirkungsquerschnittes für $\gamma + n \rightarrow \pi^{-} + p$	45
2.	Theoretische Modelle zur Photoeinfacherzeugung geladener Pionen	46
2.1	Vektormeson-Dominanz-Modell	47
2.2	Regge-Pol-Modell	51
VIII.	Zusammenfassung	53
	Literaturverzeichnis	54

## I. Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Photoeinfacherzeugung geladener  $\pi$ -Mesonen. Es sei einleitend zunächst ein kurzer allgemeiner Überblick über die bisher auf diesem Gebiet durchgeführten Experimente gegeben.

Die Reaktion



wurde für  $\gamma$ -Energien  $k < 1$  GeV von sehr vielen Autoren untersucht. Eine Sammlung dieser Daten gibt Ref.1. Der Energiebereich  $1.0 \leq k \leq 1.39$  GeV ist in mehreren Dissertationen am CALTECH erforscht worden <sup>2)</sup>.

Die ersten Messungen im Bereich mehrerer GeV für Erzeugungswinkel des Pions im Schwerpunktsystem (c.m.)  $\Theta_{\pi^+}^{\text{c.m.}} \geq 20^\circ$  wurden bei CEA vorgenommen <sup>3)</sup>. Für  $k = 3.4$  und  $5$  GeV und  $\Theta_{\pi^+}^{\text{c.m.}}$  zwischen etwa  $15^\circ$  und  $50^\circ$  liegen Daten von Joseph et al. <sup>4)</sup> vor. Umfassende Messungen der  $\pi^+$ -Photoerzeugung wurden am DESY für  $\gamma$ -Energien von  $1.2$  bis  $3.3$  GeV und  $\Theta_{\pi^+}^{\text{c.m.}}$  zwischen  $2.5^\circ$  und  $50^\circ$  durchgeführt <sup>5)</sup>. Alvarez et al. <sup>6)</sup> untersuchten die Reaktion (I 1) im  $\gamma$ -Energiebereich zwischen  $0.9$  und  $3.2$  GeV für Erzeugungswinkel des Pions in Rückwärtsrichtung.

Im Bereich sehr hoher  $\gamma$ -Energien, nämlich für  $k = 5, 8, 11$  und  $16$  GeV und Vorwärtserzeugungswinkel des Pions <sup>7)</sup> sowie für  $k$  zwischen  $2.8$  und  $9.8$  GeV in Rückwärtsrichtung <sup>8)</sup> wurden Messungen bei SLAC ausgeführt.

Die extreme Vorwärtsrichtung der  $\pi^+$ -Photoproduktion bis herab zu Werten des invarianten Viererimpulsübertrags-Quadrats von  $t = -10^{-4} (\text{GeV}/c)^2$  wurde bei DESY für  $k = 2.7$  und  $4.9$  GeV <sup>9)</sup> und für höhere Photonenergien bei SLAC <sup>7,25)</sup> untersucht.

Verglichen mit dieser Vielfalt der Daten für die Reaktion (I 1) ist die bisherige experimentelle Information über die  $\pi^-$ -Photoerzeugung am Neutron gemäß der Reaktion



recht dürftig. Da es keine Targets aus freien Neutronen gibt, wird der Prozeß (I 2) stets am Deuteron untersucht.

Für  $\gamma$ -Energien bis zu 500 MeV liegen Messungen für die Reaktionen



sowie für die Verhältnisse

$$R^+ = \frac{d\sigma/dt(\gamma d \rightarrow \pi^+ nn)}{d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)}$$

und

$$R_d = \frac{d\sigma/dt(\gamma d \rightarrow \pi^- pp)}{d\sigma/dt(\gamma d \rightarrow \pi^+ nn)}$$

von mehreren Autoren vor. Die Zitate und insbesondere eine Zusammenfassung über die in den meisten Experimenten untersuchten  $\pi^-/\pi^+$ -Verhältnisse am Deuteron  $R_d$  werden in einer Arbeit von Hogg <sup>10)</sup> gegeben. Diese Messungen umfassen fast ausschließlich den Bereich großer Produktionswinkel des Pions ( $\theta_{\pi}^{\text{c.m.}} > 35^\circ$ ; hier wie im folgenden bezeichnet der Index c.m. das Schwerpunktsystem des Photons und Targetnukleons). Pine und Bazin <sup>11)</sup> geben für  $\gamma$ -Energien bis 200 MeV und  $\theta_{\pi}^{\text{c.m.}}$  zwischen  $40^\circ$  und  $145^\circ$  das  $\pi^-/\pi^+$ -Verhältnis für freie Nukleonen

$$R_N = \frac{d\sigma/dt(\gamma n \rightarrow \pi^- p)}{d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)}$$

an, das sie aus den gemessenen Werten für  $R_d$  vor allem durch Berücksichtigung der Coulomb-Wechselwirkungen im Endzustand der Reaktion (I 3) berechneten.

Für  $\gamma$ -Energien zwischen 500 und 1000 MeV und  $\theta_{\pi}^{\text{c.m.}}$  von  $20^\circ$  bis  $164^\circ$  wurden Messungen von  $R_d$  von Neugebauer et al. <sup>12)</sup> durchgeführt. Diese Autoren geben ferner differentielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktion (I 2) am freien Neutron an, berechnet nach der Beziehung

$$d\sigma/dt(\gamma n \rightarrow \pi^- p) = R_d \cdot d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow \pi^+ n),$$

und diskutieren das Verhältnis  $R^+$ .

White et al. <sup>13)</sup> haben den totalen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion (I 2) in einem Diffusions-Nebelkammer-Experiment bis  $k = 1$  GeV bestimmt. Neue Messungen mit der DESY-Blasenkammer erfassen den  $k$ -Bereich bis 2 GeV <sup>14)</sup>.

Bevor die dieser Dissertation zugrundeliegenden Messungen ausgeführt wurden, lag ein einziges Zählerexperiment zur  $\pi^-$ - und  $\pi^+$ -Photoproduktion am Deuteron für  $\gamma$ -Energien von mehreren GeV vor. Bar-Yam et al. <sup>15)</sup> untersuchten die Reaktionen (I 3) und (I 4) sowie (I 1) für  $k$  zwischen 3.0 und 3.7 GeV und



$\Theta_{\pi}^{\text{c.m.}}$  zwischen  $30^{\circ}$  und  $90^{\circ}$ . Die Messungen erfassen Impulsüberträge  $t$  von etwa  $-0.37$  bis  $-2.8$   $(\text{GeV}/c)^2$ . Die Autoren finden einen Abfall des Verhältnisses  $R_d$  mit abnehmendem Impulsübertrag, wobei sie für den kleinsten gemessenen  $|t|$ -Wert  $R_d \approx 0.35$  erhalten, und ein mit 1 verträgliches Verhältnis  $R^+$ .

Aus den Wirkungsquerschnitten für die Reaktionen (I 1), (I 3) und (I 4) läßt sich der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion (I 2) vermöge  $R_d \approx R_N$  berechnen (siehe Kap. VII. 1.1). Eine Isospinzerlegung für (I 1) und (I 2) zeigt (siehe Kap. VII. 2), daß die Wirkungsquerschnitte für die  $\pi^+$ -Photoproduktion am Proton und die  $\pi^-$ -Erzeugung am Neutron in der folgenden Form geschrieben werden können:

$$\begin{aligned} d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) &= |A_v + A_s|^2 \\ d\sigma/dt(\gamma n \rightarrow \pi^- p) &= |A_v - A_s|^2 \end{aligned} .$$

Man sieht, daß der Isovektoranteil  $A_v$  und der Isoskalaranteil  $A_s$  der Photoproduktionsamplitude für  $\pi^+$ - und  $\pi^-$ -Erzeugung mit entgegengesetztem Vorzeichen interferieren. Die Untersuchung der Reaktionen (I 1) und (I 2) beziehungsweise des Verhältnisses  $R_N$  ( $\approx R_d$ ) ihrer Wirkungsquerschnitte ermöglicht daher eine Aussage über den relativen Beitrag isovektorieller und isoskalarer Photonen zum Wirkungsquerschnitt, die im Hinblick auf das Vektor-meson-Dominanz-Modell und auf Teilchenaustausch-Modelle von Bedeutung ist.

Die Ergebnisse von Bar-Yam et al. <sup>15)</sup> für das Verhältnis  $R_d$  zeigen, daß im Bereich größerer Impulsüberträge beträchtliche Interferenz zwischen  $A_v$  und  $A_s$  bestehen muß, die mit abnehmendem  $|t|$  zunimmt. Sie werfen die Frage auf, ob sich dieses Verhalten zu kleineren Impulsüberträgen hin fortsetzt.

In der vorliegenden Arbeit werden die Reaktionen (I 1), (I 3) und (I 4) für  $\gamma$ -Energien  $k$  zwischen 2.6 und 6.0 GeV bei Impulsüberträgen  $t$  zwischen  $-0.003$  und  $-0.6$   $(\text{GeV}/c)^2$  untersucht und die Verhältnisse  $R_d$  und  $R^+$  im Bereich kleiner Erzeugungswinkel des Pions ( $2.6^{\circ} < \Theta_{\pi}^{\text{c.m.}} < 31^{\circ}$ ) studiert.

## II. Prinzip der Messung

Untersucht man die Photo-Einfachproduktion geladener  $\pi$ -Mesonen am freien Nukleon,



mit dem kontinuierlichen Photonenspektrum, das bei der Abbremsung mono-energetischer Elektronen in Materie entsteht, so sind alle kinematischen Größen dieser Reaktion eindeutig festgelegt, wenn man Richtung und Impuls des Pions mißt. Für die  $\pi^+$ -Erzeugung am Wasserstoff sind diese Verhältnisse gegeben, dagegen muß für die  $\pi^-$ -Erzeugung als einfachstes "Neutronen-target" Deuterium herangezogen werden. Da das Deuteron ein gebundenes Neutron-Proton System darstellt, ergibt sich die Frage, wie weit die Kinematik für die Photoproduktion am Deuteron festgelegt ist, wenn man auch in diesem Fall nur das erzeugte Pion nachweist.

### 1. Das Zuschauermodell

Proton und Neutron im Deuteron sind sehr lose gebunden. Die Bindungsenergie beträgt nur 2.226 MeV. Der mittlere Abstand zwischen den beiden Nukleonen ist mit etwa 4.3 fm erheblich größer als die Reichweite der sie bindenden Kernkraft von etwa 1.7 fm. Dieser Sachverhalt hat zum Konzept des Zuschauermodells, auch Stoßnäherung genannt, geführt. In diesem Modell wird angenommen, daß das einfallende Teilchen, in unserem Fall also das Photon, nur mit einem der beiden Nukleonen wechselwirkt, während das andere Nukleon als unbeteiligter "Spektator" nach dem Stoß den gleichen Impuls  $\vec{p}_s$  hat, den es vor der Wechselwirkung infolge seiner Fermi-Bewegung im Deuteron besaß. Diese wird durch die Deuteron-Wellenfunktion  $\psi_d(r)$  beziehungsweise deren Fouriertransformierte  $\tilde{\psi}_d(p)$  bestimmt. Nach Hulthén<sup>16)</sup> hat  $\psi_d(r)$  näherungsweise die Form

$$\psi_d(r) = \left[ \frac{\alpha\beta(\alpha + \beta)}{2\pi(\alpha - \beta)^2} \right]^{1/2} \cdot \frac{e^{-\alpha r} - e^{-\beta r}}{r}$$

Daraus ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, daß das Zuschauernukleon (wie auch das Targetnukleon vor dem Stoß) einen Impuls zwischen  $|\vec{p}_s|$  und  $|\vec{p}_s| + d|\vec{p}_s|$  hat zu

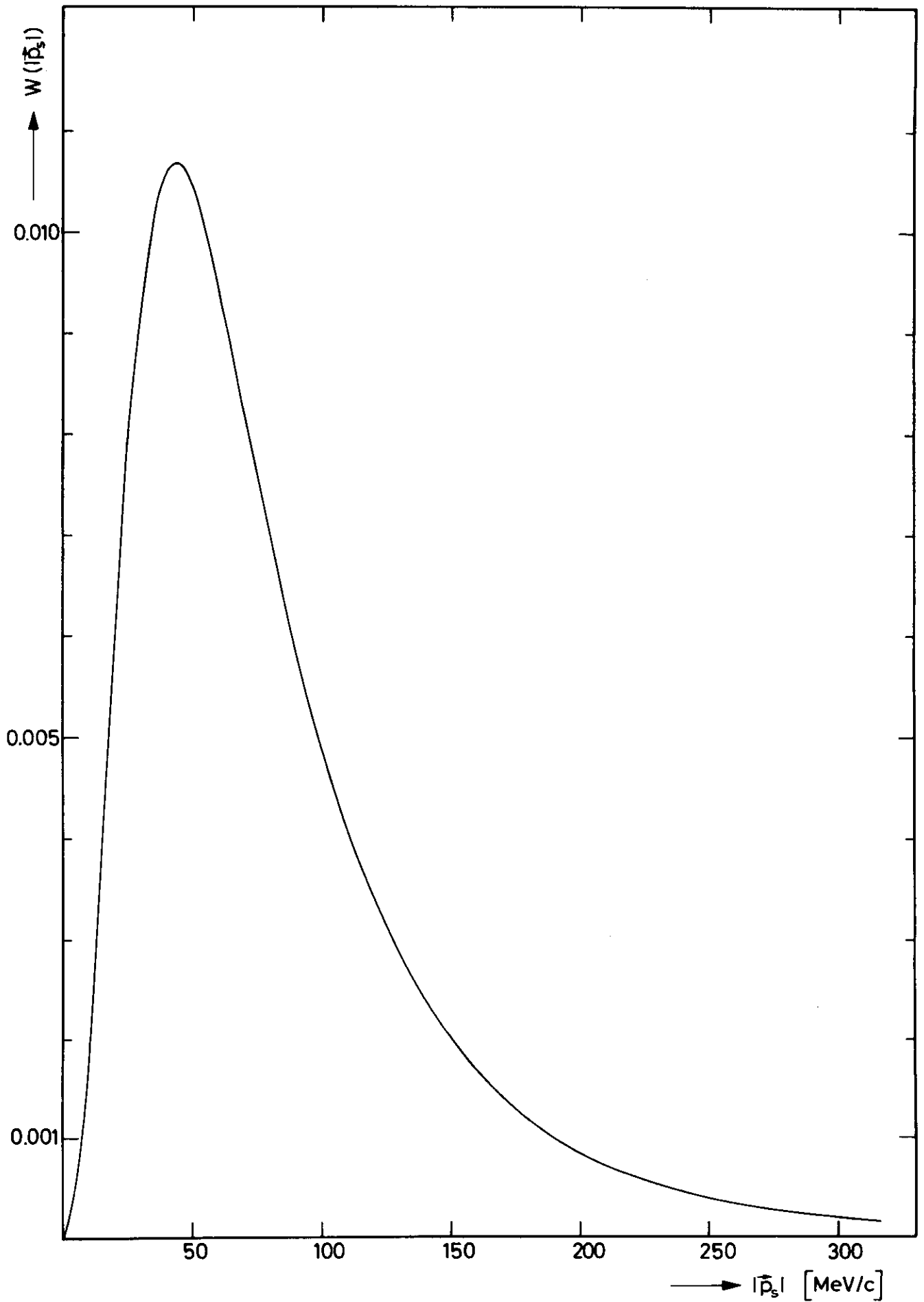


Abb.1 Hulthén-Impulsverteilung der Nukleonen im Deuteron

$$\begin{aligned}
 W(|\vec{p}_s^+|) \cdot d|\vec{p}_s^+| &= 4\pi |\vec{p}_s^+|^2 \cdot \left| \tilde{\psi}_d(|\vec{p}_s^+|) \right|^2 \cdot d|\vec{p}_s^+| = \\
 &= \frac{4\alpha\beta(\alpha + \beta)}{\pi(\alpha - \beta)^2} \cdot \left[ \frac{1}{|\vec{p}_s^+|^2 + \alpha^2} - \frac{1}{|\vec{p}_s^+|^2 + \beta^2} \right]^2 \cdot |\vec{p}_s^+|^2 \cdot d|\vec{p}_s^+|
 \end{aligned}$$

mit  $\alpha = 45.7 \text{ MeV/c}$  und  $\beta = (260 \pm 2) \text{ MeV/c}$  <sup>13)</sup>.

In Abbildung 1 ist die Hulthén-Impulsverteilung der Nukleonen im Deuteron aufgetragen. Ihr Verlauf wird durch Diffusions-Nebelkammer<sup>13)</sup> - und Blaskammer-Messungen<sup>14)</sup> recht gut bestätigt. Die Messungen zeigen eine schwache Anisotropie der Spektator-Winkelverteilungen, die als kinematischer Effekt durch Berücksichtigung des Flußfaktors (s. Kap. V. 1) erklärt werden kann<sup>14)</sup>. Nach der Hulthén-Verteilung beträgt der wahrscheinlichste Impuls der Nukleonen im Deuteron  $\approx 43 \text{ MeV/c}$ , der mittlere Impuls  $\approx 86 \text{ MeV/c}$  und der quadratische Mittelwert des Impulses  $\approx 109 \text{ MeV/c}$ .

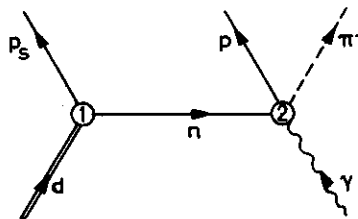
## 2. Kinematik der $\pi^\pm$ -Photoproduktion am Deuteron

Die folgenden Überlegungen werden für die  $\pi^-$ -Photoerzeugung am Neutron des Deuterons durchgeführt; für die  $\pi^+$ -Produktion am Proton des Deuterons gelten ganz analoge Beziehungen.

Die Reaktion



kann durch folgendes Diagramm dargestellt werden:



Das Deuteron dissoziiert im Sinne des Zuschauermodells in ein an der Reaktion unbeteiligtes Spektator-Proton und ein Neutron, an letzterem findet der Photoproduktionsprozeß statt. Dieser unterscheidet sich

kinematisch von der Photoerzeugung am freien Neutron dadurch, daß das Neutron jetzt einen durch die Deuteron-Wellenfunktion bestimmten Impuls besitzt und seine Masse ungleich der eines freien Neutrons ist. Betrachtet man obiges Diagramm als Feynman-Graphen, so ist "n" als ein durch eine innere Linie dargestelltes virtuelles Teilchen aufzufassen. Zur Unterscheidung von einem reellen Neutron, n, sei im folgenden das virtuelle Neutron durch einen Strich gekennzeichnet, n'.

Nach Einführung der Laborsystem-Viererimpulse

$$p_d = (m_d, 0) ; p_{p_s} = (E_{p_s}, \vec{p}_s) ; p_{n'} = (E_{n'}, \vec{p}_F) ; [\vec{p}_F = -\vec{p}_s]$$

$$p_\gamma = (k, \vec{k}) ; p_{\pi^-} = (E_{\pi^-}, \vec{p}_{\pi^-}) ; p_p = (E_p, \vec{p}_p)$$

mit der Metrik  $p^2 = E^2 - |\vec{p}|^2 = m^2$

gilt am 1. Vertex

$$p_{n'}^2 = m_{n'}^2 = (p_d - p_{p_s})^2 .$$

Daraus ergibt sich für die virtuelle Neutronmasse

$$m_{n'} = \left( m_d^2 + m_p^2 - 2m_d \sqrt{m_p^2 + |\vec{p}_s|^2} \right)^{1/2}$$

beziehungsweise mit  $m_d = m_p + m_n - E_b$  ( $E_b$  = Bindungsenergie des Deuterons)

$$m_{n'} \approx m_n - E_b - \frac{|\vec{p}_s|^2}{m_p} \approx m_n - E_b - 2E_{kin}^p .$$

Dieses Ergebnis ist unmittelbar verständlich: Die virtuelle Masse des im Deuteron bewegten Neutrons muß um die Bindungsenergie des Deuterons und um die kinetische Energie der beiden Nukleonen kleiner als die Masse eines ruhenden, freien Neutrons sein. Für den quadratischen Mittelwert des Fermiimpulses ist  $\Delta m = m_n - m_{n'} \approx 15$  MeV.

Der Zusammenhang zwischen der Energie k des Bremsquants und dem unter einem Winkel  $\Theta_{\pi^-}$ , gemessen gegen die Richtung des  $\gamma$ -Strahls, erzeugten Pion vom Impuls  $|\vec{p}_{\pi^-}|$  ergibt sich aus der Beziehung

$$(p_\gamma + p_{n'} - p_{\pi^-})^2 = p_p^2$$

am 2. Vertex des obigen Diagramms im Laborsystem zu

$$k = \frac{m_p^2 - m_{n'}^2 - m_{\pi^-}^2 + 2E_{n'}E_{\pi^-} - 2|\vec{p}_F| \cdot |\vec{p}_{\pi^-}| \cos \zeta}{2(E_{n'} - |\vec{p}_F| \cos \chi - E_{\pi^-} + |\vec{p}_{\pi^-}| \cos \Theta_{\pi^-})} ; \quad (\text{II } 2)$$

dabei ist  $\chi$  der Winkel zwischen  $\vec{k}$  und  $\vec{p}_F$ , und  $\zeta$  der Winkel zwischen  $\vec{p}_F$  und  $\vec{p}_{\pi^-}$ .

Bei der dem Prozeß (II 1) energetisch nächstliegenden Reaktion wird ein zusätzliches  $\pi^0$  erzeugt:



Die Schwellenenergie  $k_{\text{Schwelle}}$  für diesen Prozeß ist bei festgehaltenem Erzeugungswinkel und Impuls des  $\pi^-$  dadurch bestimmt, daß  $p$  und  $\pi^0$  keinen Impuls relativ zueinander haben. Sie ergibt sich aus (II 2), wenn man  $m_p$  durch  $(m_p + m_{\pi^0})$  ersetzt. Die  $\gamma$ -Energie muß also mindestens um

$$\Delta k = k_{\text{Schwelle}} - k = \frac{2m_p \cdot m_{\pi^0} + m_{\pi^0}^2}{2(E_{n'} - |\vec{p}_F| \cos \chi - E_{\pi^-} + |\vec{p}_{\pi^-}| \cos \Theta_{\pi^-})} \quad (\text{II } 3)$$

größer sein, damit bei vorgegebenem  $\Theta_{\pi^-}$  und  $|\vec{p}_{\pi^-}|$  ein zusätzliches  $\pi^0$  erzeugt wird.

Die Invarianten  $s$  und  $t$  bezeichnen das Quadrat der Gesamtenergie  $E^{\text{c.m.}}$  im Schwerpunktsystem des Photons und Targetnukleons beziehungsweise das Quadrat des Viererimpulsübertrags. Sie ergeben sich am Photo-produktionsvertex aus

$$t = (p_\gamma - p_{\pi^-})^2 \quad \text{und} \quad s = (p_\gamma + p_{n'})^2$$

in Laborgrößen ausgedrückt zu

$$t = m_{\pi^-}^2 - 2k(E_{\pi^-} - |\vec{p}_{\pi^-}| \cos \Theta_{\pi^-}) \quad (\text{II } 4)$$

und

$$s = (m_{n'}^2 + 2km_{n'}) \cdot \frac{E_{n'} - |\vec{p}_F| \cdot \cos \chi}{m_{n'}} \quad (\text{II } 5)$$

Für  $m_{n'} = m_n$  und  $\vec{p}_s = 0$  gehen die Gleichungen (II 2), ... (II 5) in die kinematischen Beziehungen für die Photoerzeugung am freien Neutron über. In den Abbildungen 2a und 2b wird der Zusammenhang zwischen Produktionswinkel und Impuls des in den Reaktionen (I 2), (II 1) und (II 1') erzeugten  $\pi^-$  für die  $\gamma$ -Energien  $k = 3.4$  und  $5$  GeV dargestellt. Für den Fermiimpuls werden die drei Fälle  $\vec{p}_F = 0$ ,  $|\vec{p}_F| = 100$  MeV/c und  $\chi = 180^\circ$ , sowie  $|\vec{p}_F| = 100$  MeV/c und  $\chi = 0^\circ$  betrachtet. Man sieht, daß für kleine Erzeugungswinkel des Pions ( $\Theta_{\pi^-} \lesssim 10^\circ$ ) die  $p_{\pi^-}(\Theta_{\pi^-})$ -Kurven für die Reaktion  $\gamma d \rightarrow p_s \pi^- p$  nicht wesentlich vom Verlauf der Kurve für den Prozeß  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$  abweichen. Ferner zeigen die Kurven, daß die energetische Trennung zwischen Einfach- und Mehrfachpionerzeugung auch im Fall des Deuterons noch recht gut ist.

Um die bei vorgegebenem Impuls und Erzeugungswinkel des Pions durch die Fermibewegung des Targetneutrons bedingte Unsicherheit in  $k$ ,  $t$  und  $E^{c.m.}$  abzuschätzen, wurde die Verteilung dieser Größen nach der Monte Carlo-Methode berechnet. Dabei wurden in den Gleichungen (II 2), (II 4) und (II 5) der Betrag des Fermiimpulses gemäß der Hulthén-Funktion und seine Richtung zufällig variiert. Die Abbildungen 3a,b,c und 4a,b,c zeigen das Ergebnis dieser Rechnungen für verschiedene  $|\vec{p}_{\pi^-}|$ ,  $\Theta_{\pi^-}$ -Kombinationen. Die deutliche Asymmetrie der Verteilungen, die sich bereits in den Abbildungen 2a und 2b im Verlauf der Kurven für  $\vec{p}_F = -100$  MeV/c und  $\vec{p}_F = +100$  MeV/c relativ zur Kurve für  $\vec{p}_F = 0$  anzeigt, resultiert aus der Virtualität des Neutrons, das heißt aus der Abhängigkeit seiner Masse von  $|\vec{p}_F|$ .

Wie schon den Abbildungen 2a und 2b zu entnehmen war, werden die Verteilungen für  $k$  und  $t$  mit wachsendem Erzeugungswinkel des Pions breiter. In dem für diese Arbeit interessanten Winkelbereich sind die Halb-

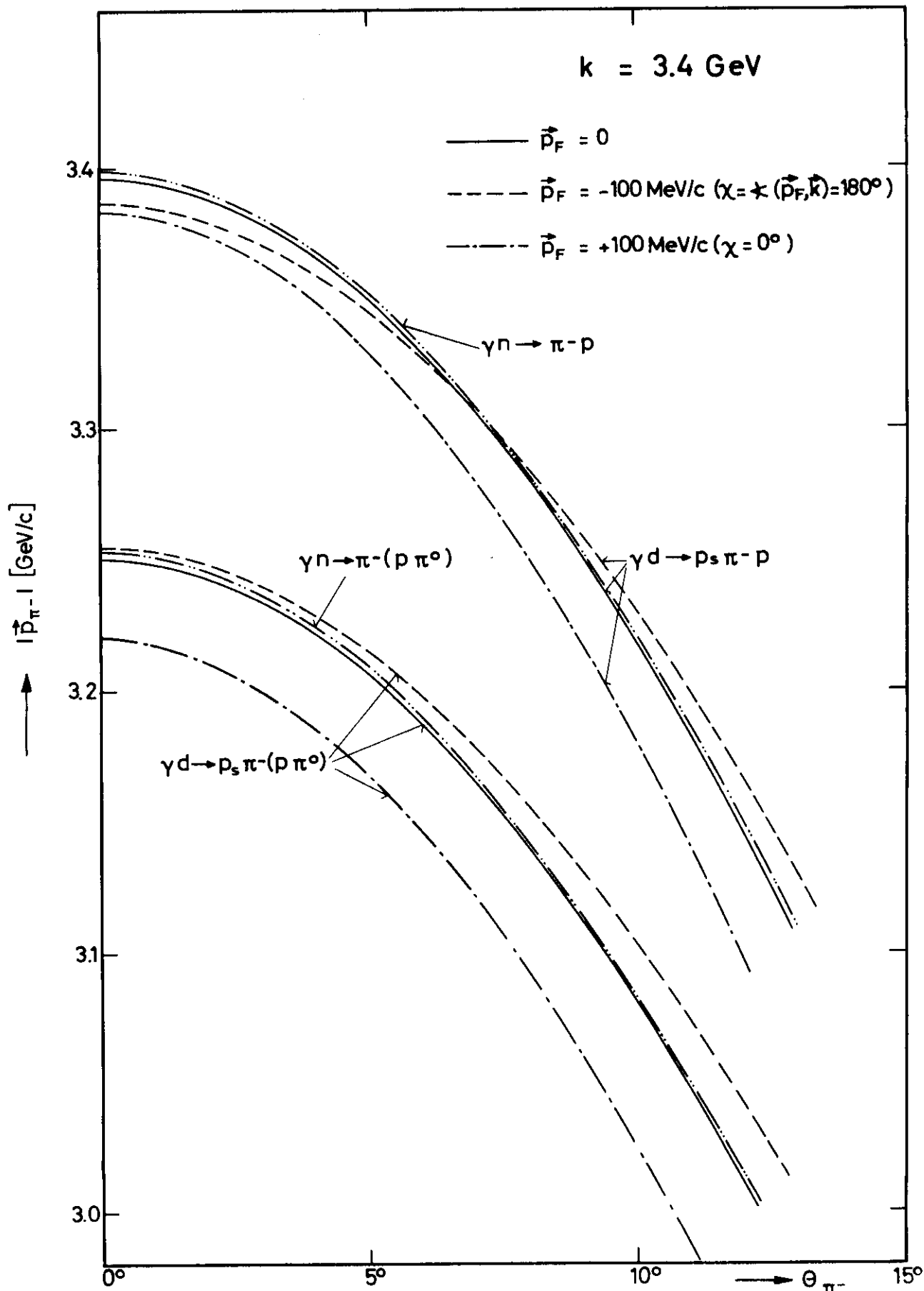


Abb.2a Laborsystem-Kinematik der  $\pi^-$ -Photoerzeugung am Deuteron und am freien Neutron für die  $\gamma$ -Energie  $k = 3.4 \text{ GeV}$

( $\vec{p}_F$  = Fermiimpuls des Neutrons im Deuteron)



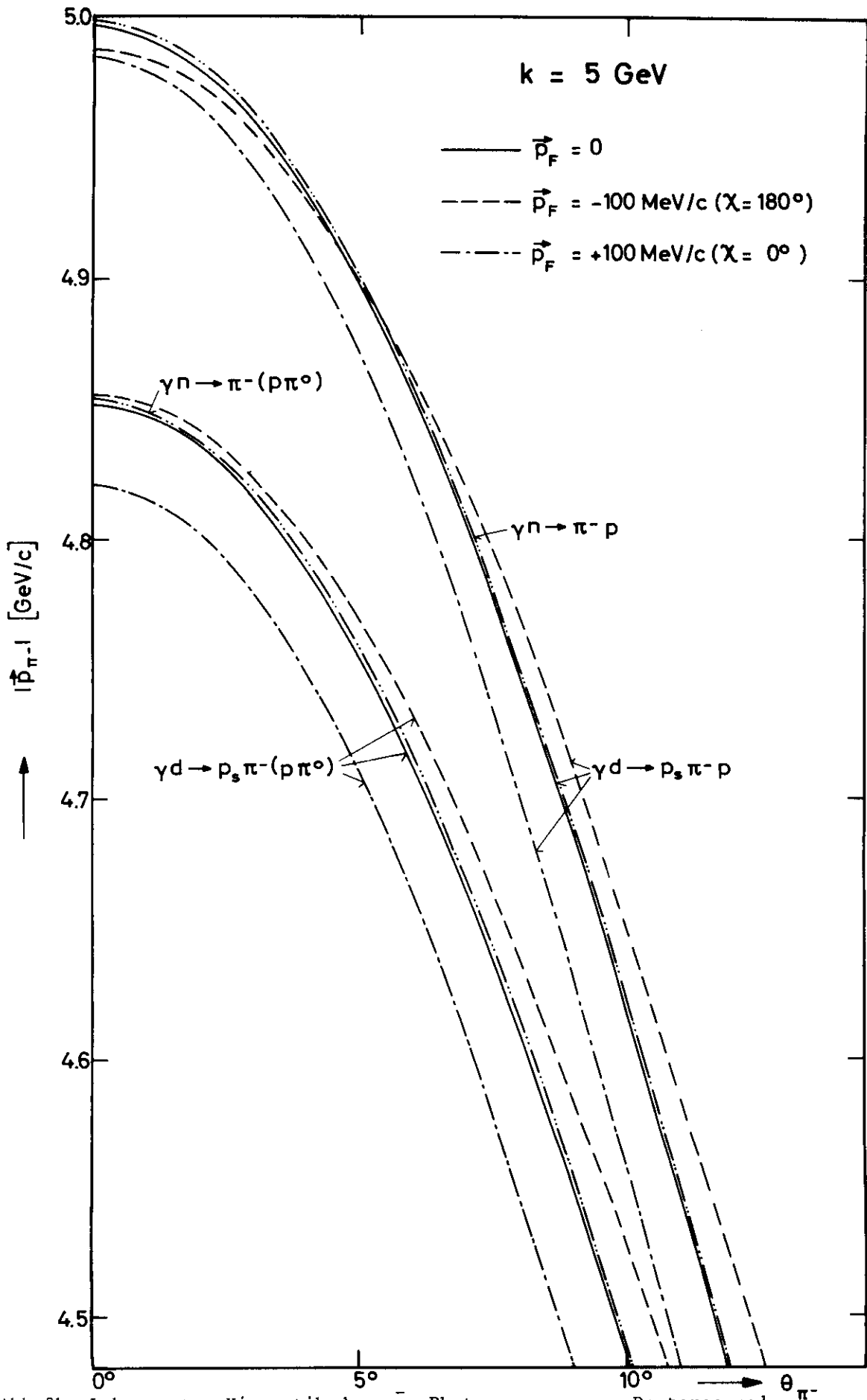


Abb.2b Laborsystem-Kinematik der  $\pi^-$ -Photoerzeugung am Deuteron und am freien Neutron für die  $\gamma$ -Energie  $k = 5 \text{ GeV}$   
 ( $\vec{p}_F$  = Fermiimpuls des Neutrons im Deuteron)

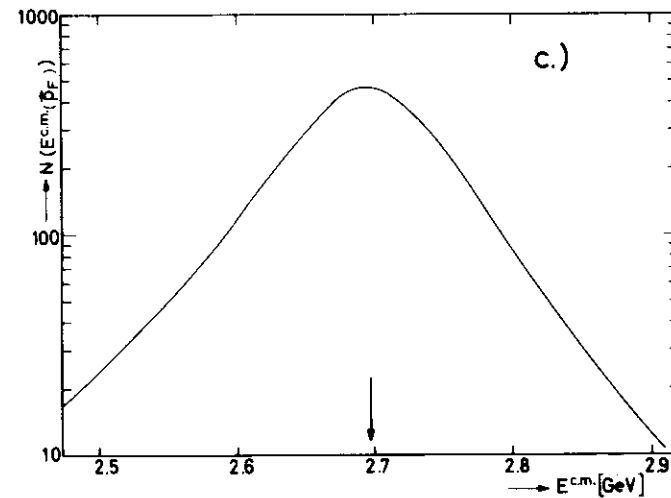
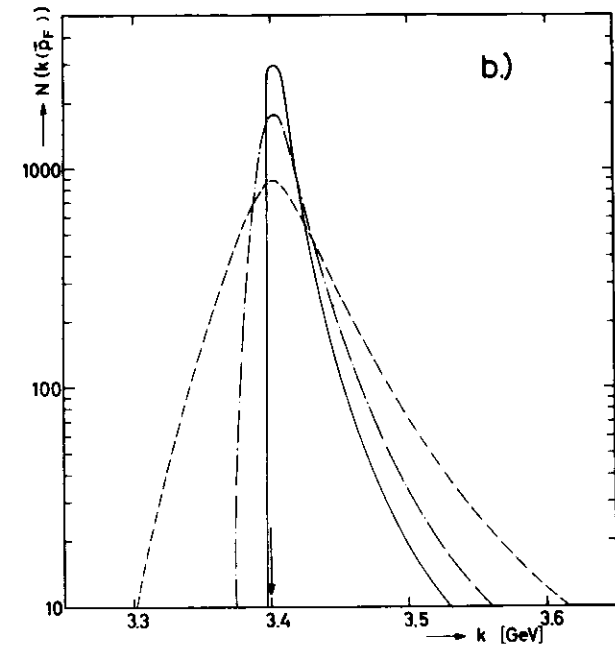
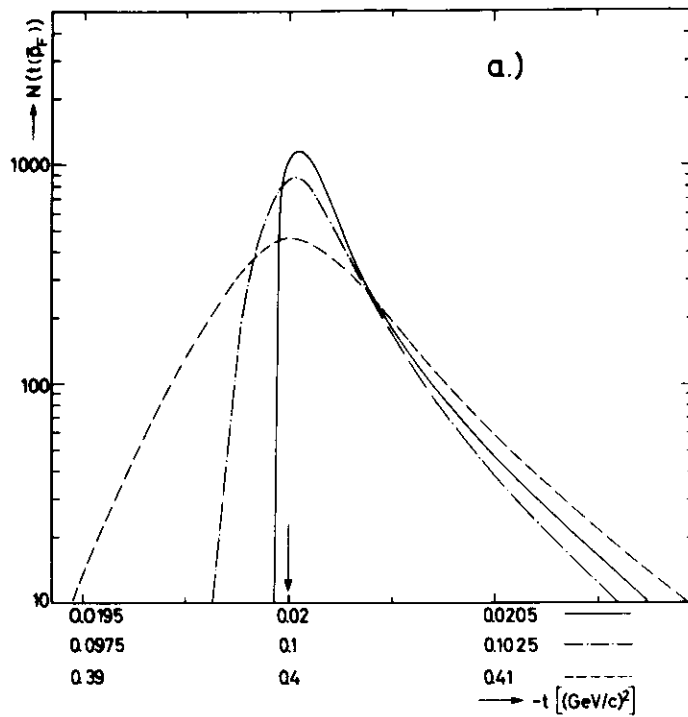


Abb.3 Durch die Fermibewegung des Targetneutrons im Deuteron bedingte  $t$ -Verteilung (a),  $k$ -Verteilung (b) und  $E^{c.m.}$ -Verteilung (c) für die Reaktion  $\gamma + d \rightarrow p_B + \pi^- + p$  bei vorgegebenem Impuls und Erzeugungswinkel des  $\pi^-$ .

—  $|\vec{p}_{\pi^-}| = 3.388 \text{ GeV}/c, \theta_{\pi^-} = 2.38^\circ$

- · - · -  $|\vec{p}_{\pi^-}| = 3.345 \text{ GeV}/c, \theta_{\pi^-} = 5.37^\circ$

- - -  $|\vec{p}_{\pi^-}| = 3.185 \text{ GeV}/c, \theta_{\pi^-} = 11.01^\circ$

Die Pfeile bezeichnen die Werte von  $t$ ,  $k$  und  $E^{c.m.}$  für die Reaktion  $\gamma + n \rightarrow \pi^- + p$ .

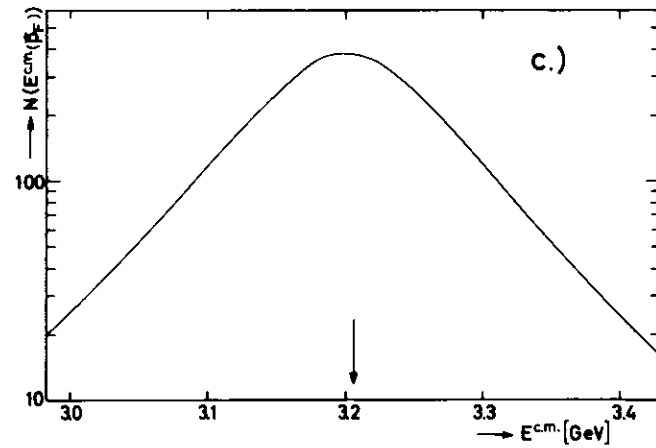
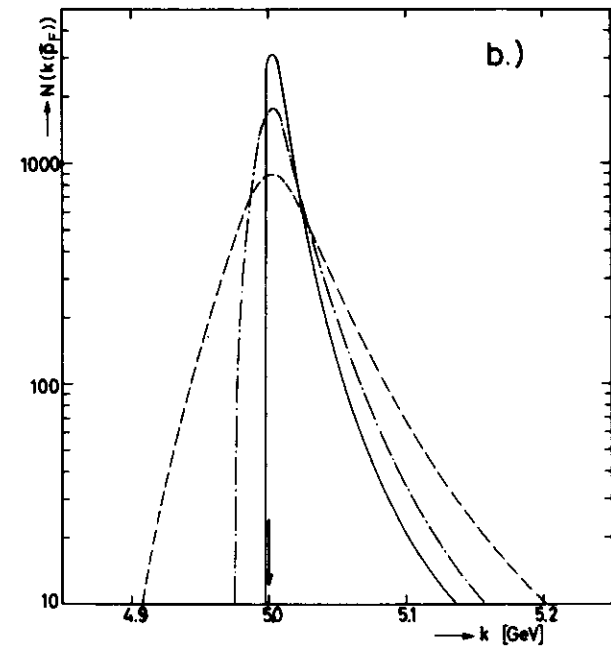
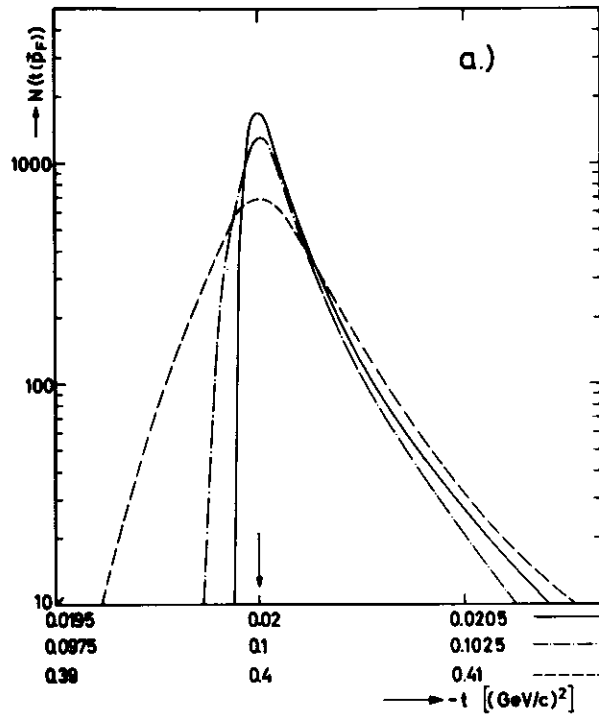


Abb.4 Durch die Fermibewegung des Targetneutrons im Deuteron bedingte  $t$ -Verteilung (a),  $k$ -Verteilung (b) und  $E^{c.m.}$ -Verteilung (c) für die Reaktion  $\gamma + d \rightarrow p_s + \pi^- + p$  bei vorgegebenem Impuls und Erzeugungswinkel des  $\pi^-$ .

—  $|\vec{p}_{\pi^-}| = 4.989 \text{ GeV}/c, \theta_{\pi^-} = 1.62^\circ$

- - -  $|\vec{p}_{\pi^-}| = 4.946 \text{ GeV}/c, \theta_{\pi^-} = 3.64^\circ$

- · - ·  $|\vec{p}_{\pi^-}| = 4.786 \text{ GeV}/c, \theta_{\pi^-} = 7.40^\circ$

Die Pfeile bezeichnen die Werte von  $t$ ,  $k$  und  $E^{c.m.}$  für die Reaktion  $\gamma + n \rightarrow \pi^- + p$ .

wertsbreiten jedoch stets kleiner als 2%. Dagegen beträgt die Halbwertsbreite der  $E^{C.m.}$ -Verteilung fast 5%. Diese Unsicherheit in der Schwerpunktsenergie ist für die vorliegenden Messungen insofern nicht kritisch, als diese oberhalb des  $\gamma$ -Energiebereichs, in dem Resonanzen eine wesentliche Rolle spielen, ausgeführt wurden, und die Wirkungsquerschnitte etwa mit  $1/s^2$  abfallen, also langsam veränderliche Funktionen von  $s$  sind.

Zusammenfassend ergibt sich, daß für kleine Erzeugungswinkel des Pions die Kinematik der Reaktionen



und



trotz der Fermibewegung der Nukleonen im Deuteron auch ohne Koinzidenzmessung hinreichend genau bestimmt ist, wenn man nur Impuls und Richtung des Pions mißt. Dieser Weg wurde in der vorliegenden Arbeit gewählt. Das Pion wurde in einem magnetischen Spektrometer analysiert, dessen  $\gamma$ -Energieauflösung eine gute Trennung zwischen Einfach- und Mehrfachpionerzeugung zuließ.

### III. Experimentelle Anordnung

#### 1. Der $\gamma$ -Strahl

##### 1.1 Aufbau

Die im Synchrotron umlaufenden Elektronen werden durch definiertes Verbiegen ihrer Bahn mittels gepulster Magnete ("beam bump") auf ein 0.06 Strahlungslängen dickes Wolframblech gelenkt. Die dabei erzeugte Bremsstrahlung wird nach einer durchlaufenen Strecke von 11 m auf  $4 \times 4 \text{ mm}^2$  kollimiert. Der Einfluß der Kollimation auf Intensität und spektrale Verteilung des  $\gamma$ -Strahls ist in Ref.17 diskutiert. Durch zwei weitere Kollimatoren, die 27 m bzw. 42 m vom W-Target entfernt sind, wird der Halo begrenzt. Hinter den Kollimatoren aufgestellte Ablenkmagnete reinigen den  $\gamma$ -Strahl von geladenen Teilchen.

In 46 m Abstand vom maschineninternen Target trifft der über den größten Teil der Strecke zwischen erstem und letztem Kollimator in Vakuum geführte  $\gamma$ -Strahl auf das Wasserstoff- bzw. Deuteriumtarget. Da die horizontale Richtung des  $\gamma$ -Strahls von der radialen Position des Targets im Synchrotron abhängt, kann der  $\gamma$ -Strahl durch Verschieben des W-Targets justiert werden. Seine Lage wird mit Hilfe von Polaroid-Röntgenfilm-Aufnahmen so festgelegt, daß das Intensitätsmaximum in der Mitte des Experimentiertargets liegt.

##### 1.2 Intensitätsmessung

Die Intensität des  $\gamma$ -Strahls wird mit einem gasgefüllten DESY-Quantameter<sup>18)</sup> gemessen. Durch Verwendung eines Gemisches aus 90% Helium und 10% Stickstoff ist die Eichkonstante QK des Quantameters praktisch unabhängig von der Strahlintensität.<sup>19)</sup> Sie beträgt  $QK = (1.63 \pm 0.03) \cdot 10^{19} \text{ MeV/Coulomb}$ .

##### 1.3 Energiedefinition

Der Bereich der Maximalenergie  $k_{\text{max}}$  des  $\gamma$ -Strahls wird durch zwei Signale definiert, die symmetrisch zum Zeitpunkt  $t_{\text{max}}$  des maximalen Synchrotron-Magnetfeldes liegen. Ihr Abstand zu  $t_{\text{max}}$  betrug  $\pm 500 \text{ } \mu\text{sec}$ . Dies bedeutet, daß die Energie der im Synchrotron umlaufenden Elektronen innerhalb eines Intervalls von 0.6% Breite festgelegt war. Nur während des

Zeitintervalls von 1 msec je Strahlpuls ist die schnelle Elektronik (Kap. III. 4.) geöffnet.

## 2. Das Flüssig-Wasserstoff/Deuteriumtarget

Das Experimentiertarget besteht aus einem vakuumisolierten Wasserstoff-Cryostaten mit angeflanschter Targetzelle. Diese hat die Form eines aufrecht stehenden Zylinders von 8 cm Durchmesser und 10 cm Höhe. Die Zellenwand besteht aus 125 $\mu$  dicker Polyimid-Folie.

Der Füllvorgang beruht auf dem Kondensationsprinzip.<sup>20)</sup> Durch Schließen des Abgasventils der Zelle kann diese in etwa 45 sec durch den Dampfdruck des flüssigen Wasserstoffs beziehungsweise Deuteriums leergedrückt werden. Bei Öffnen dieses Ventils läuft die Zelle in wenigen Sekunden wieder voll. Es ist daher möglich, Voll- und Leertargetmessungen ohne Zeitverlust unmittelbar aufeinanderfolgend auszuführen.

## 3. Das Spektrometer

### 3.1 Übersicht

Die am Ort des H<sub>2</sub>- beziehungsweise D<sub>2</sub>-Targets T erzeugten geladenen Teilchen werden in einem magnetischen Spektrometer analysiert, das auf einer um T als Drehpunkt schwenkbaren Lafette aufgebaut ist. In Abbildung 5 ist die gesamte Anordnung schematisch dargestellt, Abbildung 5' zeigt einen photographischen Blick auf das Experiment.

Die beiden Ablenkmagnete MC1 und MC2 haben die Form eines zum  $\gamma$ -Strahl hin offenen C und ermöglichen eine Trennung der Teilchen vom  $\gamma$ -Strahl. Die Quadrupole QB und QC sorgen für die Fokussierung der Teilchenbahnen, die Ablenkmagnete MB, MA1 und MA2 zusammen mit MC1 und MC2 für die Impulsdispersion des Systems. Alle Magnete sind DESY-Standardtypen. Die Szintillationszähler S1...S4 definieren die Flugbahn der aus dem magnetischen Teil des Spektrometers austretenden Teilchen. Die Gas-Schwellen-Čerenkovzähler Č <sub>$\pi$</sub>  und Č <sub>$e$</sub>  ermöglichen, zusammen mit dem einem weiteren Elektronenrückweisdienenden Schauerzähler Sh, die Identifikation der Pionen. Durch die beiden Hodoskope "p, $\theta$ -Hod." und "p-Hod." wird das vom Spektrometer akzeptierte Winkel- und Impulsband in kleinere Intervalle aufgelöst.

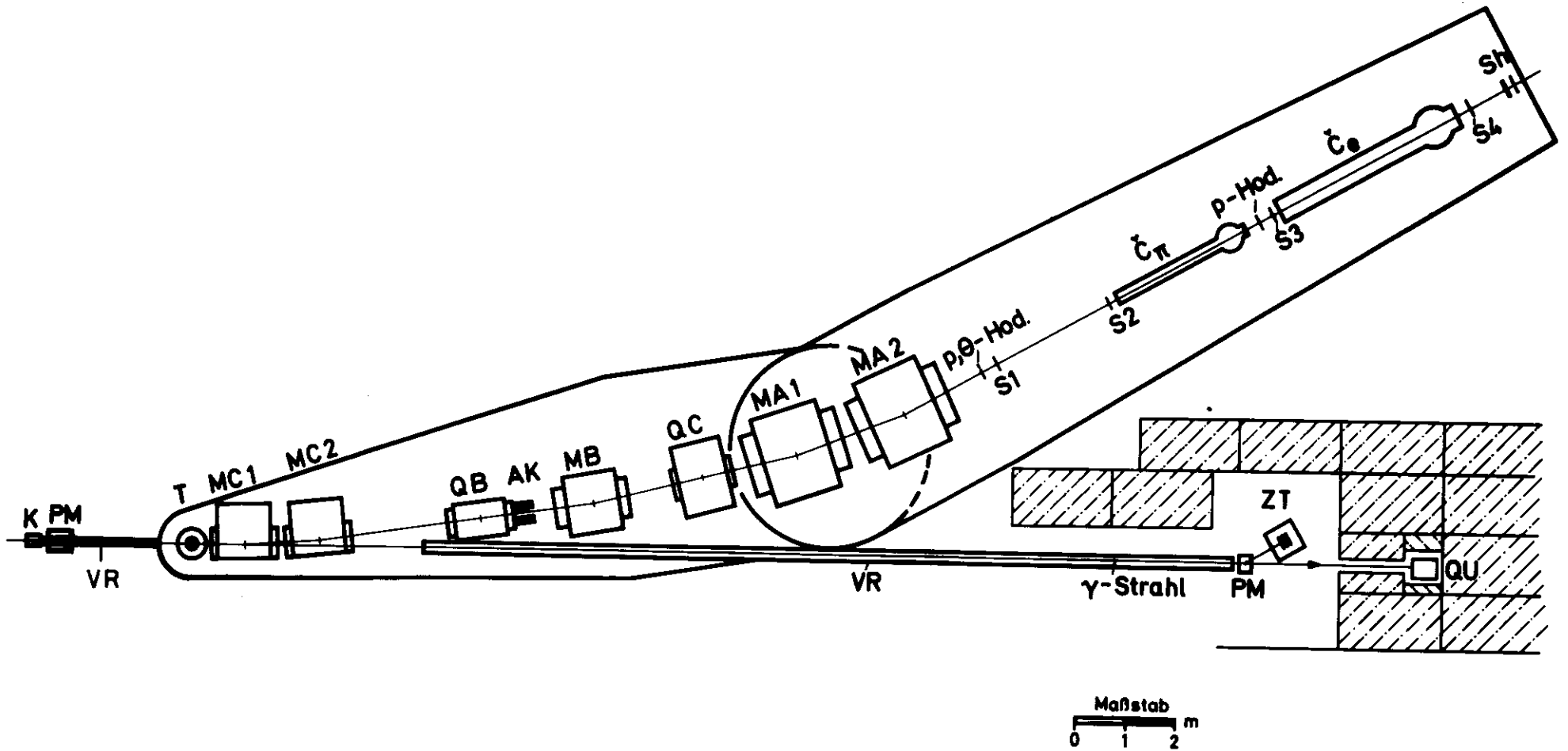


Abb.5 Aufbau des Experiments

T  $H_2$ -bzw. $D_2$ -Target; MC1, MC2, MB, MA1, MA2 Ablenkmagnete; QB, QC Quadrupole; S1...S4 Szintillationszähler; p,θ-Hod., p-Hod. Hodoskope;  $\check{C}_\pi$ ,  $\check{C}_e$  Čerenkov-Zähler; Sh Schauerzähler; K  $\gamma$ -Strahl-Kollimator; PM Permanentmagnet; AK aperturdefinierender Kollimator; ZT Zähler-Teleskop; VR Vakuumrohr; QU Quantameter  
 Zwischen T und p,θ-Hod. sowie zwischen S1 und S2 verlaufen mit Helium gefüllte Plastikschläuche.

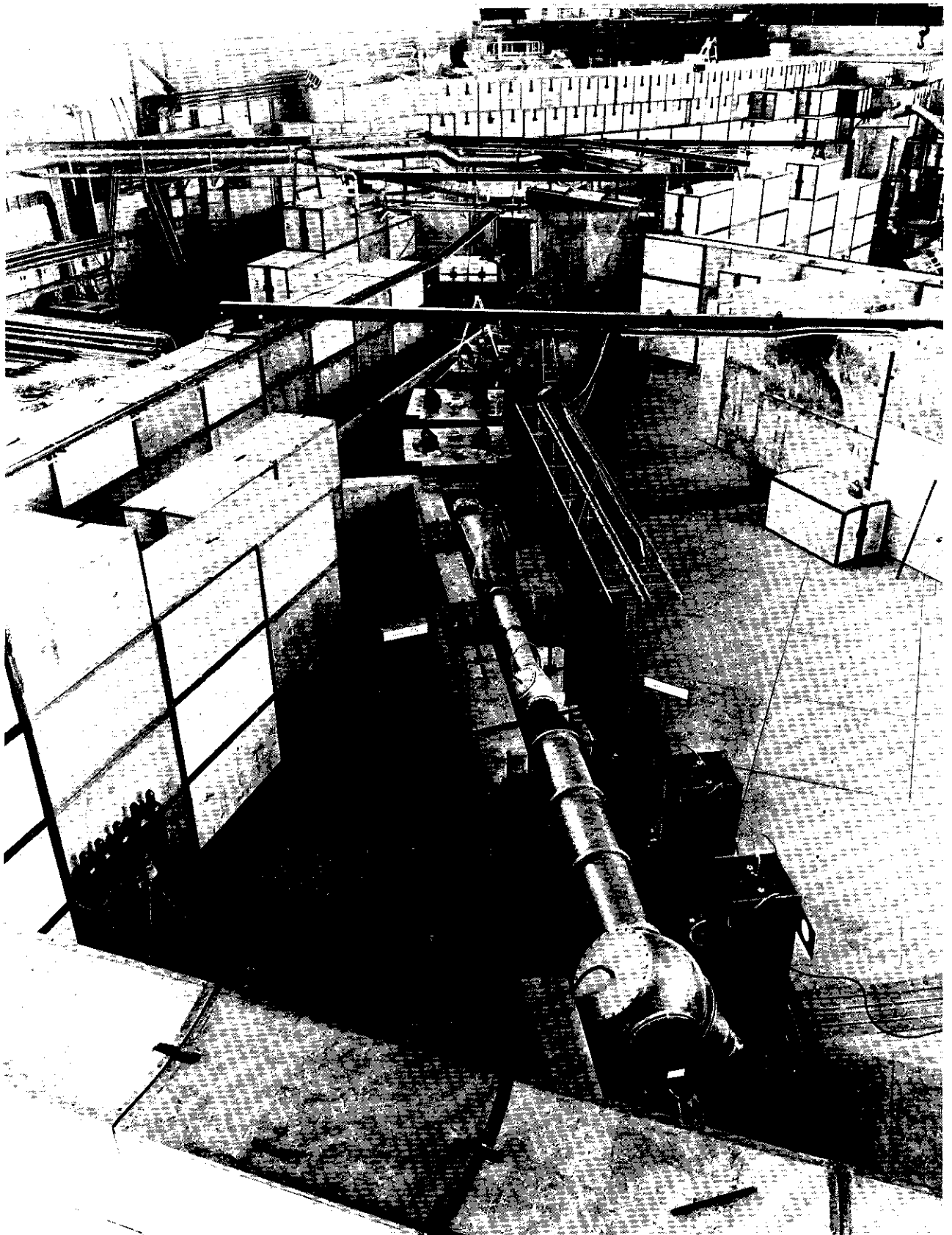


Abb.5' Blick auf die experimentelle Anordnung



### 3.2 Optische Eigenschaften und Auflösungsvermögen

Abbildung 6 zeigt einige charakteristische Teilchenbahnen im Spektrometer, die Lage der Fokuspunkte, sowie die Positionen der Magnete und der beiden Hodoskope.

Das Quadrupoldublett, dessen erste Komponente QB in der vertikalen Ebene und dessen zweite Komponente QC in der horizontalen Ebene fokussiert, entwirft ein im Verhältnis 1:1.6 verkleinertes Bild des Targets am Ort des Hodoskops "p-Hod.", das aus zwanzig 1 cm breiten Zählern besteht. Teilchen, die vom gleichen Targetpunkt, aber mit verschiedener Impulsabweichung  $\Delta p/p_0$  starten, treffen durch die Wirkung der fünf Ablenkmagnete um  $\Delta x$  verschoben auf dieses Hodoskop; dabei ist  $p_0$  ( $\theta_0$ , siehe unten) der zu einem Teilchen, das entlang der optischen Achse des Systems ("Sollbahn") läuft, gehörende "Sollimpuls" ("Sollwinkel"). Die Impuls-Dispersion D des Spektrometers beträgt

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

In den folgenden Überlegungen sei das Target zunächst als punktförmig angenommen. Dann entspricht - sieht man von dem Einfluß der chromatischen Aberration, die im wesentlichen durch die Abhängigkeit der Quadrupolstärken von  $\Delta p/p_0$  bedingt ist, ab - ein Punkt des p-Hodoskops in einem Impuls (p) - Winkel ( $\theta$ ) - Diagramm einer Geraden parallel zur  $\theta$ -Achse (Abb.7; a).

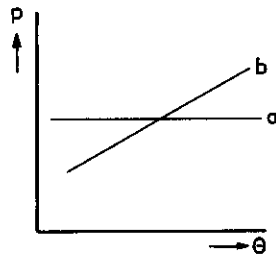


Abb.7 a: Fester Punkt des p-Hodoskops im (p,  $\theta$ )-Diagramm.  
b: Fester Punkt des p,  $\theta$ -Hodoskops im (p,  $\theta$ )-Diagramm.

Mit einer Zähleranordnung in der Bildebene kann also der Impuls des Pions gemessen werden. Zur genaueren Bestimmung der  $\gamma$ -Energie gemäß der Pion-Photoerzeugungskinetik bedarf es noch einer detaillierten Messung seines

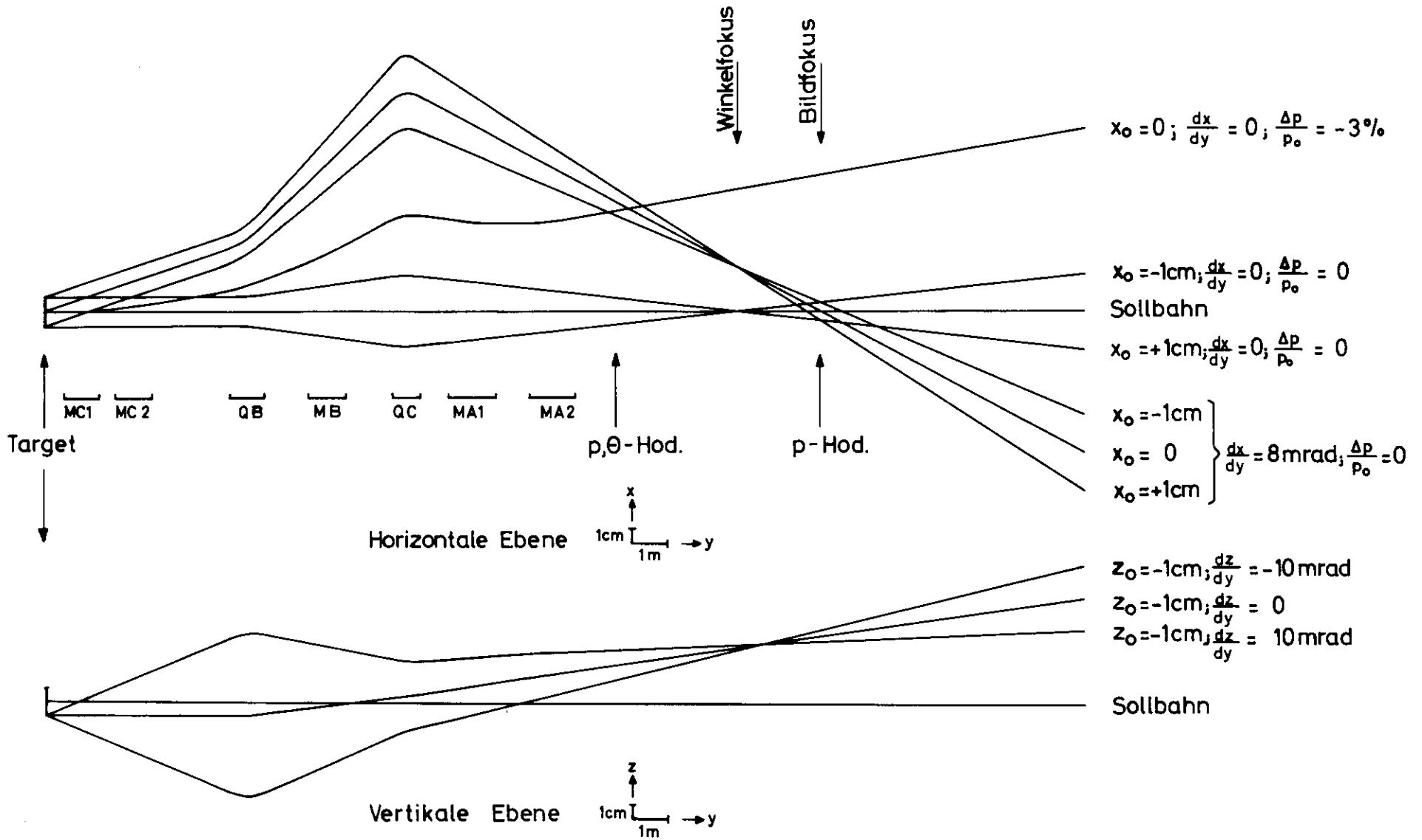


Abb.6 Charakteristische Teilchenbahnen im Spektrometer, Lage der Fokuspunkte und Positionen der Magnete und Hodoskope

Produktionswinkels. Dessen Abweichung  $\Delta\theta$  vom Sollwinkel  $\theta_0$  läßt sich aus der zusätzlichen Information bestimmen, die das zweite Hodoskop "p, $\theta$ -Hod." liefert, das eine Kombination aus Winkel und Impuls mißt. Ein Punkt dieses Hodoskops, das aus elf 2 cm breiten Zählern besteht, ist im (p, $\theta$ )-Diagramm eine ansteigende Gerade (Abb.7; b).

Jeder Zähler der beiden Hodoskope stellt im (p, $\theta$ )-Diagramm einen aus zwei solchen Geraden gebildeten Streifen dar. Diese Streifen durchsetzen einander und bilden 11 x 20 (p, $\theta$ )-Kästchen, "Fenster" genannt. Der Übergang vom punktförmigen zum endlich ausgedehnten Target bedeutet, daß sich feste Punkte der Hodoskope im (p, $\theta$ )-Diagramm bereits als schmale Streifen abbilden. Um deren Breite, die von der Größe des Targets, das heißt der  $\gamma$ -Strahlbreite am Ort des Targets abhängt, werden die einzelnen Fenster zusätzlich symmetrisch aufgeweitet.

Die Größe der Fenster ist ein Maß für die Winkel- und Impulsauflösung und damit für die  $\gamma$ -Energieauflösung des Spektrometers. Diese Werte hängen bei gegebener Optik von den Hodoskop-Zählerbreiten und der unter dem jeweiligen Sollwinkel  $\theta_0$  des Spektrometers gesehenen  $\gamma$ -Strahlbreite  $\Gamma$  am Ort des Targets ( $\Gamma \approx b \cdot \cos \theta_0 + d \cdot \sin \theta_0$ ;  $b = 1.6 \text{ cm} = \text{Strahlbreite}$  für  $\theta_0 = 0^\circ$ ,  $d = 8 \text{ cm} = \text{Durchmesser der Targetzelle}$ ), vom Energieverlust der Pionen im Target, von der Coulomb-Vielfachstreuung in den durchlaufenen Medien (Targetinhalt, Szintillatormaterial, Gasfüllung der  $\checkmark$ -Zähler, He der Heliumschläuche) sowie bezüglich der  $\gamma$ -Energieauflösung von

$$\left. \frac{\partial p_\pi}{\partial \theta_\pi} \right|_{k=\text{const}}, \text{ das heißt vom Erzeugungswinkel } \theta_\pi \text{ des Pions ab.}$$

Die durch Monte Carlo-Rechnungen unter Berücksichtigung der vorgenannten Effekte ermittelten Werte für die Winkel-, Impuls- und  $\gamma$ -Energieauflösung des Spektrometers für Sollimpulse  $p_0$  von 3 und 5 GeV/c und Sollwinkel  $\theta_0$  zwischen  $1^\circ$  und  $11^\circ$  sind in Tabelle 1 zusammengefaßt. Die angegebenen Werte sind die Halbwertsbreiten (FWHM) der entsprechenden Verteilungen.

TABELLE 1

$P_0$ [GeV/c]	$\theta_0$ [Grad]	$(\Delta\theta)_{FWHM}$ [mrad]	$\left(\frac{\Delta p}{P_0}\right)_{FWHM}$ [%]	$\left(\frac{\Delta k}{k_0}\right)_{FWHM}$ [%] für $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$
3.0	1	3.1*	0.40	0.40
	3	2.4	0.40	0.43
	5	2.5	0.40	0.45
	7	2.7	0.40	0.49
	9	2.7	0.41	0.53
	11	2.7	0.42	0.58
5.0	1	3.0*	0.34	0.36
	3	2.5	0.34	0.39
	5	2.4	0.34	0.43
	7	2.4	0.34	0.47
	9	2.5	0.35	0.55
	11	2.7	0.37	0.67

\*Daß diese Werte etwas größer sind, resultiert aus dem bei kleinem  $\theta_0$  merklichen Einfluß des vom Spektrometer erfaßten vertikalen Winkelbereichs.

Ein Nachteil des in diesem Experiment verwendeten Bildspektrometers besteht darin, daß die Auflösung von der Targetgröße (=  $\Gamma$ ) abhängt. Die Alternative wäre ein sogenanntes Schrägfensterspektrometer<sup>21)</sup> gewesen, bei dem am Anfang des Magnetsystems ein Winkelfokus (zum Beispiel durch einen Synchrotronmagneten) erzeugt und dieser durch ein Quadrupoldublett abgebildet wird. Da in diesem Fall die Winkelmessung relativ kurz hinter dem Target vorgenommen würde, könnte bei den in dieser Arbeit untersuchten kleinen Winkeln infolge des hohen elektromagnetischen Untergrundes kein

Hodoskop zur Messung des Pion- Erzeugungswinkels verwendet werden. Die Winkeldefinition müßte dann durch einen schmalen Kollimator erfolgen, was eine erhebliche Einschränkung der Akzeptanz (Kap. III. 3.3) des Spektrometers bedeuten würde.

Bei dem benützten Bildspektrometer wird der Winkel erst hinter den Ablenkmagneten gemessen, so daß das Problem des Untergrundes weitgehend ausgeschaltet ist. In diesem Fall ist allerdings die Winkel- mit der Impulsmessung gekoppelt, das heißt, die Winkelauflösung hängt ebenfalls von der Targetgröße ab. Daraus ergibt sich als optimale Position für das  $p, \theta$ -Hodoskop nicht der Winkelfokus selbst, sondern ein Ort weiter vorn im System (s. Abb.6).

Der Einfluß der chromatischen Aberration macht sich dahingehend bemerkbar, daß das Gesamtfenster des Spektrometers im  $(p, \theta)$ -Diagramm von einem Parallelogramm zu einem schiefwinkligen Viereck mit gekrümmten Seiten deformiert wird. Abbildung 8 zeigt die aus der Optik des Spektrometers sich ergebende Lage seiner 220 Fenster im  $(p, \theta)$ -Diagramm für ein punktförmiges Target. Durch die Ausdehnung des  $\gamma$ -Strahls am Ort des Targets sowie durch Energieverlust und Vielfachstreuung der Pionen werden die Begrenzungslinien der einzelnen Fenster ineinandergeschoben. Infolge der Größe der Fenster ist die chromatische Aberration für die Festlegung der mittleren Werte für  $\Delta\theta$  und  $\frac{\Delta p}{p_0}$  je Fenster ohne Bedeutung.

### 3.2.1 Experimentelle Prüfung der optischen Eigenschaften

Nimmt man an, daß der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion (II),  $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$ , über den vom Spektrometer erfaßten  $\gamma$ -Energiebereich konstant ist und setzt ferner gleiche Akzeptanz (Kap. III. 3.3) der  $p$ -Hodoskopzähler voraus, so ist die Pionzählrate  $N_{\pi}(i)$  pro  $p$ -Hodoskopzähler ( $i$ ) der Anzahl der  $\gamma$ -Quanten in dem zugehörigen  $\gamma$ -Energieintervall in guter Näherung proportional. Daher muß sich bei geeigneter Wahl des Sollimpulses die Bremskante des Photonenspektrums im  $p$ -Hodoskop abbilden, wobei die Steilheit der Kante bei der Reaktion (II) nur durch die endliche  $\gamma$ -Energieauflösung der einzelnen  $p$ -Hodoskopzähler etwas abgeflacht wird. Andererseits muß sich die Bremskante bei Änderung des Sollimpulses entsprechend der Dispersion des Systems verschieben. Das Abbild der Bremskante im  $p$ -Hodoskop und ihre Verschiebung sind daher gute Prüfungen für die berechneten optischen Eigenschaften des Spektrometers.

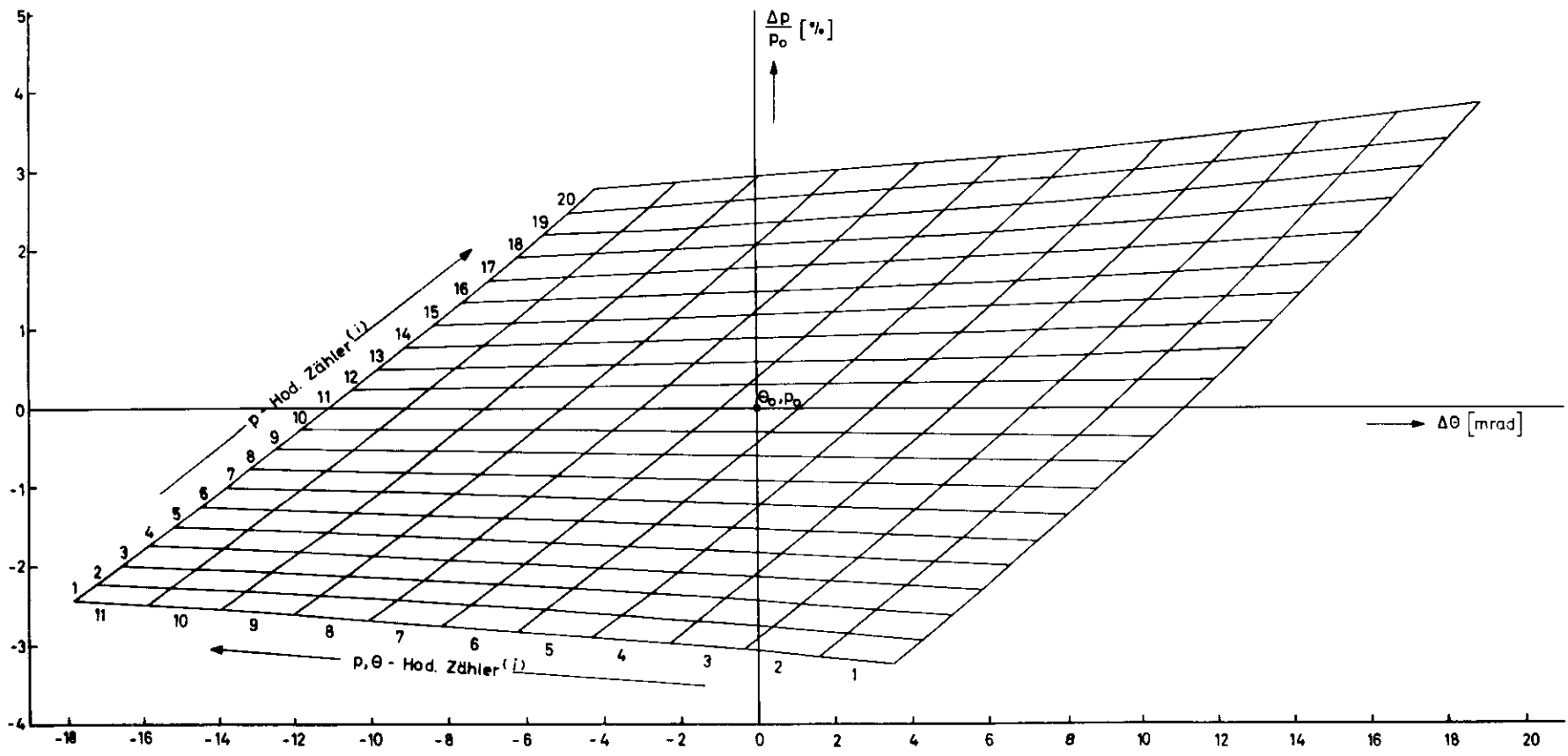
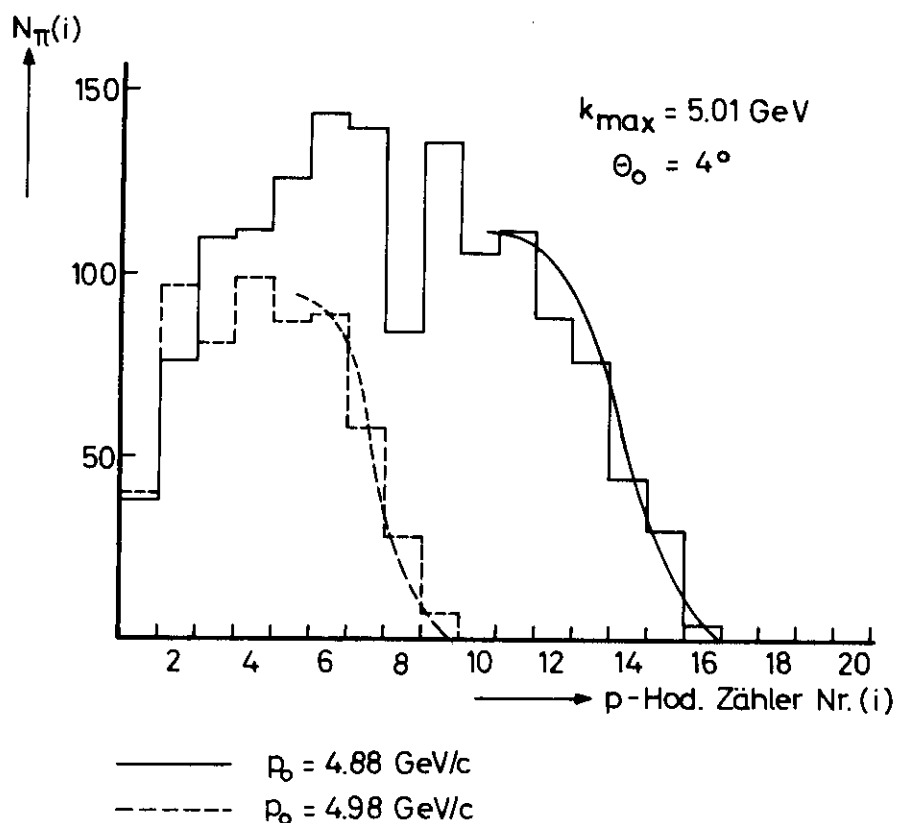


Abb. 8 Lage der Hodoskopzähler in einem  $(p, \theta)$ -Diagramm

Abbildung 9 zeigt, daß die Bremskante im p-Hodoskop gut wiedergegeben und entsprechend der Änderung des Sollimpulses richtig verschoben wird.



**Abb.9** Pion-Zählraten  $N_{\pi}$  für  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  im p-Hodoskop. Bei Änderung des Spektrometer-Sollimpulses um 100 MeV/c wird die Bremskante gemäß der Dispersion  $D = 0.3\%/cm$  um etwa 7 Zählerbreiten verschoben.

Die Histogramme sind die gemessenen Verteilungen, die Kurven zeigen den berechneten Verlauf der Bremskante.

### 3.3 Akzeptanz

Die Akzeptanz  $A(i,j)$  eines Fensters im  $(p,\Theta)$ -Diagramm ist definiert als das Produkt aus Impulsintervall  $\frac{\Delta p}{p_0}(i,j)$  und Raumwinkel  $\Delta\Omega(i,j)$ . Sie wurde für alle Kombinationen  $(i,j)$  nach der Monte Carlo-Methode unter Berücksichtigung des endlichen  $\gamma$ -Strahlquerschnitts am Ort des Targets, des Energieverlustes der Pionen im Target sowie der Vielfachstreuung im Target und in den durchlaufenen Zählern berechnet. Die Gesamtakzeptanz  $A$  des Spektrometers ergibt sich durch Summation über alle Fenster zu

$$A = \sum_{i=1}^{20} \sum_{j=1}^{11} A(i,j) = \left( \frac{\Delta p}{p_0} \cdot \Delta\Omega \right)_{\text{Spektrometer}} = 17.8 \times 10^{-6} \text{sterad.}$$

Die Impulsakzeptanz des Spektrometers beträgt  $\frac{\Delta p}{p_0} \approx 6\%$ , die horizontale Winkelakzeptanz  $\Delta\Theta \approx 20 \text{ mrad}$  und die vertikale Winkelakzeptanz  $\Delta\phi \approx 20 \text{ mrad}$ .

In Abbildung 10 ist die Akzeptanz  $A(i) = \sum_j A(i,j)$  der einzelnen  $p$ -Hodoskopzähler sowie die Akzeptanz  $A(j) = \sum_i A(i,j)$  der  $p,\Theta$ -Hodoskopzähler aufgetragen. Es ist bemerkenswert, daß  $A(i)$  über Zweidrittel des Hodoskops nahezu konstant ist und erst am Rand stärker abfällt.

In horizontaler Richtung wird die Akzeptanz des Spektrometers durch die Zähler  $S1...S4$ , in der Vertikalen durch das Hyperbelprofil des QB und die Höhe der Rechtecköffnung des MB begrenzt. Damit die Akzeptanz nicht durch die Vakuumkammern dieser beiden Magnete definiert war, wurde unmittelbar hinter den QB ein den genannten Magnetprofilen entsprechender Bleikollimator gestellt, der zusammen mit  $S1...S4$  eine scharfe Begrenzung der Akzeptanz gewährleistete.

Für sehr kleine Erzeugungswinkel des Pions ( $0.6^\circ < \Theta_0 < 2.6^\circ$ ) ergab sich ein sehr hoher elektromagnetischer Untergrund durch Elektronen beziehungsweise Positronen, die das Zählersystem zwar nicht direkt durchliefen, aber auf die Vakuumkammer des MA2 trafen und dort Schauer erzeugten. Diesem Problem konnte am wirksamsten durch einen Einschnitt in die Teilchenbahnen am MC2-Ausgang begegnet werden. Im Abstand von 8 mm von der Sollbahn - dieser Wert ergab sich experimentell als Optimum zwischen Verlust an Raumwinkel und wirksamer Reduktion der Elektronenrate - wurde der Ausgang des



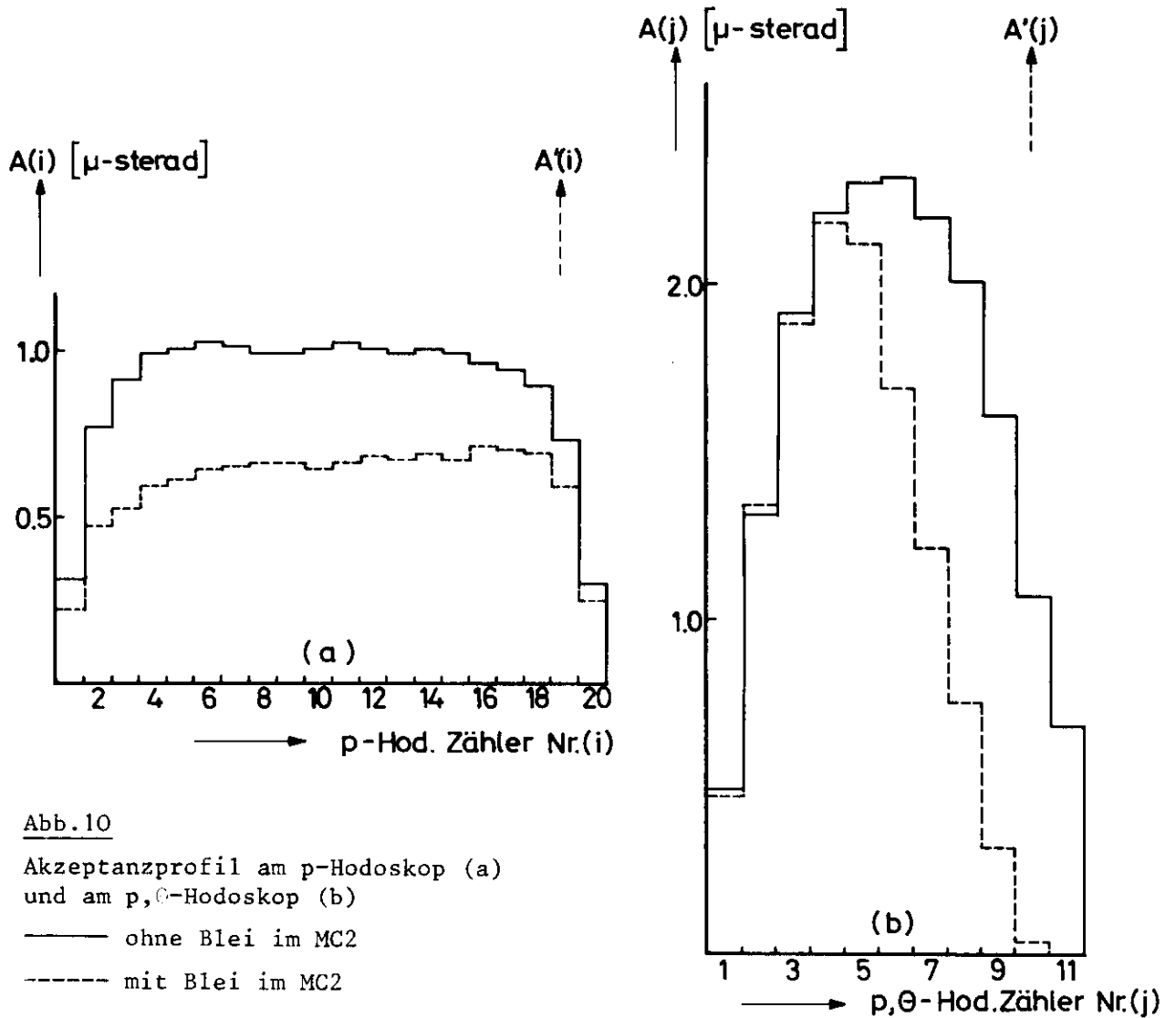


Abb.10

Akzeptanzprofil am p-Hodoskop (a)

und am p, $\theta$ -Hodoskop (b)

— ohne Blei im MC2

- - - mit Blei im MC2

MC2 zum  $\gamma$ -Strahl hin mit Blei abgeschlossen. Die Akzeptanz für diese Kleinwinkelversion des Spektrometers wurde per Monte Carlo zu  $A' = 12 \times 10^{-6}$  sterad berechnet. Ihre Verteilung  $A'(i)$  und  $A'(j)$  auf die einzelnen Zähler der beiden Hodoskope wird ebenfalls in Abbildung 10 gezeigt.

Das Verhältnis  $A'/A$  wurde zusätzlich experimentell ermittelt, indem  $\pi^-$ -Zählraten aus Mehrfachpionerzeugung unter größerem Winkel ( $\theta_0 = 7^\circ$ ) sowie mehrere  $\pi^+$ -Wirkungsquerschnitte jeweils mit und ohne Blei im MC2-Ausgang gemessen wurden. Der daraus bestimmte Wert für  $A'/A$  beträgt  $(63 \pm 4)\%$  und liegt etwas niedriger als das errechnete Verhältnis. Der Unterschied wird auf eine mögliche Unsicherheit von etwa 1 mm im Abstand Sollbahn-Bleiabblockung zurückgeführt.

### 3.4 Zählersystem

Der Teilchenstrahlquerschnitt hinter dem magnetischen Teil des Spektrometers wird in der Horizontalen durch die Zähler S1...S4 begrenzt. Diese bestehen aus Pilot Y-Plastikszintillator\*, der sich durch sehr kleine Lichtabsorption auszeichnet. Das Szintillatorlicht wird über Lichtleiter, die aus gedrehten Plexiglasstreifen zusammengesetzt sind und eine über die Szintillatorbreite gleichmäßige Lichtausbeute ermöglichen<sup>22)</sup>, auf die Photomultiplier gelenkt. Als typisch ergab sich für das mit Elektronen (Spektrometerwinkel  $\theta_0 = 0^\circ$ ) aufgenommene Impulshöhenspektrum des Zählers S1 bei einer bestrahlten Fläche von  $22 \times 6 \text{ cm}^2$  und einer Szintillatordicke von 0.5 cm eine Landauverteilung mit einer Halbwertsbreite von etwa 22%.

Auch die Zähler der beiden Hodoskope bestehen aus Pilot Y-Szintillator. Tabelle 2 gibt eine Übersicht über die geometrischen Abmessungen aller Szintillationszähler und die verwendeten Photomultiplier.

TABELLE 2

Zähler	Breite	Höhe	Dicke	Multiplier
S1	22 cm	8 cm	0.5 cm	56 AVP
S2	18 cm	10 cm	0.5 cm	56 AVP
S3	20 cm	14 cm	0.5 cm	56 AVP
S4	35.6 cm	18 cm	0.5 cm	56 AVP
p, $\theta$ -Hod.	11 à 2 cm	10 cm	0.5 cm	56 AVP
p-Hod.	20 à 1 cm	16 cm	0.5 cm	XP 1110 mit Vorverstärker am Anodenausgang <sup>23)</sup>

\*Pilot Scintillator Y der Fa. Pilot Chemicals, Inc.

Die beiden Gas-Schwellen-Čerenkovzähler  $\check{C}_\pi$  [und  $\check{C}_e$ ] bestehen aus verspiegelten zylindrischen Rohren von etwa 2 m [3 m] Länge und 26 cm [48 cm] Durchmesser. Das von den durchlaufenden Teilchen erzeugte Čerenkovlicht wird über einen unter  $45^\circ$  geneigten Planspiegel [Hohlspiegel] in einen verspiegelten Trichter von der Form eines Rotationsparaboloids reflektiert, in dessen Brennpunkt hinter einem Quarzfenster ein 58 UVP-Photomultiplier sitzt.

Beide Zähler sind mit Äthylen gefüllt. Der Druck im  $\check{C}_e$  wurde mit 0.34 ata so gewählt, daß Pionen der höchsten in diesem Experiment untersuchten Impulse ( $\approx 6$  GeV/c) noch unterhalb der Čerenkovschwelle liegen. Der  $\check{C}_e$  weist also - neben Myonen bei den höchsten Impulsen - nur Elektronen nach, wobei der Čerenkovwinkel 22 mrad beträgt. Der mit 3.25 ata Äthylen gefüllte  $\check{C}_\pi$  weist Elektronen, Myonen und Pionen nach. Das Ansprechvermögen des  $\check{C}_e$  für Elektronen ist  $> 99.9\%$ , das des  $\check{C}_\pi$  für Pionen  $> 99.5\%$ .

Zusätzliche Information über den Elektronenuntergrund lieferte ein am Ende des Zäblersystems aufgestellter Schauerzähler, bestehend aus 5 Strahlungslängen Blei und 2.1 cm dickem Szintillator. Das Impulshöhenspektrum ergab eine klare Trennung zwischen Pionen und Elektronen (Abb.11).

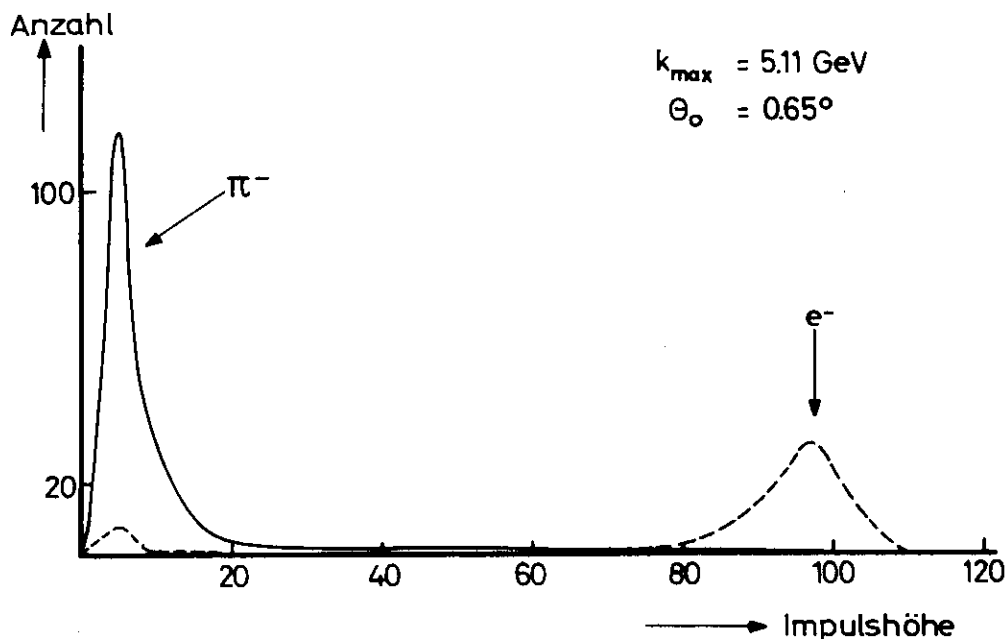


Abb.11 Schauerzähler-Spektren

a) — mit  $\check{C}_e$  als Antizähler für Elektronen

b) ---- ohne Antizähler

Das Spektrum a) wurde mit einer 15mal größeren Anzahl "effektiver Quanten" (Kap. V. 1) aufgenommen als das Spektrum b).

#### 4. Schnelle Elektronik

Für die schnelle Elektronik werden fast ausschließlich CHRONETICS-Einheiten verwendet. Sämtliche Einzel- und Koinzidenzzählraten werden von 10 MHz-DESY-Zählern registriert.

##### 4.1 Geometrikoinzidenz

Die Signale der Szintillationszähler  $S_1 \dots S_4$  werden in Diskriminatoren in Normpulse von 300 mV Größe umgeformt. Die Diskriminatoren sind auf eine Wiederholungsrate von 100 MHz eingestellt, entsprechend einer Totzeit von 10 nsec, die Pulslänge wird durch Clip-Kabel auf 4 nsec verkürzt. Die zeitlich aufeinander abgestimmten Normsignale von  $S_1 \dots S_4$  formen die Geometrikoinzidenz  $G$ . Das Ansprechen von  $G$  zeigt den Durchgang eines Teilchens durch das Spektrometer an. In Abbildung 12a ist das entsprechende Blockschaltbild wiedergegeben.

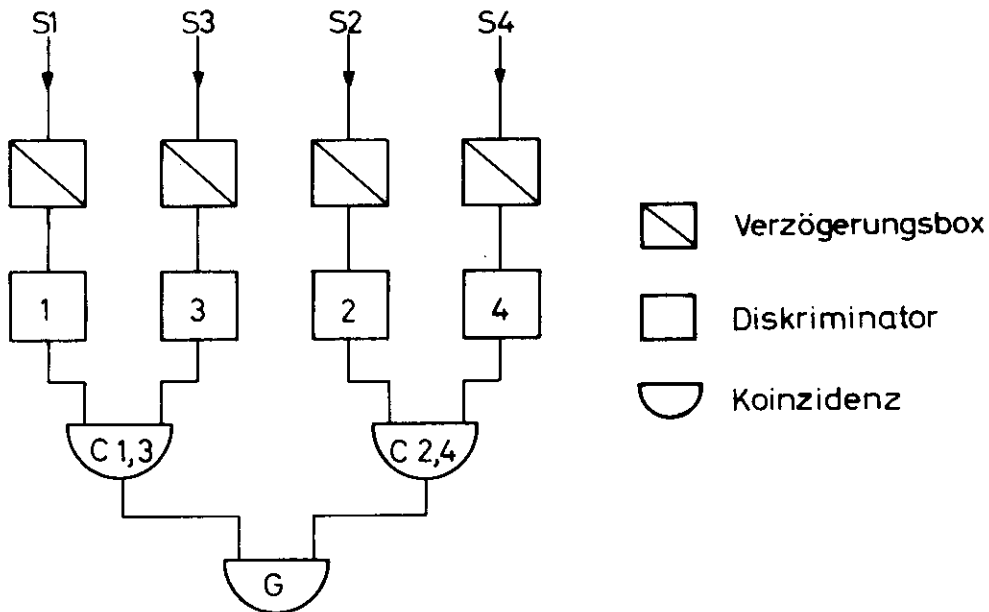


Abb.12a Aufbau der Geometrikoinzidenz  $G$

##### 4.2 Hauptkoinzidenz, Pion-Ereignis (Abb.12b)

Das Signal des Čerenkovzählers  $\check{C}_e$  bildet mit  $G$  die Koinzidenz  $G\check{C}_e$ , deren Auftreten das Teilchen als Elektron ausweist. Spricht diese Koinzidenz nicht an, so handelt es sich um ein schwereres Teilchen, also ein Myon, Pion, Kaon oder Proton. Ein "Ja" in  $G$  und ein "Nein" in  $G\check{C}_e$  formt die Hauptkoinzidenz  $G\bar{\check{C}}_e$ . Die Entscheidung, ob das Teilchen ein Pion (oder eventuell auch ein Myon) war, trifft der Čerenkovzähler  $\check{C}_\pi$ , dessen Signal zusammen mit  $G\bar{\check{C}}_e$  die Koinzidenz  $G\bar{\check{C}}_e\check{C}_\pi$  bildet.

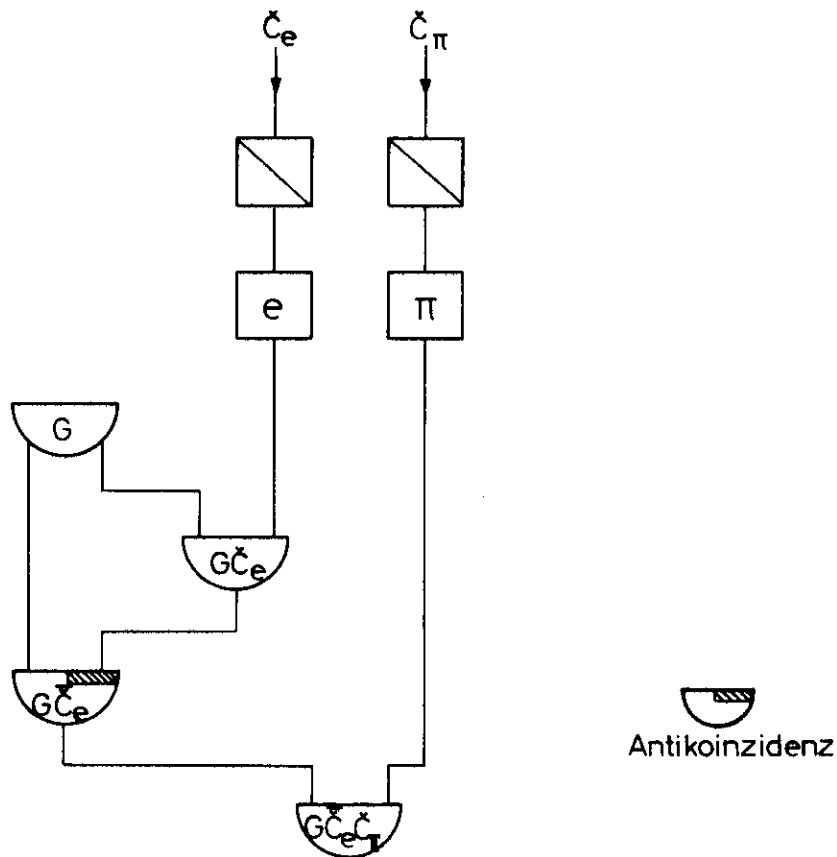


Abb.12b Aufbau der Hauptkoinzidenz  $\overline{G}\check{C}_e$  und der Pionkoinzidenz  $\overline{G}\check{C}_e\check{C}_\pi$

#### 4.3 Zählverluste durch Totzeit

Ein zweites Elektronensystem, das bis auf eine um den Faktor 5 größere Totzeit (die Diskriminatoren zu S1...S4 waren auf eine Wiederholungsrate von 20 MHz gestellt) mit dem in den Abbildungen 12a und 12b wiedergegebenen Hauptsystem identisch ist, gestattete eine Abschätzung der Zählverluste durch Totzeiteffekte. Der Unterschied in den Zählraten für  $G$ ,  $\overline{G}\check{C}_e$  und  $\overline{G}\check{C}_e\check{C}_\pi$  der beiden Systeme betrug weniger als 0.5%. Dies beweist, daß die möglichen Zählratenverluste im Hauptsystem vernachlässigbar klein waren.

#### 4.4 Zeitliche Übereinstimmung und zufällige Koinzidenzen

Um ständig zu überprüfen, ob die die Hauptkoinzidenz aufbauenden Einzelsignale zeitlich richtig abgeglichen waren, wurde bei allen Messungen ein Zeit-Überlappungs-Spektrum aufgenommen. Schaltung und Prinzip sind in Abbildung 12c dargestellt.

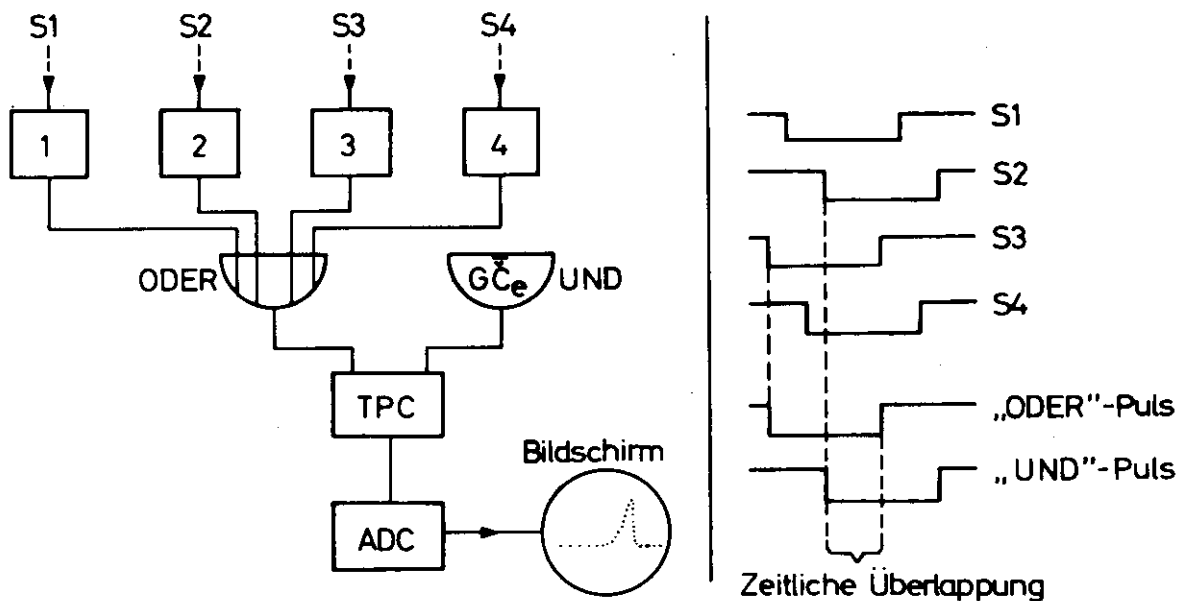


Abb.12c Schaltung und Prinzip bei der Aufnahme des Zeit-Überlappungs-Spektrums

Das zeitlich erste der vier Diskriminator-Ausgangssignale der Zähler  $S_1 \dots S_4$  liefert einen "ODER"-Puls, das zeitlich letzte einen "UND"-Puls; dieser ist gleich dem Hauptkoinzidenzsignal  $\overline{G\overline{C}_e}$ . Die zeitliche Überlappung zwischen "ODER"- und "UND"-Signal wird in einem Zeit-Impulshöhen-Konverter (TPC) in eine Impulshöhe umgewandelt und diese über einen Analog-Digital-Konverter (ADC) auf einem Bildschirm aufgezeichnet.

Stimmen die Signale von  $S_1 \dots S_4$  zeitlich genau überein, so ergibt sich die maximale Pulshöhe. Liegt eines der vier Signale zu zeitig (zu spät), so kommt der ODER-Puls früher (der UND-Puls später) und die Pulshöhe ist kleiner. Abbildung 13 zeigt die gemessenen Zeit-Überlappungs-Spektren für möglichst exakte zeitliche Übereinstimmung der vier Signale und für eine zeitliche Verstimung des  $S_1$ -Signals um 2 nsec.

Das Überlappungs-Spektrum wird um so schmaler sein, je geringer die zeitlichen Schwankungen der Einzelsignale sind. Seine Breite ist somit ein Maß für die effektive Auflösung der Hauptkoinzidenz. Sie ergab sich zu 1.2 nsec. Die zufälligen Koinzidenzen werden im allgemeinen eine kleine Überlappung ergeben und dementsprechend im Ausläufer des Spektrums auftreten. Ihr Beitrag lag gewöhnlich unter 1%.

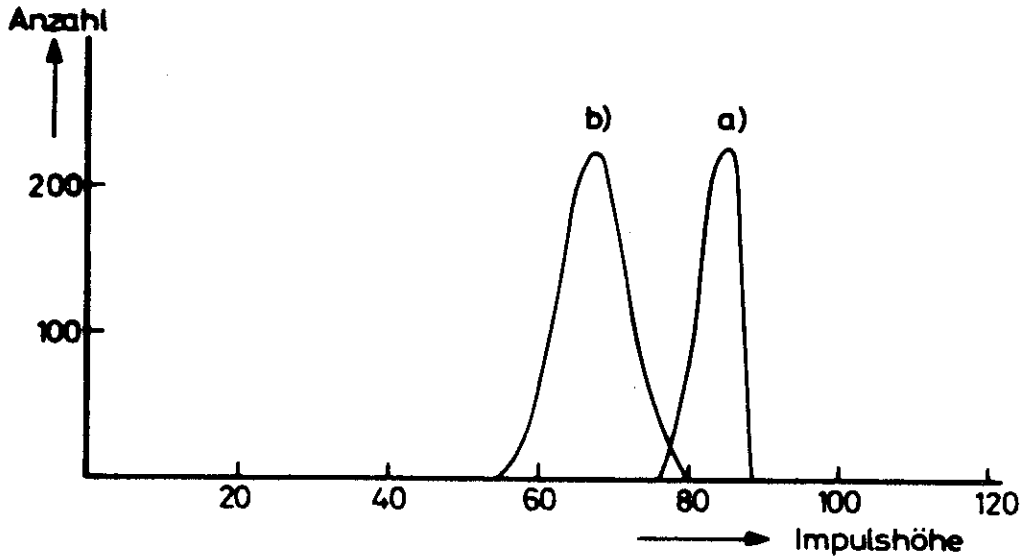


Abb.13 Zeit-Überlappungs-Spektren für die Hauptkoinzidenz  
a)  $S_1 \dots S_4$  zeitlich möglichst exakt abgeglichen  
b)  $S_1$  um  $\frac{1}{2}$  nsec verschoben

#### 4.5 Hodoskop-Elektronik

Die Signale der Hodoskopzähler werden durch Pulsformer in Normpulse umgewandelt. In  $[20 + 11]$  Koinzidenzen (Auflösung  $\approx 10$  nsec) zwischen  $\overline{GC}_e$  und jedem der Hodoskopzähler wird über ein Flip-Flop-Register die Zählerkombination der beiden Hodoskope festgestellt, durch die das Teilchen gelaufen ist. Ebenso werden Flip-Flops gesetzt, wenn  $\overline{GC}_e \check{C}_\pi$  und  $\overline{GC}_e Sh$ , die Koinzidenz zwischen  $\overline{GC}_e$  und dem Schauerzählerpuls, ansprechen.

#### IV. Durchführung der Messungen

##### 1. Die Aufgabe der PDP5 im Experiment

Das Experiment ist an eine kleine digitale Rechenmaschine des Typs PDP5 angeschlossen. Diese registriert und speichert die Meßdaten und ermöglicht durch direkte Anzeige der wichtigsten Zählraten sowie der Hodoskopverteilungen und ADC-Spektren auf einem Bildschirm eine unmittelbare Kontrolle des Experiments. Die PDP5 ist über einen direkten Datenkanal mit der IBM 360/75 des DESY-Rechenzentrums verbunden.

##### 2. Vorbereitung der Messung

Vor jeder Messung werden sämtliche für die Auswertung des Experiments wichtigen Parameter wie Synchrotron-Energie, Sollimpuls und Sollwinkel des Spektrometers, Targetbedingungen etc. über einen Fernschreiber in die PDP5 eingegeben und von dieser als sogenannter Fester Datenblock (FDB) gespeichert sowie auf ein Magnetband geschrieben. Gleichzeitig wird der FDB über den direkten Datenkanal zur IBM geschickt und dort auf eine Magnetplatte ("URUN") übertragen. Mit dem Startbefehl, der vom Fernschreiber aus gegeben wird, beginnt die Messung.

##### 3. Datenphase

Ein "Ereignis" ist durch das Ansprechen der Hauptkoinzidenz  $G\bar{C}_e$  definiert. Bei jedem Ereignis erhält die PDP5 ein Signal, das sie veranlaßt, die Flip-Flop-Register der Hodoskopelektronik und der beiden ADC's für das Zeit-Überlappungs- sowie das Schauerzähler-Spektrum abzufragen und deren Information in 8 PDP-Worten zu je 12 Bits zu speichern. Vom Eintreten des Ereignisses bis zu seiner Speicherung vergehen etwa 130  $\mu$ sec. Während dieser Zeit ist die schnelle Elektronik gesperrt. Nachdem das Ereignis gespeichert ist, werden alle Flip-Flops zurückgesetzt und die Elektronik wieder geöffnet.

Jetzt wird das Ereignis von der PDP5 ausgewertet (wobei der Auswertungsvorgang unterbrochen wird, sobald das nächste Ereignis eintritt): Es wird in das Zeitüberlappungs- und Schauerzähler-Spektrum eingeordnet, die Zahl der Ereignisse wird um 1 erhöht. Falls der  $G\bar{C}_e\check{C}_\pi$  - Flip-Flop gesetzt und die zeitliche Überlappung besser als ein vorgegebener Schwellenwert war und in jedem Hodoskop genau ein Zähler angesprochen



hatte, werden die entsprechenden Zähler der beiden Hodoskope sowie die Gesamtzahl der Pionen um 1 hochgezählt.

Es kann vorkommen, daß innerhalb der Auflösungszeit der Hodoskopkoinzidenzen in einem oder beiden Hodoskopen mehr als ein Zähler anspricht (" $>1$ "-Ereignis). Die Anzahl der " $>1$ "-Pion-Ereignisse sowie die Anzahl der Fälle, in denen kein Hodoskopzähler (" $0$ "-Pion-Ereignis) angesprochen hat, wird je Hodoskop ebenfalls auf dem Bildschirm angezeigt.

Nach jeweils 32 Ereignissen werden diese aus dem Kernspeicher der PDP5 auf das Magnetband übertragen und gleichzeitig über den direkten Datenkanal zur IBM geschickt und dort auf die Magnetplatte "URUN" geschrieben. Ist die Messung beendet, werden die noch im Speicher befindlichen Daten sowie ein weiterer FDB auf das Magnetband übertragen und zur IBM übermittelt. Dieser FDB enthält als zusätzliche Information die Quantameteranzeige sowie die von den elektronischen Zählern registrierten Einzel- und Koinzidenzzählraten.

#### 4. Auswertephase

Sobald der letzte FDB auf "URUN" geschrieben ist, wird von der IBM das Auswerteprogramm geladen und die Messung analysiert. Nach etwa 10 Sekunden werden die vorläufigen Wirkungsquerschnitte dieser "on-line" Analyse sowie Zählerinhalte, Hodoskopverteilungen, Spektren und Aufteilung der Ereignisse über den direkten Datenkanal zur PDP5 zurückgeschickt und auf dem Fernschreiber ausgedruckt. Gleichzeitig werden die Daten von "URUN" auf eine zweite Magnetplatte ("UTAPE") übertragen, auf der mehrere Messungen gespeichert werden können. Wenn diese Platte voll ist, wird ihr Inhalt auf IBM-Magnetband überschrieben, von dem aus zu einem späteren Zeitpunkt die endgültige "off-line" Analyse des Experiments erfolgt.

#### 5. Quantameter-Korrektur

Während der 130  $\mu\text{sec}$  Totzeit der PDP5 pro Ereignis sowie außerhalb des Zeitintervalls von  $\pm 500 \mu\text{sec}$  um  $t_{\text{max}}$  (siehe Kap. III. 1.3) ist die Elektronik geschlossen. Da das Quantameter aber jeweils während der vollen Strahlpulsdauer geöffnet ist, mißt es eine höhere  $\gamma$ -Strahlintensität als tatsächlich zur Messung beiträgt.

Um auf diese Differenz zu korrigieren, wurde seitlich vom  $\gamma$ -Strahl (s. Abb. 5) ein aus drei Szintillationszählern bestehendes Teleskop aufgebaut. In dieses werden über einen Permanentmagneten niederenergetische Teilchen gelenkt, die der  $\gamma$ -Strahl beim Durchlaufen eines vor dem Magneten stehenden dünnen Metallbleches erzeugt hat. Die der  $\gamma$ -Strahlintensität proportionale Koinzidenzzählrate der drei Teleskopzähler wird sowohl für die Gesamtdauer der Messung als für die Zeit, während der die Elektronik geöffnet ist, registriert. Das Verhältnis der beiden Zählraten ergibt direkt den an der Quantameteranzeige anzubringenden Korrekturfaktor.

## V. Auswertung der Messungen

### 1. Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Die Anzahl der Pionen  $N_{\pi}(i,j)$ , die bei der Untersuchung der Reaktionen



in einem aus dem  $i$ -ten  $p$ -Hodoskopzähler und dem  $j$ -ten  $p, \theta$ -Hodoskopzähler gebildeten Fenster des Spektrometers gemessen wird, ergibt sich durch Integration über den von dieser Zählerkombination erfaßten Raumwinkel  $\Delta\Omega_{\pi}(i,j)$  und  $\gamma$ -Energiebereich  $\Delta k(i,j)$ :

(V 1)

$$N_{\pi}(i,j) = N_{p,d} \cdot \eta \int_{(i,j)} \frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi}^{\text{c.m.}}} \frac{d\Omega_{\pi}^{\text{c.m.}}}{d\Omega_{\pi}} \cdot d\Omega_{\pi} \cdot N_{\gamma}(k) \cdot dk ;$$

dabei ist

$N_{p,d}$  = Anzahl der Protonen beziehungsweise Deuteronen pro  $\text{cm}^2$  im  $\text{H}_2$ - beziehungsweise  $\text{D}_2$ -Target;

$\eta$  = Produkt von Korrekturfaktoren (s. Kap. V. 3);

$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi}^{\text{c.m.}}}$  = differentieller Wirkungsquerschnitt für obige Reaktionen;

$\frac{d\Omega_{\pi}^{\text{c.m.}}}{d\Omega_{\pi}}$  = Raumwinkeltransformation vom Schwerpunktssystem des Photons und Targetnukleons ins Laborsystem;

$N_\gamma(k) \Delta k$  = Anzahl der  $\gamma$ -Quanten im Energieintervall  $k, k + \Delta k$ .

Die Integration über  $d\Omega_\pi \cdot dk$  in (V 1) läßt sich mit Hilfe der Funktionaldeterminante in eine Integration über die Akzeptanz  $A(i,j)$  des  $(i,j)$ -Fensters umformen:

$$d\Omega_\pi \cdot dk = \frac{\partial(k, \Theta_\pi)}{\partial(p_\pi, \Theta_\pi)} \cdot dp_\pi \cdot d\Omega_\pi = \frac{\partial k}{\partial p_\pi} \Big|_{\Theta_\pi} \cdot dp_\pi \cdot d\Omega_\pi = p_0 \cdot \frac{\partial k}{\partial p_\pi} \Big|_{\Theta_\pi} \cdot \underbrace{\frac{dp_\pi}{p_0} \cdot d\Omega_\pi}_{dA(i,j)}$$

( $p_0$  = Sollimpuls des Spektrometers).

Damit ergibt sich

$$N_\pi(i,j) = N_{p,d} \cdot \eta \int_{Akz(i,j)} \frac{d\sigma}{d\Omega_\pi^{c.m.}} \frac{d\Omega_\pi^{c.m.}}{d\Omega} \cdot N_\gamma(k) \cdot p_0 \cdot \frac{\partial k}{\partial p_\pi} \Big|_{\Theta_\pi} \cdot \frac{dp_\pi}{p_0} \cdot d\Omega_\pi \quad (V 2)$$

Die Anzahl der "effektiven Quanten"  $Q_{eff}$  ist definiert als

$$Q_{eff} = \frac{1}{k_{max}} \int_0^{k_{max}} N_\gamma(k) \cdot k \cdot dk \quad (V 3)$$

$Q_{eff}$  ist also eine äquivalente Anzahl von Quanten der Maximalenergie  $k_{max}$ , die die gleiche Gesamtenergie wie das aufintegrierte Bremsspektrum liefert. Die Form des Bremsspektrums hängt insbesondere von der Targetdicke und der Kollimation des  $\gamma$ -Strahls ab<sup>17)</sup>. Sie sei durch die Funktion  $f(k, k_{max})$  gegeben. Damit erhält man für die Anzahl der  $\gamma$ -Quanten im Energieintervall  $k, k + \Delta k$

$$N_\gamma(k) \cdot \Delta k = Q_{eff} \cdot \frac{f(k, k_{max})}{k} \cdot \Delta k \quad (V 4a)$$

beziehungsweise mit

$$Q_{eff} \cdot k_{max} = QK \cdot Q$$

( $QK$  = Eichkonstante des Quantameters,

$Q$  = vom Quantameter gemessene Gesamtladung)

$$N_Y(k) \cdot \Delta k = \frac{QK \cdot Q}{k_{\max}} \cdot \frac{f(k, k_{\max})}{k} \cdot \Delta k \quad (V 4b)$$

(V 4b) in (V 2) eingesetzt ergibt

$$\text{mit } \frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi}^{\text{c.m.}}} = \frac{d\sigma}{dt} \cdot \frac{dt}{d\Omega_{\pi}^{\text{c.m.}}} = \frac{d\sigma}{dt} \cdot \frac{k^{\text{c.m.}} \cdot p_{\pi}^{\text{c.m.}}}{\pi} \quad (V 5)$$

$$N_{\pi}(i,j) = N_{p,d} \cdot \eta \cdot \frac{QK \cdot Q}{k_{\max}} \cdot \left[ \frac{d\sigma}{dt} \cdot \frac{dt}{d\Omega_{\pi}^{\text{c.m.}}} \cdot \frac{d\Omega_{\pi}^{\text{c.m.}}}{d\Omega_{\pi}} \cdot \frac{p_0}{k} \cdot \frac{\partial k}{\partial p_{\pi}} \right]_{\Theta_{\pi}} \cdot f(k, k_{\max}) \cdot \frac{dp_{\pi}}{p_0} \cdot d\Omega_{\pi}$$

Akz(i,j)

Bei der Photoproduktion am freien Proton gemäß (I 1) sind die kinematischen Faktoren in (V 5) eindeutige Funktionen von Impuls  $p_{\pi}$  und Erzeugungswinkel  $\Theta_{\pi}$  des Pions. Bei der Photoproduktion am Deuteron gemäß (II 1) und (II 1a) jedoch findet der Erzeugungsprozeß im Sinne des Zuschauermodells an einem bewegten Nukleon statt, dessen räumlich isotrope Impulsverteilung durch die Hulthén-Funktion  $W(p_F)$  gegeben ist. Damit sind die kinematischen Größen in (V 5) von Betrag und Richtung des Fermiimpulses  $\vec{p}_F$  des Targetnukleons abhängig. Da im Experiment das Spektatornukleon nicht mitgemessen wurde, muß bei der Photoerzeugung am Deuteron über diese Variablen integriert werden. Damit ergibt sich:

$$N_{\pi}(i,j) = N_{p,d} \cdot \eta \cdot \frac{QK \cdot Q}{k_{\max}} \cdot \int \left\{ \int_{p_F, \Omega_F} \frac{d\sigma}{dt} \cdot \frac{dt}{d\Omega_{\pi}^{\text{c.m.}}} \cdot \frac{d\Omega_{\pi}^{\text{c.m.}}}{d\Omega_{\pi}} \cdot \frac{p_0}{k} \cdot \left[ \frac{\partial k}{\partial p_{\pi}} \right]_{\Theta_{\pi}} \cdot f(k, k_{\max}) \cdot W(p_F) \cdot dp_F \cdot d\Omega_F \right\} \cdot \frac{dp_{\pi}}{p_0} \cdot d\Omega_{\pi}$$


---


$$\int_{p_F, \Omega_F} W(p_F) \cdot dp_F \cdot d\Omega_F$$

Zur Ermittlung des Wirkungsquerschnittes wurde die rechte Seite der Gleichung (V 5') nach der Monte Carlo-Methode berechnet, das heißt das Experiment durch eine Monte Carlo-Rechnung simuliert. Dabei wurde  $\frac{d\sigma}{dt}$  in (V 5') für die Erzeugung am Deuteron (beziehungsweise am Proton) in der Form

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{\text{Deuteron (Proton)}} = \phi \cdot \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{\substack{\text{freies Nukleon} \\ [\text{Masse } m_N]}} = \phi \cdot \frac{A}{(s - m_N^2)^2} e^{Bt} \quad (\text{V } 6)$$

mit  $B = 3(\text{GeV}/c)^{-2}$  für  $\pi^+$ -Produktion und  $B = 5(\text{GeV}/c)^{-2}$  für  $\pi^-$ -Produktion angesetzt. Daß  $\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{\text{freies Nukleon}}$  ungefähr mit  $(s - m_N^2)^{-2}$  und  $\exp(-B|t|)$  abfällt, ergibt sich aus früheren Experimenten<sup>5), 7), 15)</sup>. (V 6) folgt für  $|t| \geq 0.15 (\text{GeV}/c)^2$  (s. Kap. VII. 1) aus der Annahme des Zuschauermodells, daß die Amplitude für die Photoerzeugung am Deuteron gleich der am freien Nukleon ist, wobei der Faktor  $\phi$  berücksichtigt, daß der Fluß der einfallenden Photonen größer (kleiner) ist, wenn sich das Targetnukleon entgegen der Richtung (in Richtung) des Photonenstromes bewegt:

$$\phi = 1 - \frac{|\vec{p}_F| \cdot \cos \chi}{E_N}$$

( $E_N$  ist die Energie des Targetnukleons,  $\chi$  der Winkel zwischen seiner Flugrichtung und der Richtung des  $\gamma$ -Strahls).

Die Verteilung der berechneten Zählraten  $N_{\pi}^{\text{ber.}}(i,j)$  wurde an die gemessene Verteilung  $N_{\pi}^{\text{gem.}}(i,j)$  nach der Methode der kleinsten Quadrate angepaßt, wobei von den  $20 \times 11$  (i,j)-Kombinationen nur diejenigen berücksichtigt wurden, deren zugehörige  $\gamma$ -Energie  $k$  - berechnet nach der Pionerzeugungs-kinematik am ruhenden Nukleon - im Bereich  $k_{\text{max}} - 200 \text{ MeV} \leq k \leq k_{\text{max}} - 50 \text{ MeV}$  lag. Aus dieser Anpassung erhält man den Faktor A im Ansatz (V 6) für den Wirkungsquerschnitt. Die in Kapitel VI, Tabellen 3 und 4 angegebenen Wirkungsquerschnitte sind ebenso wie die Parameter  $k$  und  $t$  Mittelwerte der Monte Carlo-Verteilungen im ausgewerteten Akzeptanzbereich.

$\sum_{j=1}^{11} N_{\pi}(i,j) = N_{\pi}(i)$  ergibt die Pionzählraten in den 20 p-Hodoskopzählern (i). In den Abbildungen 14a und 14b sind  $N_{\pi}^{\text{ber.}}(i)$  und  $N_{\pi}^{\text{gem.}}(i)$  für die Reaktion  $\gamma + d \rightarrow \pi^- + 2p$  bei zwei verschiedenen Impulsüberträgen aufgetragen. Mit wachsendem Impulsübertrag wird das Profil der Verteilungen immer mehr ausgeschmiert (vergleiche Abb.3 und 4). Die gute Übereinstimmung zwischen berechneter und gemessener Pionverteilung weist insbesondere auf die Gültigkeit des Zuschauermodells hin.

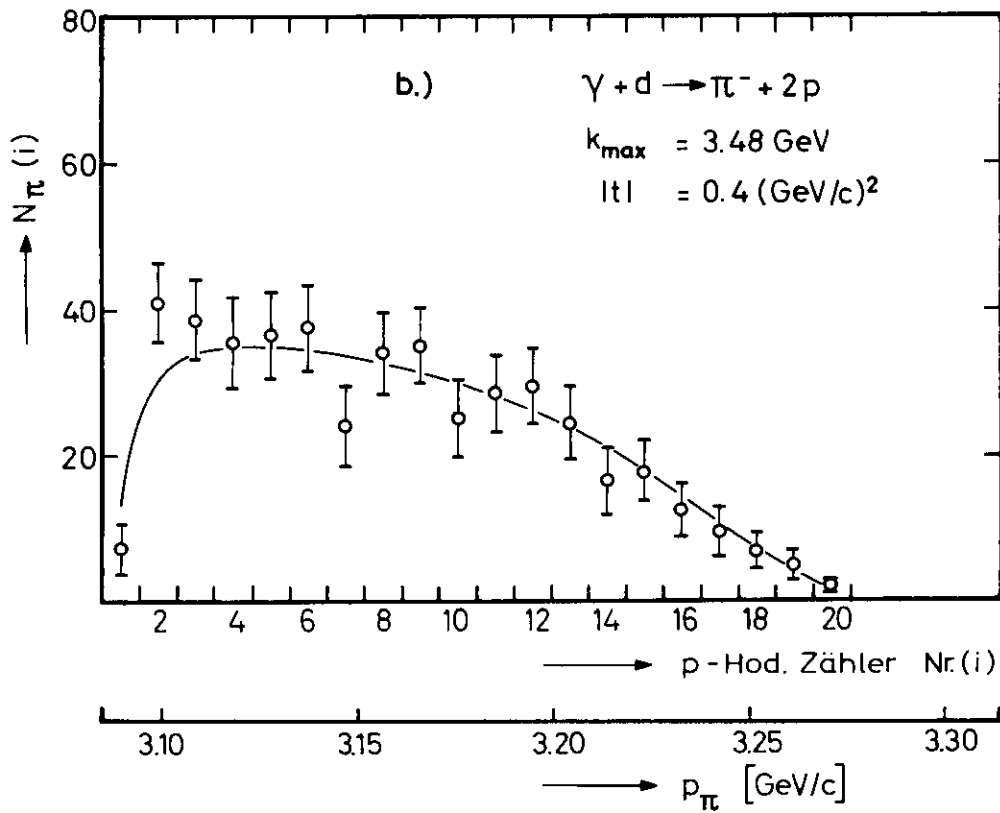
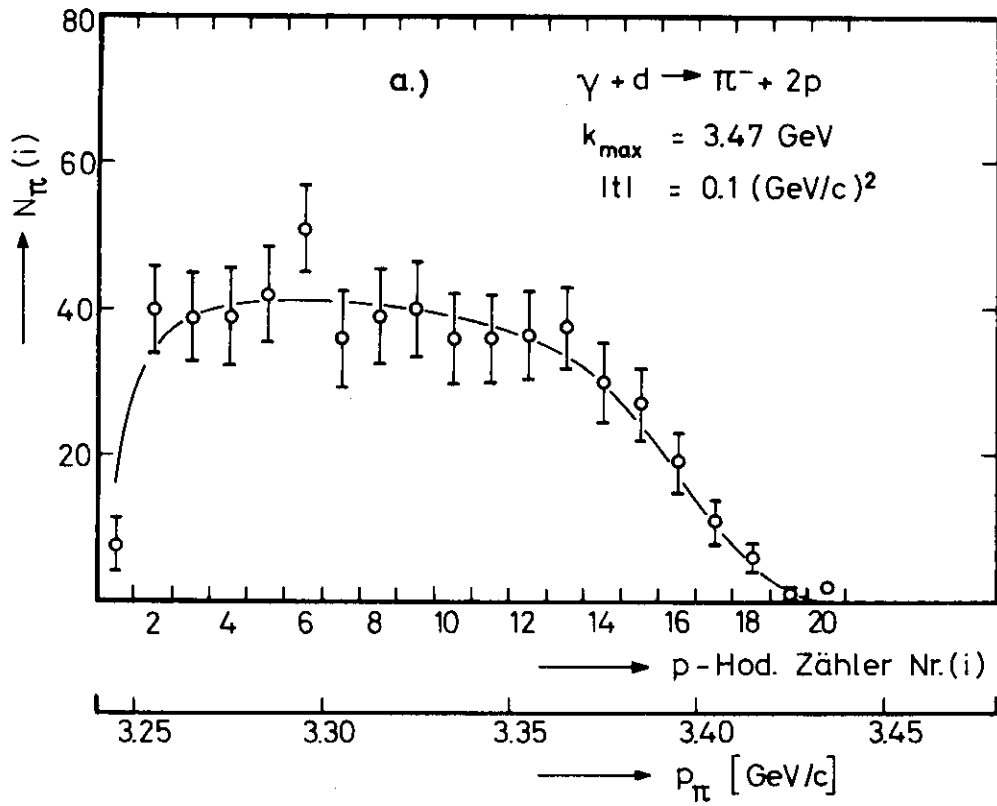


Abb. 14a,b Gemessene ( $\circ$ ) und berechnete (—) Pionverteilung im p-Hodoskop

## 2. Beitrag durch Pion-Mehrfacherzeugung

Um abzuschätzen, wie groß innerhalb des  $\gamma$ -Energieintervalls, das zur Anpassung der berechneten an die gemessenen Pionzählraten benützt wurde, der Beitrag aus Prozessen ist, bei denen mehr als ein Pion erzeugt wird, wurden  $\pi^-$ -Messungen am Deuteron in einem größeren Impulsbereich durchgeführt. Außerdem wurde unter denselben Bedingungen die  $\pi^-$ -Erzeugung am Proton gemessen. Abbildung 15 zeigt das Ergebnis. Es beweist, daß der Mehrfachpion-Beitrag zur Pionzählrate im Anpassungsbereich höchstens einige Prozent beträgt.

## 3. Korrekturen

Die Größe  $\eta$  in Gleichung (V 1) setzt sich aus den Korrekturfaktoren für Pionabsorption ( $\eta_{\text{Abs.}}$ ), Pionzerfall ( $\eta_{\text{Zerf.}}$ ) und nicht eindeutige Pionereignisse ( $\eta_{>1}$  und  $\eta_{0}$ ) sowie aus der Quantameter-Korrektur ( $\eta_{\text{Qu.}}$ ) zusammen:

$$\eta = \eta_{\text{Abs.}} \cdot \eta_{\text{Zerf.}} \cdot \eta_{>1} \cdot \eta_{0} \cdot \eta_{\text{Qu.}}$$

### 3.1 Pion-Absorption durch starke Wechselwirkung

Auf dem Weg durch das Spektrometer wird ein Teil der Pionen durch starke Wechselwirkung in den durchlaufenen Medien absorbiert. Aus den totalen  $\pi p$ - und  $\pi C$ -Wirkungsquerschnitten<sup>24)</sup> ergeben sich die folgenden prozentualen Verluste in:

Flüssig-H <sub>2</sub> -Target	0.5%
Flüssig-D <sub>2</sub> -Target	1.2%
Szintillatormaterial	3.6%
Äthylen der Čerenkovzähler	1.5%

Die Verluste im Helium der He-Schläuche sowie in den kurzen Luftstrecken sind vernachlässigbar.

Damit ergibt sich der Korrekturfaktor für die Pionabsorption zu

$\eta_{\text{Abs.}} = 0.945$  für die Messungen am Wasserstoff und

$\eta_{\text{Abs.}} = 0.938$  für die Messungen am Deuterium

mit einer Unsicherheit von etwa 2%.

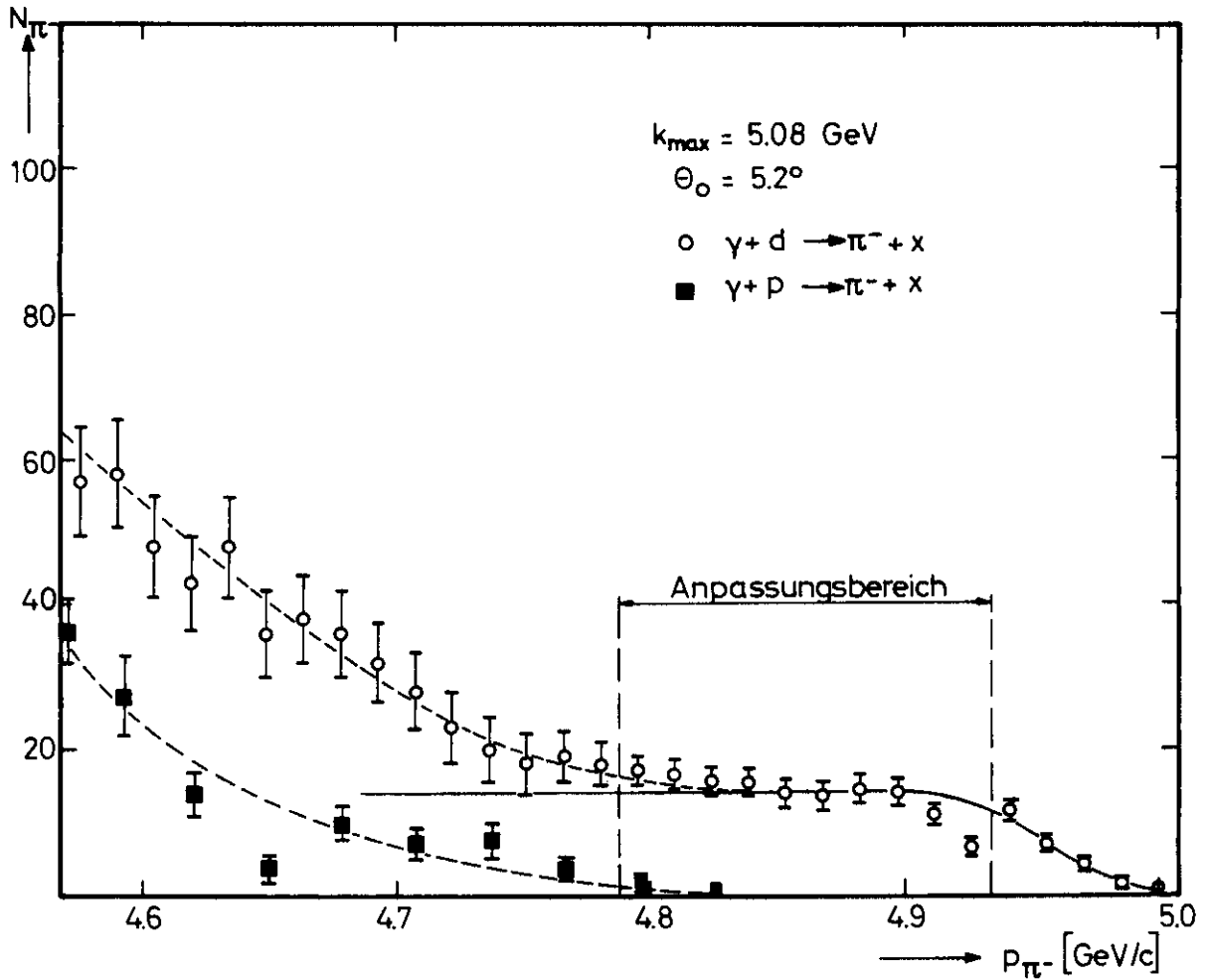


Abb.15  $\pi^-$ -Zählraten in Abhängigkeit vom Pionimpuls zur Abschätzung des Mehrfachpion-Beitrags im Anpassungsbereich

Die offenen Kreise zeigen die gemessenen Zählraten  $N_{\pi^-}$  für die  $\pi^-$ -Photoerzeugung an Deuterium. Die ausgezogene Kurve gibt den erwarteten Zählratenverlauf für  $\pi^-$ -Einfacherzeugung wieder. Bei kleineren Impulsen erfolgt ein Anstieg der Zählraten durch den Beitrag aus Pion-Mehrfacherzeugungsprozessen. Die ausgefüllten Punkte zeigen den Verlauf der Zählraten für die  $\pi^-$ -Photoerzeugung an Wasserstoff.



### 3.2 Pion-Zerfall

Zerfällt des Pion gemäß  $\pi \rightarrow \mu + \nu$  vor den beiden letzten Ablenkmagneten des Spektrometers, so wird infolge der Impulsänderung beim Zerfall das entstandene Myon im allgemeinen nicht mehr durch das ganze Zähler-system gelangen. Erfolgt der Zerfall jedoch hinter dem letzten Magneten, so besteht eine größere Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Myon innerhalb der Akzeptanz des Spektrometers bleibt, da seine Flugrichtung meist nur wenig von der des Pions abweicht.

Um den Pionverlust durch Zerfall zu bestimmen, wurden für Pionimpulse  $p_\pi$  bis 5 GeV/c Monte Carlo-Akzeptanzrechnungen durchgeführt. Dabei werden der Zerfallsort im Spektrometer gemäß dem Zerfallsgesetz und der Winkel zwischen Pion und Zerfallsmyon im Ruhesystem des Pions zufällig gewählt und die Myonen auf ihrem Weg durch das Spektrometer verfolgt. Erst für Pionimpulse oberhalb 5 GeV/c wird angenommen, daß der Čerenkovzähler  $\check{C}_e$  auf die Zerfallsmyonen anspricht. In diesem Fall ergibt sich der Pionverlust direkt aus dem Zerfallsgesetz zu  $\eta_{\text{Zerf.}} = \exp(-t/\tau)$ , wo  $t$  die Flugzeit des Pions vom Target bis  $\check{C}_e$  (Abstand 25 m) und  $\tau$  seine Lebensdauer im Laborsystem ist.

Die Rechnungen ergeben

$p_\pi$ [GeV/c]	$\eta_{\text{Zerf.}}$
2.6	0.893
3.4	0.924
5.0	0.952
6.0	0.929

### 3.3 Nicht eindeutige Pion-Ereignisse

Eine weitere Korrektur ist dadurch bedingt, daß ein Pion-Ereignis vorliegt, aber in einem oder beiden Hodoskopen mehr als ein oder gar kein Zähler ein Signal geliefert hat (" $>1$ " - beziehungsweise "0"-Pion-Ereignis).

Da keiner der Hodoskopzähler an den " $>1$ "-Ereignissen bevorzugt beteiligt war, kann ein Lichtleck ausgeschlossen werden. Bei etwa 60% der " $>1$ "-Pion-Ereignisse haben zwei benachbarte Hodoskopzähler angesprochen. Eine mögliche Erklärung hierfür können  $\delta$ -Elektronen sein, die von dem Pion beim Durchgang durch einen Hodoskopzähler erzeugt und von einem benachbarten

Zähler nachgewiesen werden. Solch ein "benachbartes  $>1$ "-Ereignis wurde je nur Hälfte den beiden betreffenden Zählern zugeordnet. Die verbleibenden 40% werden darauf zurückgeführt, daß innerhalb der Auflösungszeit der Hodoskopkoinzidenzen neben einem "guten" Pion ein Untergrundteilchen das Hodoskop durchlaufen hat. Diese Annahme wird dadurch bestärkt, daß die Anzahl der " $>1$ "-Ereignisse für Sollwinkel des Spektrometers  $\theta_0 < 2.6^\circ$  im Mittel um etwa 30% höher ist als bei größeren Winkeln.

Die nicht benachbarten " $>1$ "-Pion-Ereignisse können nicht eindeutig nach Impuls und Winkel analysiert werden. Ihr Anteil an der Gesamtzahl der Pionen wird in dem Korrekturfaktor  $\eta_{>1}$  erfaßt. Dieser beträgt gemittelt über alle Meßpunkte 0.983.

Das Nichtansprechen eines der Hodoskope wird durch den Faktor  $\eta_{\text{O}}$  berücksichtigt. Sein mittlerer Wert von 0.978 läßt sich gut aus den Lücken zwischen den Hodoskopzählern erklären.

#### 3.4 Q<sub>eff</sub>-Korrektur

Wie in Kapitel IV. 5. ausgeführt wurde, muß die vom Quantameter gemessene Anzahl effektiver Quanten korrigiert werden. Der Korrekturfaktor  $\eta_{\text{Qu}}$  wird aus der Teleskopinformation bestimmt (s. Kap. IV. 5.). Gemittelt über alle Meßpunkte ergibt sich für  $\eta_{\text{Qu}}$  ein Wert von 0.992.

#### 3.5 Leertarget

Die Volltargetraten werden durch Subtraktion der Leertargetraten korrigiert. Da die Targetzelle durch den Dampfdruck des flüssigen Wasserstoffs beziehungsweise Deuteriums leergedrückt wird, befindet sich während der Leertargetmessungen H<sub>2</sub>- beziehungsweise D<sub>2</sub>-Gas in der Zelle. Daher muß von den gemessenen prozentualen Leertargetraten ein Betrag abgezogen werden, der sich aus dem Verhältnis der Gas- zur Flüssigkeitsdichte ergibt. Er beträgt für Wasserstoff bei 1 ata Dampfdruck 1.7%, für Deuterium bei 0.4 ata 0.6%.

Der Anteil der Leer- an den Volltargetraten liegt für die einzelnen Meßpunkte zwischen 2% und 16%. Dabei konnte keine eindeutige Abhängigkeit des Leertargeteffekts von Pion-Erzeugungswinkel,  $\gamma$ -Energie oder Targetbedingung (H<sub>2</sub> oder D<sub>2</sub>) festgestellt werden. Die Häufigkeitsverteilung der prozentualen

Leertargetraten für alle Messungen hat ein Maximum bei 8% und eine mittlere quadratische Schwankung von  $\pm 4\%$ . Die weite Streuung des Leertargetanteils wird im systematischen Fehler (Kap. V. 4.) berücksichtigt.

### 3.6 Nicht-Pion-Beitrag und Pionverlust

Die Positronen- beziehungsweise Elektronenrate beträgt für die bezüglich des elektromagnetischen Untergrundes kritischsten Messungen bei  $k_{\max} = 3.48 \text{ GeV}$ ,  $\Theta_0 = 0.7^\circ$  und  $k_{\max} = 5.11 \text{ GeV}$ ,  $\Theta_0 = 0.65^\circ$  etwa das Achtfache der Pionrate. Bei dem hohen Ansprechvermögen des Čerenkovzählers  $\check{C}_e$  für Elektronen von  $> 99.9\%$  ergibt sich daraus ein  $e^\pm$ -Beitrag zur Pionzählrate von weniger als 1%. Diese Grenze wird durch die Schauerzähler-Spektren bestätigt. Mit wachsendem Sollwinkel  $\Theta_0$  nimmt das  $e^\pm/\pi^\pm$ -Verhältnis sehr rasch ab, so daß die  $e^\pm$ -Kontamination verschwindend klein wird.

Um den Myon-Beitrag zur Pionzählrate abzuschätzen, wurden am Wasserstoff unter den kinematischen Bedingungen der  $\pi^+$ -Einfachproduktion Messungen mit negativer Polarität des Spektrometers durchgeführt. Sie ergaben eine Myon-Kontamination von  $(2 \pm 2)\%$ .

Protonen und Kaonen können nur dann ein Pion vortäuschen, wenn sie im Čerenkovzähler  $\check{C}_\pi$  aber nicht in  $\check{C}_e$   $\delta$ -Elektronen erzeugen. Das (Proton + Kaon)/Pion-Verhältnis ist für alle Messungen kleiner als 1. Der Anteil photoerzeugter Kaonen ist aus kinematischen Gründen unbedeutend, da der Kaon-Impuls im allgemeinen unterhalb des vom Spektrometer akzeptierten Impulsbereiches liegt. Bei einer Wahrscheinlichkeit von etwa 1% für die Erzeugung von  $\delta$ -Elektronen ergibt sich ein Proton-Beitrag zur Pionzählrate von weniger als 1%.

Der Pionverlust durch Nichtansprechen des  $\check{C}_\pi$  ergibt sich aus dessen Nachweiswahrscheinlichkeit für Pionen zu  $< 0.5\%$ . Ein Vergleich der Zählraten der Haupt- und Pionkoinzidenz  $G\check{C}_e$  und  $G\check{C}_e\check{C}_\pi$  bei den  $\pi^-$ -Messungen am Deuterium bestätigt diesen Wert. Außerdem können Pionen dadurch verlorengehen, daß sie im  $\check{C}_e$   $\delta$ -Elektronen erzeugen und diese nachgewiesen werden. Dieser Anteil wird mit  $< 1\%$  angenommen.

#### 4. Systematischer Fehler

Der totale systematische Fehler der Wirkungsquerschnitte setzt sich aus den folgenden Einzelfehlern zusammen:

Beitrag zum systematischen Fehler	bedingt durch Unsicherheit für
±2%	Quantameterkonstante
±2%	Form des Bremsspektrums
±3% *	Energieeichung des Spektrometers relativ zum Synchrotron
±5%	Akzeptanzberechnung
±1% *	Dichte der Targetatome
±4% *	Leertarget
±2%	Absorptionskorrektur
±4%	Pionverlust, Nicht-Pion-Beitrag zur Pionzählrate, zufällige Koinzidenzen, Mehrfachpion-Beitrag

Daraus resultiert ein systematischer Gesamtfehler der Wirkungsquerschnitte von ±9%. Zum systematischen Fehler für die aus den Wirkungsquerschnitten gebildeten Verhältnisse  $R^+$  und  $R_d$  tragen nur die mit einem Stern gekennzeichneten Einzelfehler bei. Damit ergibt sich ein systematischer Gesamtfehler für  $R^+$  und  $R_d$  von ±5%.

Relativ zu den bei größeren Winkeln gemessenen Wirkungsquerschnitten sind die Wirkungsquerschnitte für sehr kleine Erzeugungswinkel des Pions ( $\Theta_0 < 2.6^\circ$ ) mit einer systematischen Unsicherheit von etwa  $\begin{matrix} +6 \\ -1 \end{matrix}$ % behaftet, die sich aus der Akzeptanzeinschränkung ergibt (siehe Kap. III. 3.3).

## VI. Ergebnisse

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dt$  der in der vorliegenden Arbeit für  $\gamma$ -Energien  $k = 2.6, 3.4, 5.0$  und  $6.0$  GeV und Impulsüberträge  $t$  zwischen  $-0.003$  und  $-0.6$   $(\text{GeV}/c)^2$  untersuchten Pion-Photoproduktion an Wasserstoff und Deuterium gemäß den Reaktionen



sind in den Tabellen 3 und 4 zusammengefaßt. Die Werte wurden nach dem in Kapitel V. 1 beschriebenen Verfahren berechnet und berücksichtigen die in den Kapiteln V. 3.1 bis V. 3.5 aufgeführten Korrekturen. In Tabelle 5 sind die Verhältnisse

$$R^+ = \frac{d\sigma/dt(\pi^+(d))}{d\sigma/dt(\pi^+(p))}$$

und

$$R_d = \frac{d\sigma/dt(\pi^-(d))}{d\sigma/dt(\pi^+(d))}$$

aufgeführt. Die angegebenen Fehler sind durch die Zählratenstatistik bedingt. Bezüglich der systematischen Fehler siehe Kapitel V. 4.

Die Abbildungen 16 und 17 zeigen den Verlauf der Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dt(\pi^+(p))$ ,  $d\sigma/dt(\pi^+(d))$  und  $d\sigma/dt(\pi^-(d))$  als Funktion von  $|t|$  für  $k = 3.4$  und  $5.0$  GeV. Außer den Ergebnissen dieser Arbeit sind die  $\pi^+(p)$ -Daten von Joseph et al. <sup>4)</sup> für  $k = 3.4$  GeV, Joseph et al. <sup>4)</sup> und Boyarski et al. <sup>7)</sup> für  $k = 5.0$  GeV sowie die  $\pi^\pm(d)$ -Daten von Bar-Yam et al. <sup>15)</sup> für  $k = 3.4$  GeV aufgetragen. Die Übereinstimmung mit den SLAC-Daten <sup>7)</sup> ist gut, die Abweichungen gegenüber den Daten der anderen Autoren liegen innerhalb der durch die statistischen und systematischen Fehler gegebenen Grenzen.

Tabelle 3

$\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+(p))$  für  $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$  als Funktion von  $|t|$

k = 3.4 GeV	
$ t $ [(GeV/c) <sup>2</sup> ]	$d\sigma/dt(\pi^+(p))$ [ $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$ ]
0.003 ± 0.001	6.91 ± 0.43
0.006 ± 0.0015	5.23 ± 0.39
0.012	5.03 ± 0.33
0.022	4.21 ± 0.22
0.048	3.92 ± 0.21
0.096	3.41 ± 0.19
0.19	2.63 ± 0.14
0.39	1.40 ± 0.07

k = 5.0 GeV	
$ t $ [(GeV/c) <sup>2</sup> ]	$d\sigma/dt(\pi^+(p))$ [ $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$ ]
0.009	2.51 ± 0.17
0.014	2.01 ± 0.11
0.055	1.58 ± 0.11
0.10	1.45 ± 0.08
0.20	1.12 ± 0.07
0.30	0.86 ± 0.05
0.60	0.444 ± 0.035

k = 6.0 GeV	
$ t $ [(GeV/c) <sup>2</sup> ]	$d\sigma/dt(\pi^+(p))$ [ $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$ ]
0.096	1.00 ± 0.06
0.20	0.71 ± 0.05
0.38	0.537 ± 0.030

Tabelle 4

$$\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+(d)) \text{ für } \gamma + d \rightarrow \pi^+ + n + n_s$$

und  $\frac{d\sigma}{dt}(\pi^-(d))$  für  $\gamma + d \rightarrow \pi^- + p + p_s$  als Funktion von  $|t|$

k = 2.6 GeV		
$ t $ [(GeV/c) <sup>2</sup> ]	$d\sigma/dt(\pi^+(d))$ [ $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$ ]	$d\sigma/dt(\pi^-(d))$ [ $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$ ]
0.097	5.41 ± 0.36	3.50 ± 0.31

k = 3.4 GeV		
$ t $ [(GeV/c) <sup>2</sup> ]	$d\sigma/dt(\pi^+(d))$ [ $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$ ]	$d\sigma/dt(\pi^-(d))$ [ $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$ ]
0.003 ± 0.001	4.27 ± 0.28	4.34 ± 0.24
0.012	4.02 ± 0.21	3.46 ± 0.20
0.048	3.45 ± 0.19	2.66 ± 0.14
0.096	3.06 ± 0.16	1.99 ± 0.11
0.19	2.26 ± 0.13	1.25 ± 0.07
0.29	1.70 ± 0.10	0.82 ± 0.05
0.39	1.40 ± 0.08	0.425 ± 0.024

k = 5.0 GeV		
$ t $ [(GeV/c) <sup>2</sup> ]	$d\sigma/dt(\pi^+(d))$ [ $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$ ]	$d\sigma/dt(\pi^-(d))$ [ $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$ ]
0.006 ± 0.002	1.79 ± 0.14	1.76 ± 0.11
0.014	1.47 ± 0.08	1.41 ± 0.08
0.057	1.30 ± 0.07	0.98 ± 0.06
0.10	1.29 ± 0.07	0.76 ± 0.04
0.20	1.00 ± 0.06	0.488 ± 0.026
0.30	0.84 ± 0.05	0.294 ± 0.017
0.39	0.71 ± 0.04	0.190 ± 0.012
0.60	0.399 ± 0.026	0.132 ± 0.010

k = 6.0 GeV		
$ t $ [(GeV/c) <sup>2</sup> ]	$d\sigma/dt(\pi^+(d))$ [ $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$ ]	$d\sigma/dt(\pi^-(d))$ [ $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$ ]
0.098	0.95 ± 0.06	0.572 ± 0.031
0.30	0.543 ± 0.045	0.153 ± 0.015

Tabelle 5

Die Verhältnisse  $R^+ = \frac{d\sigma/dt(\pi^+(d))}{d\sigma/dt(\pi^+(p))}$  und

$R_d = \frac{d\sigma/dt(\pi^-(d))}{d\sigma/dt(\pi^+(d))}$  als Funktion von  $|t|$ .

k = 2.6 GeV		
$ t $ [(GeV/c) <sup>2</sup> ]	$R^+$	$R_d$
0.097	-	0.647 ± 0.072

k = 3.4 GeV		
$ t $ [(GeV/c) <sup>2</sup> ]	$R^+$	$R_d$
0.003 ± 0.001	0.618 ± 0.056	1.016 ± 0.087
0.012	0.799 ± 0.067	0.861 ± 0.067
0.048	0.880 ± 0.068	0.771 ± 0.059
0.096	0.897 ± 0.069	0.650 ± 0.049
0.19	0.859 ± 0.067	0.553 ± 0.044
0.29	-	0.482 ± 0.041
0.39	1.00 ± 0.076	0.304 ± 0.024

k = 5.0 GeV		
$ t $ [(GeV/c) <sup>2</sup> ]	$R^+$	$R_d$
0.006 ± 0.002	-	0.983 ± 0.098
0.014	0.731 ± 0.056	0.959 ± 0.075
0.057	0.823 ± 0.072	0.754 ± 0.061
0.10	0.890 ± 0.069	0.589 ± 0.045
0.20	0.893 ± 0.077	0.488 ± 0.039
0.30	0.977 ± 0.081	0.350 ± 0.029
0.39	-	0.268 ± 0.023
0.60	0.899 ± 0.092	0.331 ± 0.033

k = 6.0 GeV		
$ t $ [(GeV/c) <sup>2</sup> ]	$R^+$	$R_d$
0.098	0.950 ± 0.083	0.602 ± 0.050
0.30	-	0.282 ± 0.036



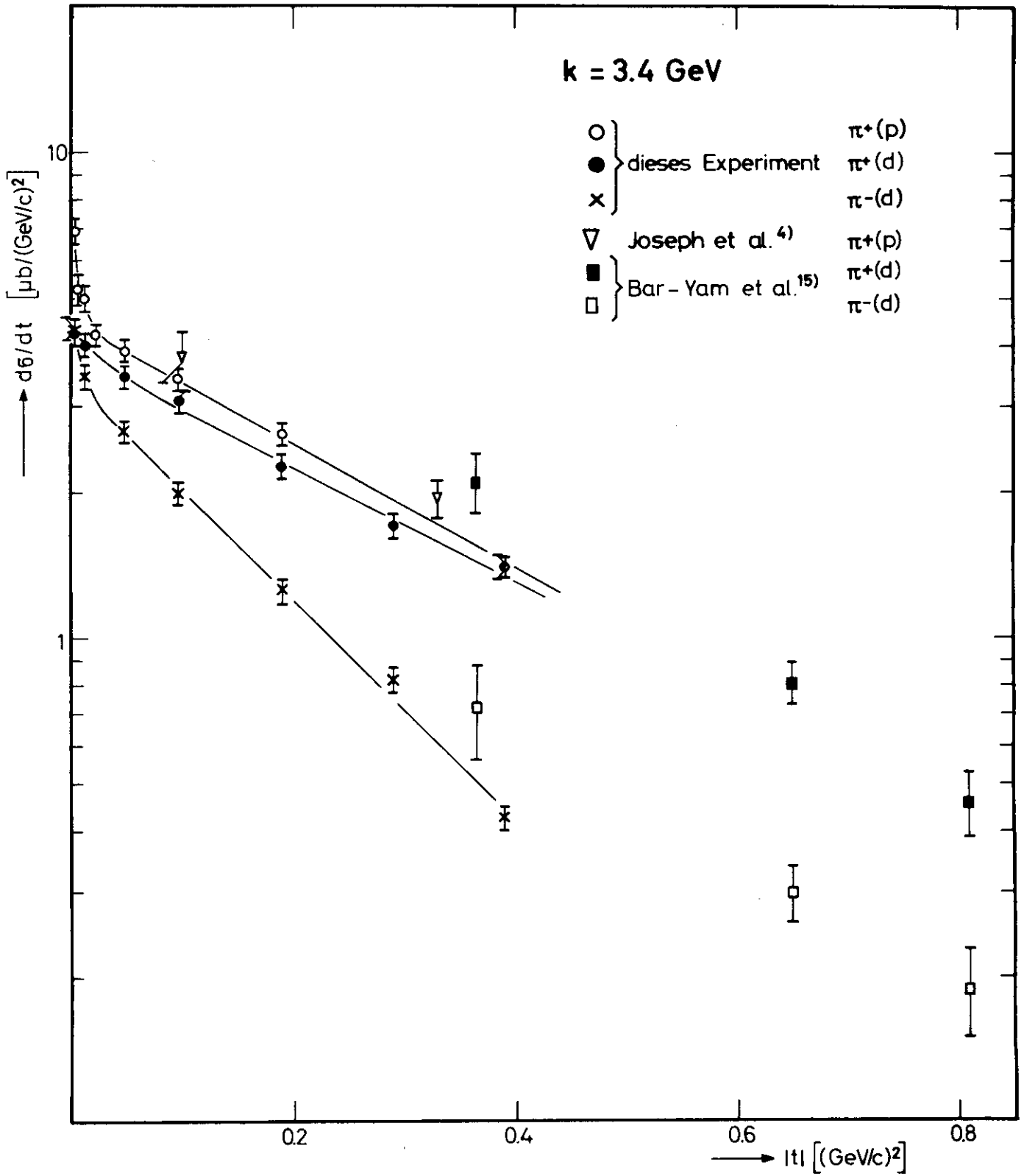


Abb. 16  $\frac{d\sigma}{dt}$  als Funktion von  $|t|$  für die Reaktionen  $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$ ,  
 $\gamma + d \rightarrow \pi^+ + 2n$  und  $\gamma + d \rightarrow \pi^- + 2p$  bei  $k = 3.4 \text{ GeV}$   
 (Die eingezeichneten Kurven sind nur als optische Hilfe aufzufassen)

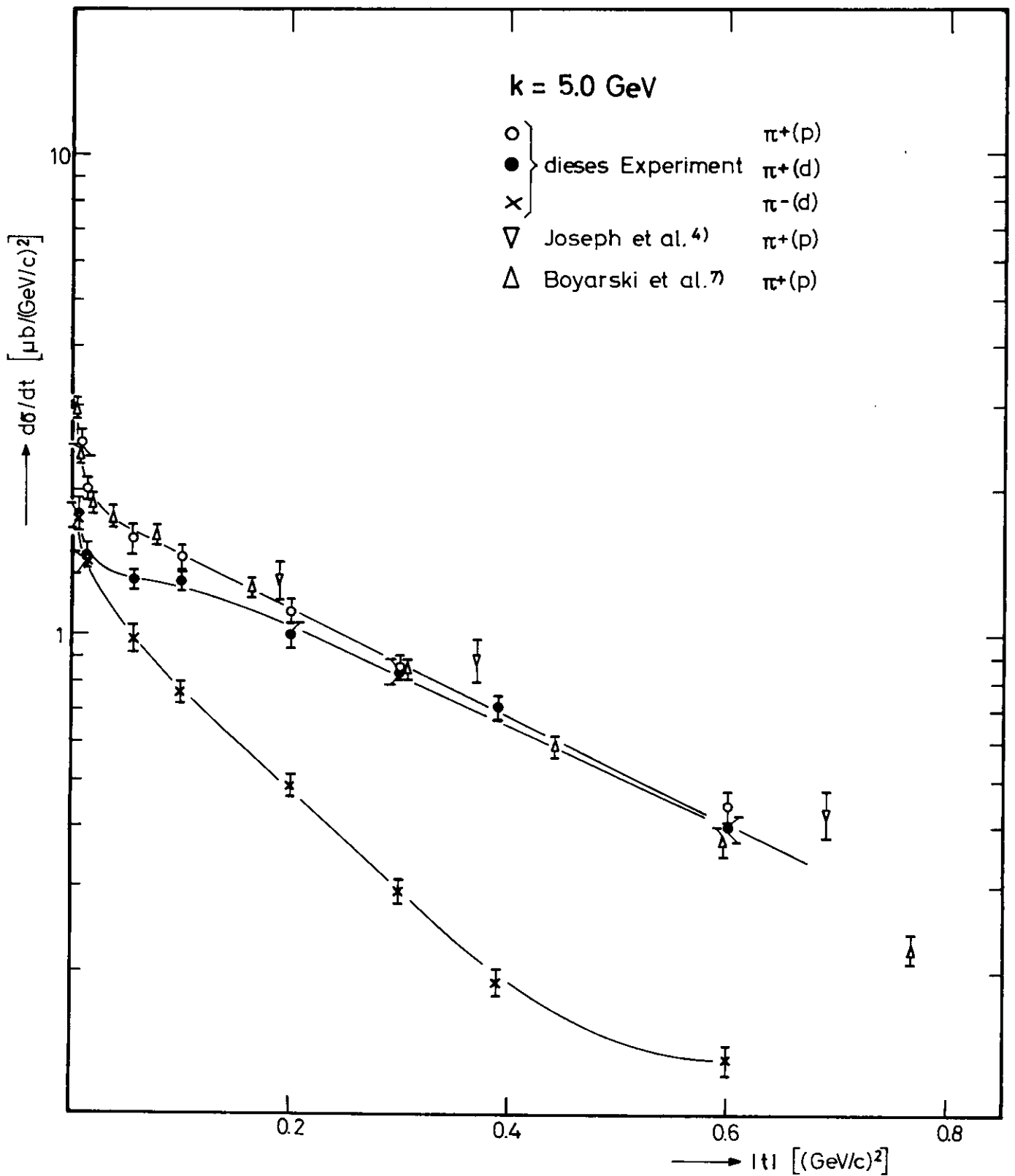


Abb. 17  $\frac{d\sigma}{dt}$  als Funktion von  $|t|$  für die Reaktionen  $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$ ,  
 $\gamma + d \rightarrow \pi^+ + 2n$  und  $\gamma + d \rightarrow \pi^- + 2p$  bei  $k = 5.0 \text{ GeV}$   
 (Die eingezeichneten Kurven sind nur als optische Hilfe aufzufassen.)

Für  $|t| \lesssim 0.2 \text{ (GeV/c)}^2$  sind die  $\pi^+$ -Wirkungsquerschnitte am Deuteron kleiner als am Proton, für größere Impulsüberträge ist  $d\sigma/dt(\pi^+(d))$  etwa gleich  $d\sigma/dt(\pi^+(p))$ . Abbildung 18 gibt das Verhältnis  $R^+$  in Abhängigkeit von  $\sqrt{|t|}$  wieder. Neben den Daten dieser Arbeit sind die Werte von Bar Yam et al. <sup>15)</sup> für  $k = 3.4 \text{ GeV}$  eingetragen. Einen ähnlichen Verlauf von  $R^+$  zeigen die vorläufigen SLAC-Ergebnisse <sup>25)</sup> für  $k = 8$  und  $16 \text{ GeV}$ . Die in Abbildung 18 eingezeichneten Kurven wurden von Schilling <sup>26,26a)</sup> berechnet (siehe Kap. VII. 1). Der Zusammenhang zwischen der  $\pi^+$ -Photoerzeugung am Deuteron und am Proton wird in Kapitel VII. 1 ausführlich diskutiert.

Mit wachsendem Impulsübertrag fallen die Wirkungsquerschnitte für  $\pi^-(d)$  steiler ab als für  $\pi^+(d)$ . Ihr Verhältnis  $R_d$  ist für die Messungen dieser Arbeit zusammen mit den Ergebnissen von Bar-Yam et al. <sup>15)</sup> als Funktion von  $\sqrt{|t|}$  in Abbildung 19 aufgetragen. Nahe der Vorwärtsrichtung ( $|t| \rightarrow 0$ ) ist  $R_d \approx 1$ , mit wachsendem  $|t|$  fällt  $R_d$  stark ab, erreicht den Wert  $\approx 0.3$  bei  $|t| \approx 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$  und steigt zu größeren Impulsüberträgen hin wieder langsam an. Ein qualitativ gleiches Verhalten zeigen die vorläufigen SLAC-Ergebnisse <sup>25)</sup> für  $k = 8$  und  $16 \text{ GeV}$ . Die in Abbildung 19 eingetragenen Kurven geben den nach einem Regge-Pol-Modell von Frøyland und Gordon <sup>27)</sup> vorhergesagten Verlauf von  $R_d$  wieder (siehe Kap. VII. 2.2). Auf den Unterschied in den Wirkungsquerschnitten für  $\pi^-$  und  $\pi^+$ -Photoeinfacherzeugung wird in Kapitel VII. 2 ausführlich eingegangen.

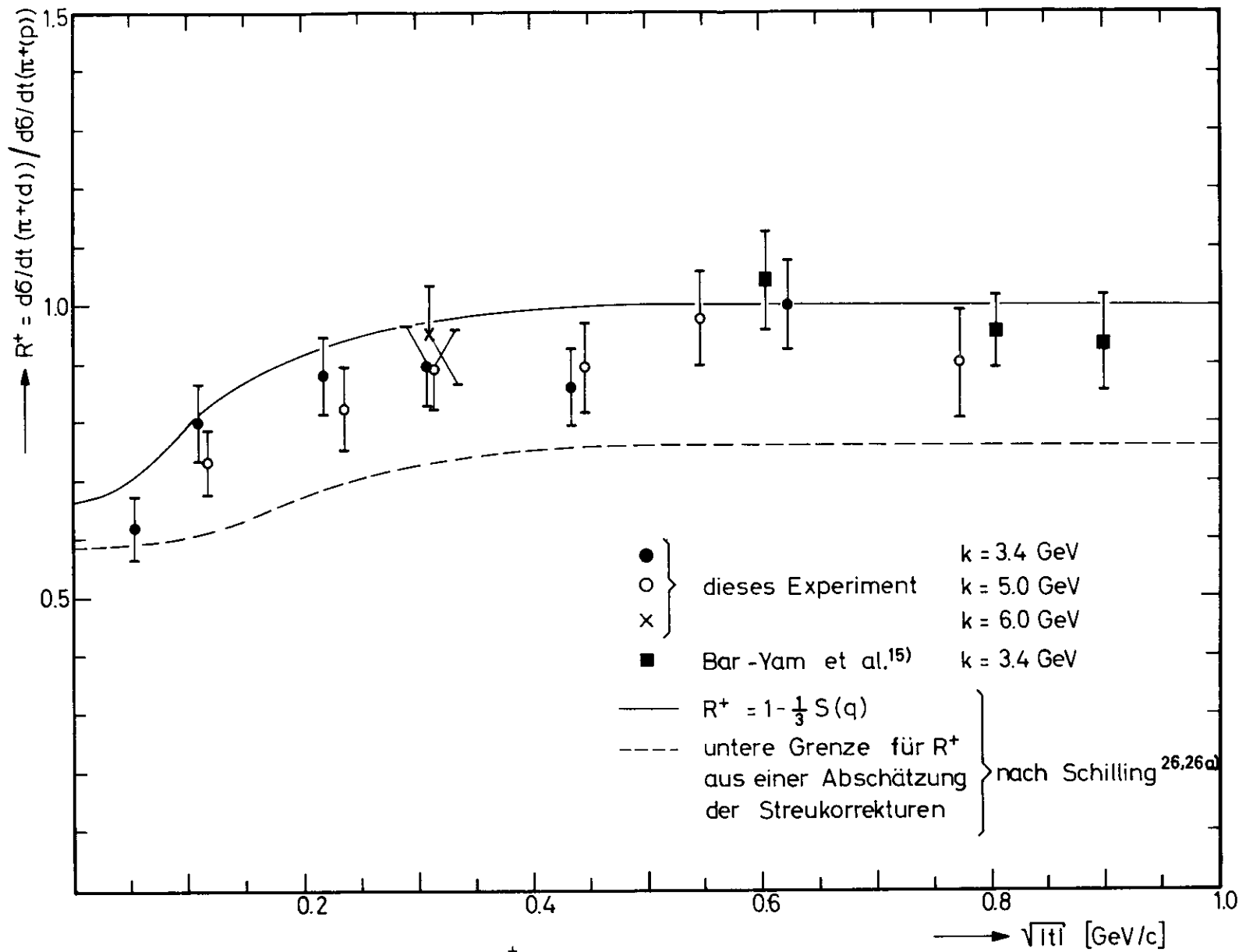


Abb.18 Das Verhältnis  $R^+ = \frac{d\sigma/dt(\gamma d \rightarrow \pi^+ n)}{d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)}$  als Funktion von  $\sqrt{|t|}$

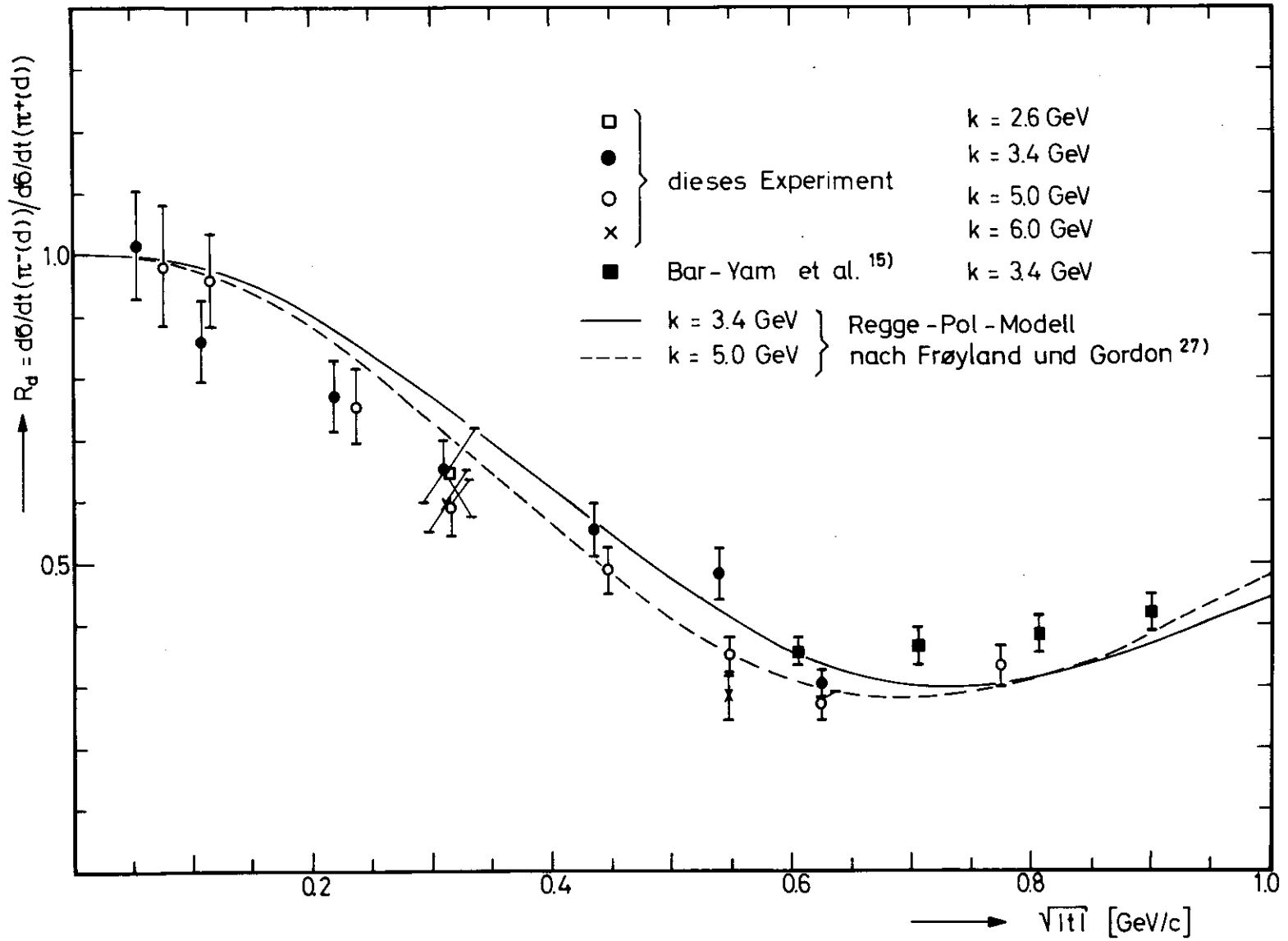


Abb.19 Das Verhältnis  $R_d = \frac{d\sigma/dt(\gamma d \rightarrow \pi^- pp)}{d\sigma/dt(\gamma d \rightarrow \pi^+ nn)}$  als Funktion von  $\sqrt{|t|}$

## VII. Diskussion

### 1. Zusammenhang zwischen der $\pi^\pm$ -Photoerzeugung am Deuteron und am freien Nukleon

Um die Photoeinfachproduktion geladener  $\pi$ -Mesonen an freien Nukleonen gemäß



und



mit der Photoerzeugung am Deuteron gemäß



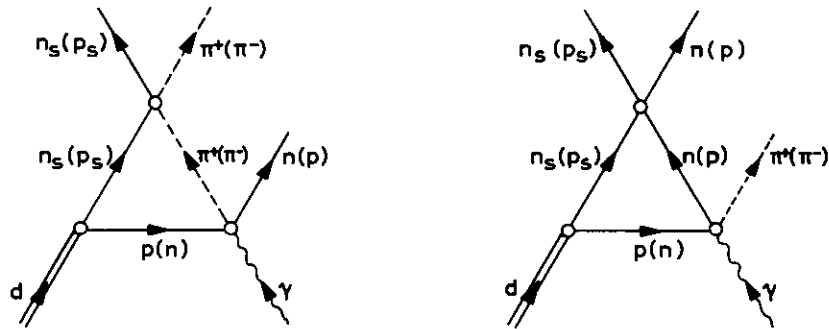
und



zu verknüpfen, geht man vom Zuschauermodell aus. In diesem wird angenommen, daß die Photoprozesse (3) und (4) nur jeweils an einem der Nukleonen des Deuterons stattfinden während das andere nur passiv "zuschaut", und daß die Photoproduktionsamplitude gleich der an einem freien Nukleon ist. Dies bedeutet nicht, daß man für die Reaktionen (1) und (3) beziehungsweise (2) und (4) den gleichen Wirkungsquerschnitt zu erwarten hat. Abbildung 18 zeigt, daß im Bereich kleiner Impulsüberträge ( $|t| \lesssim 0.2 \text{ (GeV/c)}^2$ ) der Wirkungsquerschnitt für die  $\pi^+$ -Photoerzeugung am Deuteron kleiner als der am Proton ist.

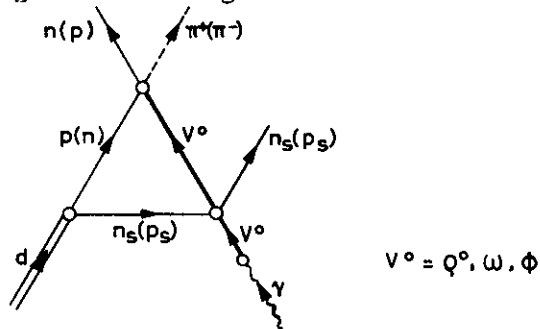
Für den Unterschied zwischen den Wirkungsquerschnitten der  $\pi^\pm$ -Photoerzeugung am Deuteron und am freien Nukleon gibt es im wesentlichen zwei Gründe:

1. Im Endstand der Reaktionen (3) und (4) befinden sich zwei gleiche Nukleonen und es muß das Pauliprinzip erfüllt sein. Daraus ergeben sich Spineinschränkungen für das Übergangsmatrixelement, die eine Reduktion des Wirkungsquerschnittes für die Reaktionen (3) und (4) gegenüber (1) und (2) zur Folge haben<sup>26),28),29)</sup>.
2. Wechselwirkungen mit dem Spektatornukleon im Anfangs- und Endzustand von (3) und (4):
  - a) Die Endzustands-Wechselwirkungen lassen sich, wenn man von Mehrfachstreuung absieht, durch die beiden Diagramme



darstellen. Das linke Diagramm beinhaltet die Streuung des erzeugten Pions am Spektatornukleon<sup>26), 29)</sup>, das rechte die Streuung des Rückstoßnukleons am Spektatornukleon<sup>30)</sup>. Während diese Streuprozesse bei der  $\pi^+$ -Erzeugung reine Kernkraftwechselwirkungen sind, kommen bei der  $\pi^-$ -Erzeugung, bei der sich drei geladene Teilchen im Endzustand befinden, noch Coulombeffekte hinzu. Diese werden jedoch bei hohen  $\gamma$ -Energien auf die Coulombstreuung zwischen den beiden Protonen reduziert, die bei der Pionerzeugung in Vorwärtsrichtung von Bedeutung ist<sup>30)</sup>.

b) Da sich nach dem Vektormeson-Dominanz-Modell (s. Kap. VII. 2.1) das Photon wie ein Vektormeson verhält, muß im Anfangszustand dessen Streuung am Spektatornukleon gemäß dem Diagramm



berücksichtigt werden.

Die Amplitude  $M$  für die Pion-Photoerzeugung an einem freien Nukleon läßt sich im Schwerpunkssystem (c.m.) in der Form

$$M = A + \vec{B} \cdot \vec{\sigma} \quad (\text{VII } 1)$$

schreiben.  $A$  und  $\vec{B}$  hängen von den Impulsen  $\vec{k}^{\text{c.m.}}$  und  $\vec{p}_{\pi}^{\text{c.m.}}$  des Photons und Pions sowie von der Photonpolarisation ab, die drei Komponenten von  $\vec{\sigma}$  sind die Paulimatrizen. Da nur der zweite Term von (VII 1) auf die Spinzustände wirkt, stellt (VII 1) die Aufspaltung der Photoproduktionsamplitude in den Nonspinflip-Anteil  $A$  und den Spinflip-Anteil  $\vec{B}$  dar.

Ausgehend von (VII 1) hat Schilling<sup>26)</sup> die folgende Beziehung zwischen den differentiellen Wirkungsquerschnitten für die  $\pi^\pm$ -Photoproduktion am Deuteron und am freien Nukleon abgeleitet:

( $\pi^+(p)$  steht als Abkürzung für Reaktion (1),  $\pi^-(n)$  für (2),  $\pi^+(d)$  für (3),  $\pi^-(d)$  für (4) )

(VII 2)

$$\frac{d\sigma}{dt} \left( \frac{\pi^+(d)}{\pi^-(d)} \right) = (1-S(q)) \cdot \frac{d\sigma}{dt} \left( \frac{\pi^+(p)}{\pi^-(n)} \right) + \frac{2}{3} S(q) \cdot \frac{1}{2} \sum_{\lambda_\gamma} \vec{B}_{\pi^\pm}^* \cdot \vec{B}_{\pi^\pm} - \text{KOR} \left( \frac{\pi^+(d)}{\pi^-(d)} \right)$$

mit

$$\frac{d\sigma}{dt} \left( \frac{\pi^+(p)}{\pi^-(n)} \right) = \frac{1}{2} \sum_{\lambda_\gamma} \left\{ A_{\pi^\pm}^* \cdot A_{\pi^\pm} + \vec{B}_{\pi^\pm}^* \cdot \vec{B}_{\pi^\pm} \right\} ; \quad (\text{VII 3})$$

$\lambda_\gamma$  ist die Photonhelizität,  $q = |\vec{q}| = \left| \vec{p}_\pi^{\text{c.m.}} - \vec{k}^{\text{c.m.}} \right| \approx \sqrt{|t|}$  der räumliche c.m.-Impulsübertrag und

$$S(q) = \int d^3r \cdot e^{i \vec{q} \cdot \vec{r}} \cdot |\Psi_d(r)|^2$$

der Formfaktor des Deuterons,  $\Psi_d(r)$  die Deuteron-Wellenfunktion. Der mit KOR bezeichnete Korrekturterm erfaßt die oben besprochenen Wechselwirkungen im Anfangs- und Endzustand der Reaktionen am Deuteron. Schilling<sup>26)</sup> hat die allein aus der Streuung des  $\pi^+$  am Spektatorneutron resultierende Reduktion von  $\frac{d\sigma}{dt} (\pi^+(d))$  gegenüber  $\frac{d\sigma}{dt} (\pi^+(p))$  zu  $\leq 12\%$  abgeschätzt und für  $q \rightarrow 0$ , das heißt Erzeugung des Pions in Vorwärtsrichtung, den Wert  $\leq 4\%$  angegeben. Eine zusätzliche Berücksichtigung der Vektormeson-Spektatorneutron Wechselwirkung im Anfangszustand erhöht diese Werte jedoch auf etwa das Doppelte<sup>26a)</sup> (die Wirkungsquerschnitte für elastische  $\rho$ -Nukleon und  $\pi$ -Nukleon Streuung sind ungefähr gleich, siehe Ref.31).

Wegen

$$\frac{1}{2} \sum_{\lambda_\gamma} A_{\pi^\pm}^* \cdot A_{\pi^\pm} = \frac{d\sigma}{dt} \left( \frac{\pi^+(p)}{\pi^-(n)} \right) \quad \text{Nonspinflip (NSF)} \quad (\text{VII 4a})$$



und

$$\frac{1}{2} \sum_{\lambda_f} \vec{B}_{\pi^\pm}^* \vec{B}_{\pi^\pm} = \frac{d\sigma}{dt} \left( \begin{array}{c} \pi^+(p) \\ \pi^-(n) \end{array} \right) \text{Spinflip (SF)} \quad (\text{VII 4b})$$

läßt sich (VII 2) auch in der folgenden Form schreiben:

$$\frac{d\sigma}{dt} \left( \begin{array}{c} \pi^+(d) \\ \pi^-(d) \end{array} \right) = \left(1 - \frac{1}{3} S(q)\right) \frac{d\sigma}{dt} \left( \begin{array}{c} \pi^+(p) \\ \pi^-(n) \end{array} \right)_{\text{SF}} + \left(1 - S(q)\right) \frac{d\sigma}{dt} \left( \begin{array}{c} \pi^+(p) \\ \pi^-(n) \end{array} \right)_{\text{NSF}} - \text{KOR} \left( \begin{array}{c} \pi^+(d) \\ \pi^-(d) \end{array} \right) \quad (\text{VII 5})$$

Für  $q \rightarrow 0$  ist  $S(q) = 1$ . Damit ergibt sich aus (VII 5) für  $|t| \rightarrow 0$ :

$$\frac{d\sigma}{dt} \left( \begin{array}{c} \pi^+(d) \\ \pi^-(d) \end{array} \right) = \frac{2}{3} \frac{d\sigma}{dt} \left( \begin{array}{c} \pi^+(p) \\ \pi^-(n) \end{array} \right)_{\text{SF}} - \text{KOR} \left( \begin{array}{c} \pi^+(d) \\ \pi^-(d) \end{array} \right) \quad (\text{VII 6})$$

Daß in Vorwärtsrichtung die Nonspinflip-Amplitude nicht zum Wirkungsquerschnitt beiträgt, ist unmittelbar aus dem Pauliprinzip verständlich: Im Deuteron befinden sich Proton und Neutron im gleichen Spin-Impuls-Zustand. Da nach dem Photoprozeß zwei gleiche Nukleonen vorliegen und der Impulszustand durch die Reaktion nicht geändert wird, muß der Spin des Reaktionsnukleons umklappen.

Mit wachsendem  $q$  verschwindet  $S(q)$  sehr rasch ( $S(q) \approx \exp(-33q^2)$ ), so daß man für größere Impulsüberträge ( $|t| \gtrsim 0.15(\text{GeV}/c)^2$ ) erhält:

$$\frac{d\sigma}{dt} \left( \begin{array}{c} \pi^+(d) \\ \pi^-(d) \end{array} \right) = \frac{d\sigma}{dt} \left( \begin{array}{c} \pi^+(p) \\ \pi^-(n) \end{array} \right) - \text{KOR} \left( \begin{array}{c} \pi^+(d) \\ \pi^-(d) \end{array} \right) \quad (\text{VII 7})$$

Die in Abbildung 18 aufgetragenen experimentellen Werte für das Verhältnis

$$R^+ = \frac{d\sigma/dt(\pi^+(d))}{d\sigma/dt(\pi^+(p))}$$

stimmen qualitativ mit dem oben diskutierten Verhalten überein. Die eingezeichneten Kurven wurden von Schilling<sup>26)</sup> nach der Beziehung

$$\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+(d)) = \left(1 - \frac{1}{3} S(q)\right) \cdot \frac{d\sigma}{dt}(\pi^+(p)) - \text{KOR}(\pi^+(d)) \quad (\text{VII 8})$$

berechnet, die sich aus (VII 2) und (VII 3) unter der Annahme ergibt, daß die aus dem steilen Vorwärtsanstieg des  $\pi^+$ -Wirkungsquerschnittes<sup>7, 9)</sup>

folgende Dominanz der Spinflip-Amplitude für  $q \rightarrow 0$  auch für alle Impulsüberträge gegeben ist, bei denen sich der Deuteron-Formfaktor  $S(q)$  noch signifikant von Null unterscheidet. Die durchgezogene Kurve (Abb.18) folgt aus  $R^+ = 1 - \frac{1}{3} S(q)$ , die gestrichelte Kurve gibt eine untere Grenze für  $R^+$  aus der Abschätzung der Streukorrekturen<sup>26,26a</sup>).

### 1.1 Bestimmung des Wirkungsquerschnittes für $\gamma + n \rightarrow \pi^- + p$

Für den Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{dt}(\pi^-(n))$  gilt die folgende Identität:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\pi^-(n)) = \frac{d\sigma/dt(\pi^-(d))}{d\sigma/dt(\pi^+(d))} \cdot \frac{d\sigma}{dt}(\pi^+(p)) \cdot \underbrace{\frac{\frac{d\sigma/dt(\pi^+(d))}{d\sigma/dt(\pi^+(p))}}{\frac{d\sigma/dt(\pi^-(d))}{d\sigma/dt(\pi^-(n))}}}_{R} \quad (\text{VII } 9)$$

Im folgenden wird die Annahme gemacht, daß sich die Korrekturterme  $KOR(\pi^+(d))$  und  $KOR(\pi^-(d))$  bezogen auf  $\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+(p))$  beziehungsweise  $\frac{d\sigma}{dt}(\pi^-(n))$  nur durch die Coulombstreuung im  $\pi^-$ -Fall unterscheiden. Dann folgt für Impulsüberträge  $|t| \geq 0.15(\text{GeV}/c)^2$ , wo die Coulomb-Wechselwirkung vernachlässigbar sein sollte<sup>30</sup>), aus (VII 7), daß  $R = 1$  ist und somit gilt:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\pi^-(n)) = \underbrace{\frac{d\sigma/dt(\pi^-(d))}{d\sigma/dt(\pi^+(d))}}_{R_d} \cdot \frac{d\sigma}{dt}(\pi^+(p)) \quad (\text{VII } 10)$$

Für  $|t| \rightarrow 0$  trägt allein die Spinflip-Amplitude zur Photoproduktion bei und man ersieht aus (VII 6), daß  $R$  nur durch die Coulombkorrektur von 1 verschieden ist. Mit der Einschränkung, daß die abstoßende Coulombkraft zwischen den beiden niederenergetischen Protonen zu einer zusätzlichen Reduktion ( $\approx 10\%$ , siehe Ref.30) von  $\frac{d\sigma}{dt}(\pi^-(d))$  führt, ergibt sich also ebenfalls die Beziehung (VII 10).

Im zwischenliegenden Bereich des Impulsübertrages  $0.01 < |t| < 0.1 (\text{GeV}/c)^2$  ist  $0 < S(q) < 1$  und (VII 10) gilt in guter Näherung nur, wenn das Verhältnis aus Spinflip- und Nospinflip-Amplitude für die  $\pi^+$ - und  $\pi^-$ -Erzeugung ungefähr gleich ist; denn nur dann ist, abgesehen von der

Coulombkorrektur,  $R \approx 1$ , wie aus (VII 2) und (VII 3) folgt.

Innerhalb eines Fehlers von weniger als 15% <sup>26)</sup> sollte die Beziehung (VII 10) für alle  $|t|$ -Werte gültig sein. Sie gestattet es, den Wirkungsquerschnitt für die  $\pi^-$ -Erzeugung am freien Neutron auf einfache Weise aus den Wirkungsquerschnitten für die Reaktionen (1), (3) und (4) zu berechnen. Da das Verhältnis  $R_d = \frac{d\sigma}{dt}(\pi^-(d)) / \frac{d\sigma}{dt}(\pi^+(d))$  für die kleinsten in der vorliegenden Arbeit untersuchten Impulsüberträge etwa 1 ist (siehe Abb.19) und die Coulombkorrektur für  $|t| \rightarrow 0$  eine zusätzliche Reduktion von  $\frac{d\sigma}{dt}(\pi^-(d))$  gegenüber  $\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+(d))$  bewirkt, deuten die Messungen dieser Arbeit bei  $\gamma$ -Energien  $k = 3.4$  und  $5.0$  GeV darauf hin, daß der Wirkungsquerschnitt wie bei der  $\pi^+$ -Photoproduktion am Proton<sup>7,9)</sup> auch bei der  $\pi^-$ -Erzeugung am Neutron ein scharfes Vorwärtsmaximum hat. Zu dem gleichen Schluß führen die vorläufigen SLAC-Ergebnisse<sup>25)</sup> für  $k = 8$  und  $16$  GeV.

## 2. Theoretische Modelle zur Photoeinfacherzeugung geladener Pionen

Wegen der elektromagnetischen Wechselwirkung ist bei Photoproduktionsprozessen der Isospin nicht erhalten. Man kann formal Isospininvarianz erreichen, wenn man das Photon als Überlagerung aus einem isoskalaren und einem isovektoriellen Anteil auffaßt:

$$|\gamma\rangle = a_0 \cdot |I = 0\rangle + a_1 \cdot |I = 1\rangle$$

( $I =$  Isospin). Damit erhält man für die Ein- und Ausgangszustände der beiden Reaktionen

$$(a) \quad \gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$$

$$(b) \quad \gamma + n \rightarrow \pi^- + p$$

mit Hilfe der Clebsch-Gordan Koeffizienten die folgenden Isospinzerlegungen:

$$|\gamma p\rangle = a_0 \cdot |I = 1/2\rangle + a_1 \cdot (\sqrt{2/3} \cdot |I = 3/2\rangle - \sqrt{1/3} \cdot |I = 1/2\rangle) \quad (a)$$

$$|\pi^+ n\rangle = \sqrt{1/3} \cdot |I = 3/2\rangle + \sqrt{2/3} \cdot |I = 1/2\rangle$$

$$|\gamma n\rangle = a_0 \cdot |1/2\rangle + a_1 \cdot (\sqrt{2/3} \cdot |3/2\rangle + \sqrt{1/3} \cdot |1/2\rangle) \quad (b)$$

$$|\pi^- p\rangle = \sqrt{1/3} \cdot |3/2\rangle - \sqrt{2/3} \cdot |1/2\rangle$$

Daraus ergibt sich für die Amplituden der obigen Prozesse:

$$A(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) = a_1 \cdot \frac{\sqrt{2}}{3} \cdot (A_{3/2}^V - A_{1/2}^V) + a_0 \cdot \sqrt{2/3} \cdot A_{1/2}^S \quad (a)$$

$$A(\gamma n \rightarrow \pi^- p) = a_1 \cdot \frac{\sqrt{2}}{3} \cdot (A_{3/2}^V - A_{1/2}^V) - a_0 \cdot \sqrt{2/3} \cdot A_{1/2}^S \quad (b)$$

$A_{1/2}^S$  ist die aus dem iso-skalaren Anteil des Photons resultierende Amplitude für den  $I = 1/2$  -Übergang,  $A_{3/2}^V$  ( $A_{1/2}^V$ ) die aus dem iso-vektoriellen Anteil des Photons folgende Amplitude für den  $I = 3/2$  ( $I = 1/2$ ) -Übergang.

Mit

$$a_1 \cdot \frac{\sqrt{2}}{3} \cdot (A_{3/2}^V - A_{1/2}^V) \equiv A_V$$

$$a_0 \cdot \sqrt{2/3} \cdot A_{1/2}^S \equiv A_S$$

erhält man für die Wirkungsquerschnitte:

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow \pi^+ n) = |A_V + A_S|^2 \quad (VII 11a)$$

und

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma n \rightarrow \pi^- p) = |A_V - A_S|^2 \quad (VII 11b)$$

Der Interferenzterm zwischen dem Isevektor- und dem Isoskalaranteil der Photoproduktionsamplitude hat für  $\pi^+$ - und  $\pi^-$ -Erzeugung verschiedenes Vorzeichen. Die im Experiment gemessene Differenz zwischen den  $\pi^+$ - und  $\pi^-$ -Wirkungsquerschnitten beweist, daß der Interferenzterm von Null verschieden ist und damit insbesondere, daß isovektorielle und isoskalare Photonen zur  $\pi^\pm$ -Photoproduktion beitragen.

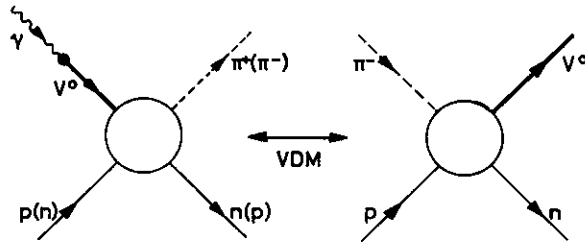
### 2.1 Vektormeson-Dominanz-Modell

Das Vektormeson-Dominanz-Modell<sup>32)</sup> (VDM) geht von der Annahme aus, daß sich der elektromagnetische Strom  $j_\mu$  als Überlagerung der Felder der Vektormesonen  $\rho^0$ ,  $\omega$  und  $\phi$  darstellen läßt:

$$j_\mu(x) = - \left[ \frac{m_\rho^2}{2\gamma_\rho} \rho_\mu^0(x) + \frac{m_\omega^2}{2\gamma_\omega} \omega_\mu(x) + \frac{m_\phi^2}{2\gamma_\phi} \phi_\mu(x) \right] ;$$

dabei sind  $m_{V^0}$  ( $V^0 = \rho^0, \omega, \phi$ ) die Massen der Vektormesonen und  $\gamma_{V^0}$  die Photon-Vektormeson-Kopplungen, die experimentell zum Beispiel aus den leptonischen Zerfällen der Vektormesonen bestimmt werden können<sup>33</sup>).

Das VDM ist von mehreren Autoren auf die  $\pi^\pm$ -Photoproduktion angewandt worden<sup>32,34-38</sup>). Es verbindet gemäß seiner Grundidee, wonach sich das Photon wie ein Vektormeson verhält, die Prozesse  $\gamma + N \rightarrow \pi + N'$  und  $V^0 + N \rightarrow \pi + N'$  ( $N, N'$  Nukleonen). Da für letztere Reaktion keine Messungen existieren, werden Zeitumkehr und Isospininvarianz ausgenutzt und die Photoproduktionsprozesse mit der Erzeugung der Vektormesonen in  $\pi^- p$ -Wechselwirkungen verknüpft:



Mit der aus SU(3) und idealer  $\omega$ - $\phi$  Mischung folgenden Beziehung

$$\frac{1}{\gamma_\rho^2} : \frac{1}{\gamma_\omega^2} : \frac{1}{\gamma_\phi^2} = 9 : 1 : 2$$

und unter Vernachlässigung des  $\phi$ -Beitrags (experimentell ist die  $\phi$ -Produktion in  $\pi^- p$ -Reaktionen verglichen mit der  $\rho$ - und  $\omega$ -Erzeugung sehr klein<sup>39</sup>) ergibt sich<sup>38</sup>):

(VII 12)

$$\frac{d\sigma}{dt} \begin{pmatrix} \gamma p \rightarrow \pi^+ n \\ \gamma n \rightarrow \pi^- p \end{pmatrix} = \frac{\alpha\pi}{\gamma_\rho^2} \cdot \left[ \frac{|\vec{p}_\pi^{\text{c.m.}}|^2}{|\vec{p}_\rho^{\text{c.m.}}|^2} \cdot \frac{1}{2} (1 - x_{\text{oo}}^{\rho^0}(t)) \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \rho^0 n) + \right. \\ \left. + \frac{1}{9} \frac{|\vec{p}_\pi^{\text{c.m.}}|^2}{|\vec{p}_\omega^{\text{c.m.}}|^2} \cdot \frac{1}{2} (1 - x_{\text{oo}}^\omega(t)) \cdot \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \omega n) \right] \pm \text{Interferenz } (\rho^0 \omega) ;$$

dabei sind  $|\vec{p}_\pi^{\text{c.m.}}|$ ,  $|\vec{p}_\rho^{\text{c.m.}}|$  und  $|\vec{p}_\omega^{\text{c.m.}}|$  die Impulse des  $\pi^-$ ,  $\rho^0$  und  $\omega$  im Schwerpunktsystem,  $\alpha$  ist die Feinstrukturkonstante.

$x_{00}^{\rho^0}(t)$  und  $x_{00}^{\omega}(t)$  sind die Dichtematrixelemente des  $\rho^0$ - und des  $\omega$ -Mesons zwischen Zuständen der Helizität Null. Diese müssen subtrahiert werden, da das Photon infolge seiner Transversalität die Helizitäten  $\pm 1$  hat und es daher nur an transversal polarisierte Vektormesonen koppeln kann. Der Faktor  $1/2$  ergibt sich aus der Mittelung über die Photonpolarisation.

Es ist offensichtlich, daß die isovektorielle und isoskalare Komponente des Photons nach dem VDM das  $\rho^0$  und das  $\omega$  (sowie das  $\phi$ ) -Meson sind. Damit läßt sich für (VII 11a,b) auch schreiben:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) = |A_{\rho^0} + A_{\omega}|^2 \quad (\text{VII 13a})$$

und

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow \pi^- p) = |A_{\rho^0} - A_{\omega}|^2 \quad (\text{VII 13b})$$

Die Messungen der vorliegenden Arbeit zeigen (siehe Abb.19), daß das Verhältnis

$$R_d = \frac{d\sigma/dt(\gamma d \rightarrow \pi^- pp)}{d\sigma/dt(\gamma d \rightarrow \pi^+ nn)} \approx R_N = \frac{d\sigma/dt(\gamma n \rightarrow \pi^- p)}{d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)}$$

von  $\approx 1$  bei den kleinsten untersuchten Impulsüberträgen bis auf  $\approx 0.3$  bei  $|t| \approx 0.4$  (GeV/c)<sup>2</sup> abfällt. Dies beweist, daß in Abhängigkeit von  $|t|$  beträchtliche Interferenz zwischen den  $\rho^0$ - und  $\omega$ -Amplituden bestehen muß, die bei der  $\pi^+$ -Erzeugung konstruktiv und bei der  $\pi^-$ -Erzeugung destruktiv ist.

Der in (VII 12) auftretende Interferenzterm ( $\rho^0\omega$ ) erfordert die Kenntnis der individuellen  $\rho^0$ - und  $\omega$ -Amplituden. Da diese nicht bekannt sind, muß man zum Vergleich mit der Vorhersage des VDM die Summe der  $\pi^+$  und  $\pi^-$ -Wirkungsquerschnitte betrachten, für die der Interferenzterm herausfällt. Das VDM liefert dann die folgende Summenregel:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) + \frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow \pi^- p) = \quad (\text{VII 14})$$

$$= 2 \frac{\alpha\pi}{\gamma^2} \cdot \left[ \frac{|\vec{p}_{\pi}^{\text{c.m.}}|^2}{|\vec{p}_{\rho}^{\text{c.m.}}|^2} \cdot \frac{1}{2} (1-x_{00}^{\rho^0}(t)) \cdot \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \rho^0 n) + \frac{1}{9} \frac{|\vec{p}_{\pi}^{\text{c.m.}}|^2}{|\vec{p}_{\omega}^{\text{c.m.}}|^2} \cdot \frac{1}{2} (1-x_{00}^{\omega}(t)) \cdot \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \omega n) \right]$$

Der Interferenzterm ( $\rho^0 \omega$ ), der nach der VDM-Beziehung (VII 12) gleich der halben Differenz der  $\pi^+$  und  $\pi^-$ -Wirkungsquerschnitte ist, läßt sich nur mit Hilfe zusätzlicher Modelle erfassen. Das Quarkmodell gibt die Möglichkeit, ihn durch die Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen  $K^- + p \rightarrow K^{*0} + n$  und  $K^+ + n \rightarrow K^{*0} + p$  auszudrücken<sup>40)</sup>:

$$2 \times \text{Interferenz } (\rho^0 \omega) = \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) - \frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow \pi^- p) = \quad (\text{VII 15})$$

$$= 2 \frac{\alpha \pi}{3 \gamma^2 \rho} \frac{\left| \vec{p}_K \begin{matrix} \rightarrow \text{c.m.} \\ \text{K} \end{matrix} \right|^2}{\left| \vec{p}_{K^{*0}} \begin{matrix} \rightarrow \text{c.m.} \\ \text{K}^{*0} \end{matrix} \right|^2} \left[ \frac{1}{2} (1 - x_{\text{oo}}^{K^{*0}}(t)) \cdot \frac{d\sigma}{dt}(K^- p \rightarrow K^{*0} n) - \frac{1}{2} (1 - x_{\text{oo}}^{K^{*0}}(t)) \cdot \frac{d\sigma}{dt}(K^+ n \rightarrow K^{*0} p) \right]$$

Kramer und Schildknecht<sup>38)</sup> haben die Ausdrücke auf der rechten Seite der Gleichungen (VII 14) und (VII 15) berechnet (bezüglich der dabei verwendeten experimentellen Streudaten sowie der Berechnung der Dichtematrixelemente siehe Ref.38). Ihre Resultate werden in den Abbildungen 20a,b und 21a,b mit den Werten verglichen, die sich aus den Daten der vorliegenden Arbeit nach der Beziehung (siehe Kap. VII. 1.1)

$$d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) \pm d\sigma/dt(\gamma n \rightarrow \pi^- p) = (1 \pm R_d) d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$$

mit

$$R_d = \frac{d\sigma/dt(\gamma d \rightarrow \pi^- pp)}{d\sigma/dt(\gamma d \rightarrow \pi^+ nn)}$$

für die  $\gamma$ -Energien  $k = 3.4$  und  $5.0$  GeV ergeben. Man sieht, daß die aus dem reinen VDM erhaltenen Ergebnisse für die Summe der  $\pi^+$  - und  $\pi^-$  - Wirkungsquerschnitte in ziemlich guter Übereinstimmung mit den experimentellen Werten sind (Abb. 20a und 21a). Dagegen ergibt die VDM-Quarkmodell-Beziehung (VII 15) zwar das richtige Vorzeichen für den Interferenzterm, doch ist die gemessene Differenz zwischen den  $\pi^+$  - und  $\pi^-$  -Photoproduktionswirkungsquerschnitten viel größer als die berechneten Werte (Abb. 20b und 21b). Diese Diskrepanz kann auf der Anwendung der Quarkmodell-Beziehung beruhen. Das VDM allein ergibt unter der Annahme maximaler Interferenz zwischen den  $\rho^0$  und  $\omega$ -Amplituden eine obere Grenze für den Interferenzterm, die oberhalb der experimentellen Werte liegt<sup>38)</sup>. Ihr (mittlerer)

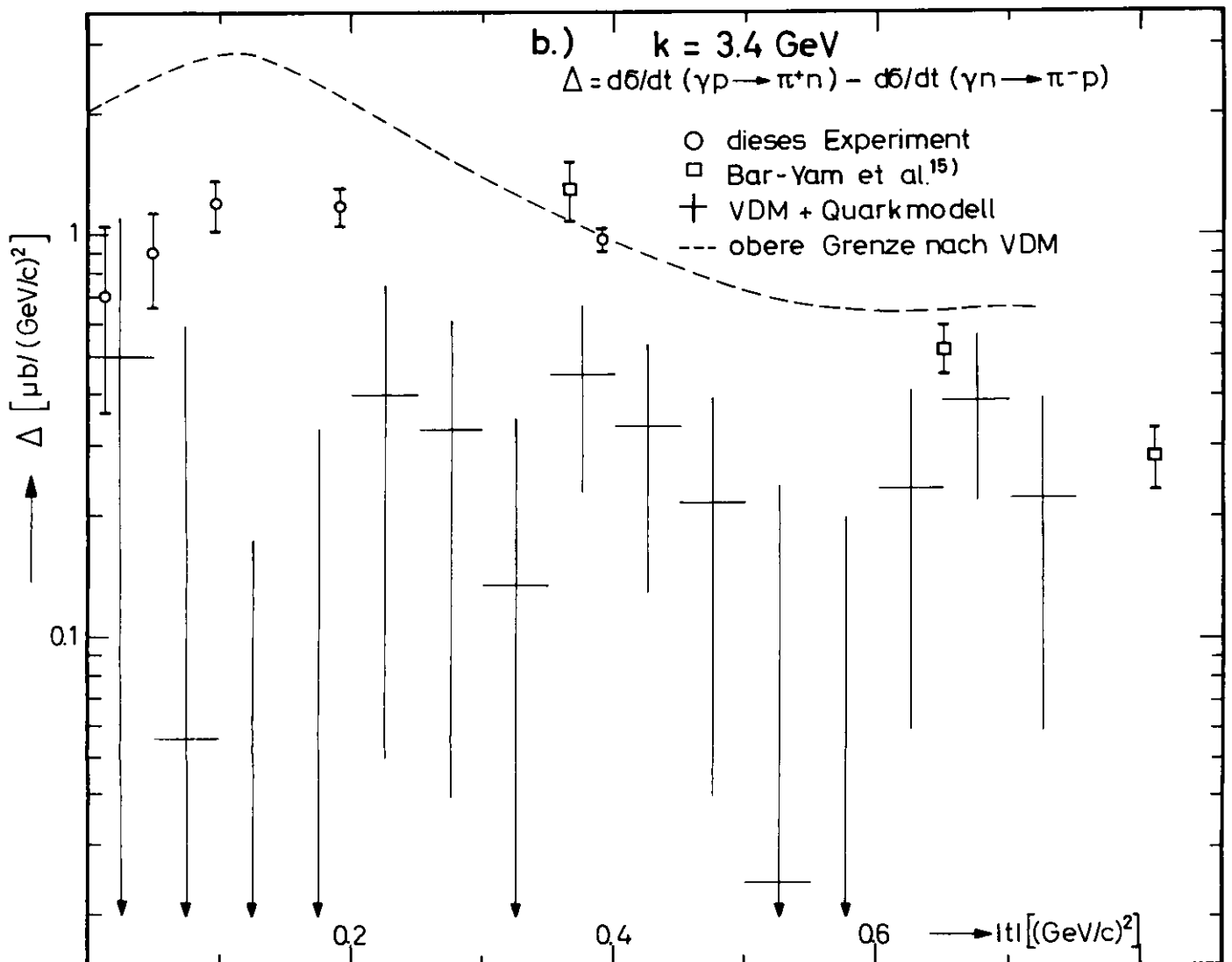
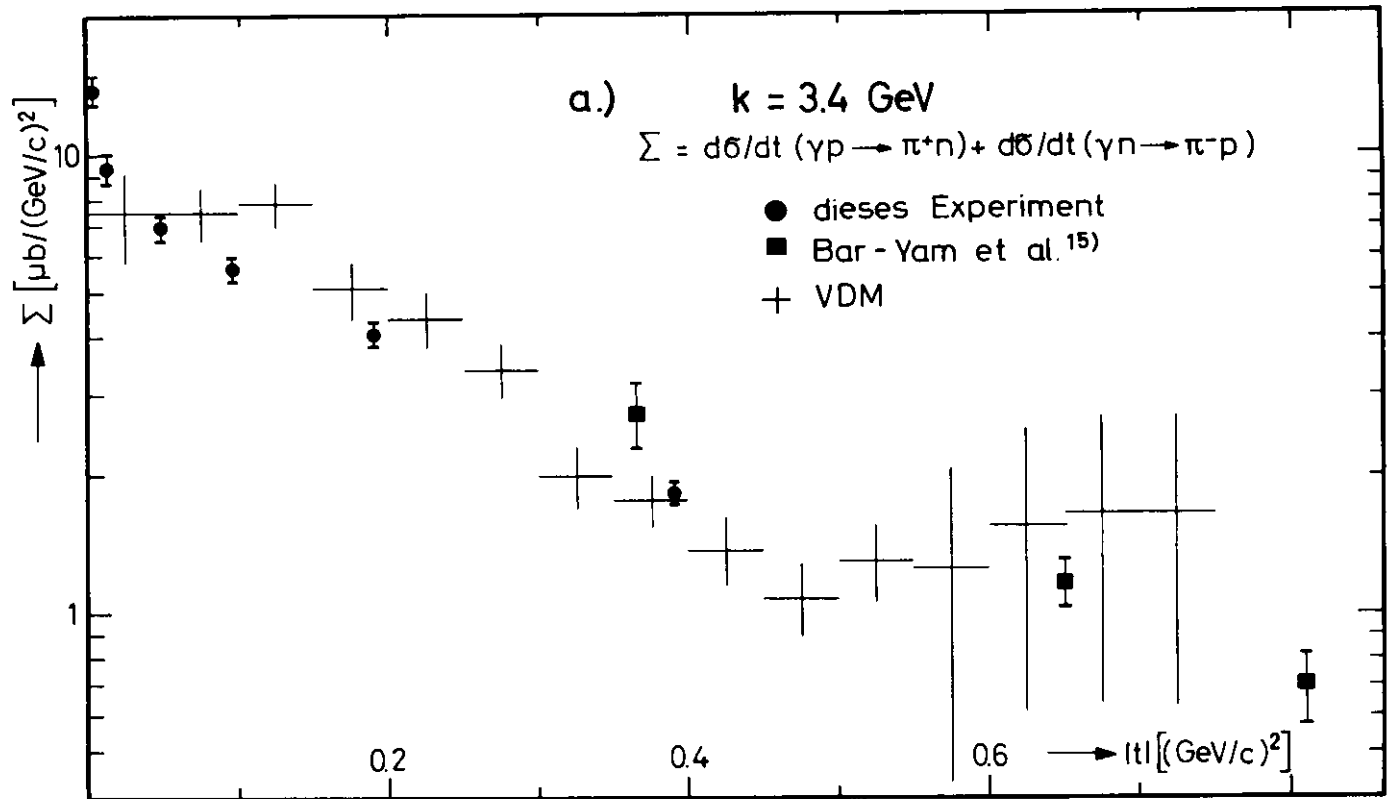


Abb.20a,b Vergleich der Messungen für  $k = 3.4 \text{ GeV}$  mit VDM-Rechnungen von Kramer und Schildknecht <sup>(15)</sup>



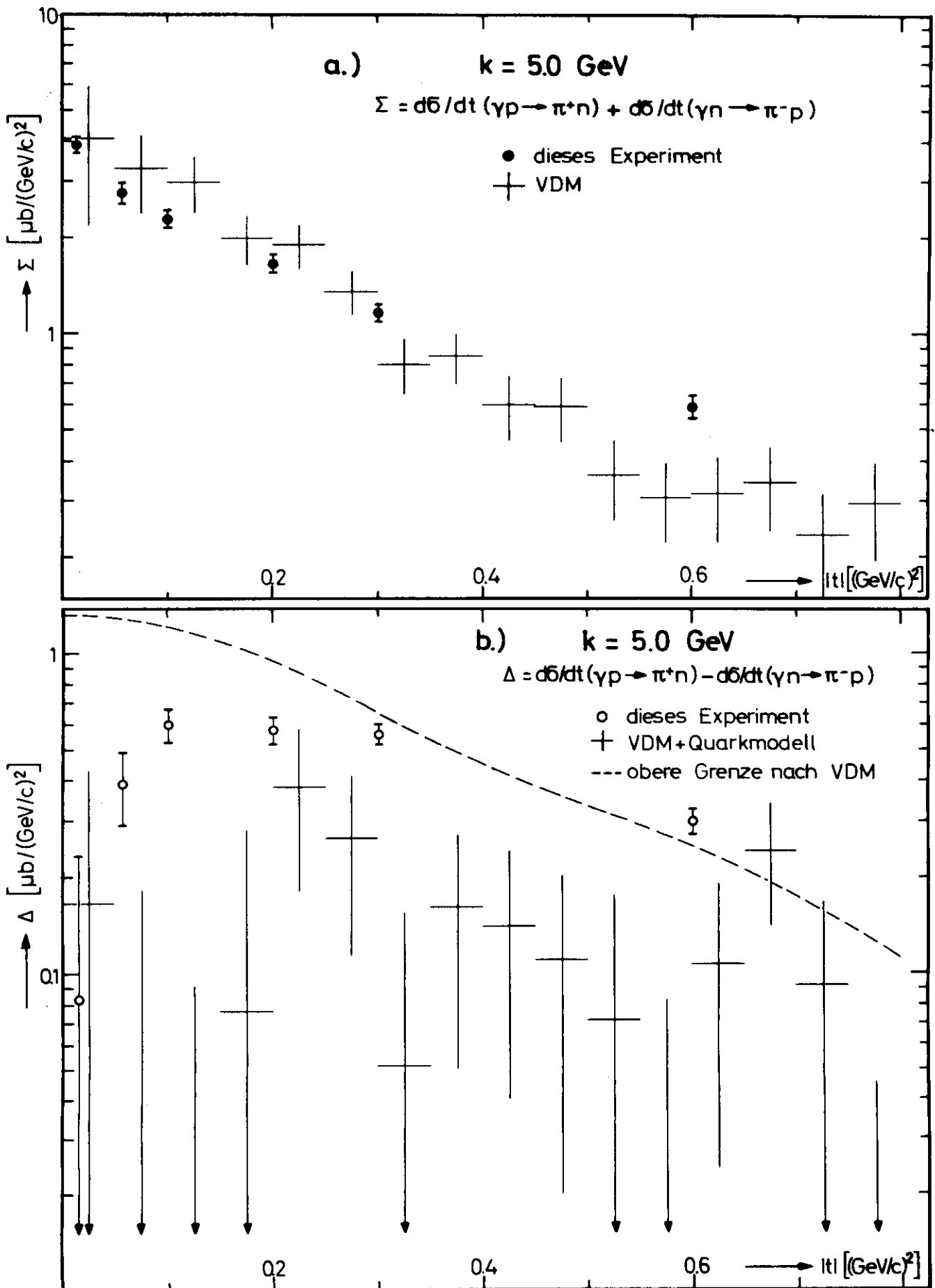


Abb.21a,b Vergleich der Messungen für  $k = 5.0 \text{ GeV}$  mit VDM-Rechnungen von Kramer und Schildknecht <sup>38)</sup>

Verlauf ist als gestrichelte Kurve in den Abbildungen 20b und 21b eingetragen.

## 2.2 Regge-Pol-Modell

Ein erfolgreiches Regge-Pol-Modell für die Photoeinfachproduktion geladener Pionen muß imstande sein, die folgenden experimentellen Fakten zu beschreiben:

- a) Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die  $\pi^+$ -Erzeugung zeigt für  $\gamma$ -Energien im GeV-Bereich einen sehr steilen Anstieg für Impulsüberträge  $|t| < m_\pi^2$  ( $m_\pi$  = Pionmasse) und einen Abfall mit  $\exp(-B \cdot |t|)$ ,  $B \approx 2.5 \dots 3 (\text{GeV}/c)^{-2}$  für größere Impulsüberträge (siehe Abb.16 und 17 sowie Ref.4,5,7,9,25).
- b) Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für  $\pi^-$ - und  $\pi^+$ -Photoproduktion ist nahe der Vorwärtsrichtung ungefähr 1, fällt mit wachsendem Impulsübertrag rasch bis auf etwa 0.3 bei  $|t| \approx 0.4 (\text{GeV}/c)^2$  ab und steigt zu größeren Impulsüberträgen hin wieder langsam an (siehe Abb.19 sowie Ref.25).
- c) Messungen des  $\pi^+$ -Wirkungsquerschnittes mit linear polarisierten Photonen zeigen, daß für  $|t| > 0.02 (\text{GeV}/c)^2$   $d\sigma_\perp/dt$  viel größer als  $d\sigma_\parallel/dt$  ist<sup>41)</sup> (die Subskripte  $\perp$  und  $\parallel$  bedeuten, daß der elektrische Vektor des Photons senkrecht beziehungsweise parallel zur Reaktionsebene schwingt).

Die unter a) beschriebene starke Bevorzugung kleiner Impulsüberträge weist darauf hin, daß es sich bei der Photoerzeugung geladener Pionen um einen peripheren Prozeß handelt, das heißt daß die Reaktion durch Kräfte mit großer Reichweite bestimmt ist. Da dies dem Austausch eines Teilchens mit kleiner Masse entspricht, sollte im Rahmen von Regge-Pol-Modellen für  $\pi^\pm$ -Photoerzeugung die Pion-Trajektorie eine zentrale Rolle spielen.

Ein Modell mit Regge- $\pi$ -Austausch allein kann jedoch keine der oben aufgeführten experimentellen Beobachtungen erklären. Es sagt vielmehr ein Verschwinden des Wirkungsquerschnittes in Vorwärtsrichtung, Gleichheit der  $\pi^-$ - und  $\pi^+$ -Wirkungsquerschnitte und  $d\sigma_\perp/dt = 0$  voraus.

Um den bei der  $\pi^+$ -Erzeugung beobachteten steilen Vorwärtsanstieg zu erklären, wurde von mehreren Autoren Konspiration zwischen den ein Paritätsdublett bildenden Trajektorien  $\pi$  und  $\pi'$  vorgeschlagen<sup>42,43,44</sup>) oder als weitere Möglichkeit Interferenz zwischen normalen, sogenannten evasiven Trajektorien mit einem Untergrundterm betrachtet<sup>27,45</sup>). Der Untergrund kann seinen Ursprung in festen Polen oder Verzweigungsschnitten haben, wobei letztere als Regge-Pol-Austausch mit Absorptionskorrekturen im Anfangs- und Endzustand aufgefaßt werden können<sup>46</sup>).

Die im vorausgegangenen Kapitel diskutierte Interferenz zwischen dem isoskalaren und isovektoriellen Anteil der Photoproduktionsamplitude, die für die unterschiedlichen  $\pi^-$  und  $\pi^+$ -Wirkungsquerschnitte verantwortlich ist, bedeutet in einem einfachen Regge-Pol-Modell, daß mindestens zwei Meson-Trajektorien ausgetauscht werden müssen, die verschiedene G-Parität haben und die beide entweder der natürlichen ( $P = (-1)^J$ ) oder der unnatürlichen ( $P = -(-1)^J$ ) Spin(J) - Paritäts(P) - Sequenz angehören. Paare, die diese Bedingungen erfüllen, sind  $(\pi, B)$  und  $(\rho, A_2)$ . Die  $\pi^+$ -Messungen mit polarisierten Photonen<sup>41</sup>) deuten an, daß der Austausch mit natürlicher Parität dominiert<sup>47</sup>).

Das einzige Regge-Pol-Modell, das eine bemerkenswert gute Beschreibung für alle unter a), b) und c) aufgeführten experimentellen Beobachtungen liefert, ist das von Frøyland und Gordon<sup>27</sup>). Dieses Modell benützt zwei evasive Trajektorien entgegengesetzter G-Parität, nämlich die  $\pi^-$  und die  $\rho$ -Trajektorie, sowie zwei Verzweigungsschnitte verschiedener G-Parität, nämlich einen evasiven  $\rho P$ -Schnitt und einen konspirierenden  $\pi P$ -Schnitt (P=Pomeranchuk-Trajektorie). Die Vorhersage dieses Modells für das Verhältnis der  $\pi^-$  zu den  $\pi^+$ -Wirkungsquerschnitten wird in Abbildung 19 mit den Messungen der vorliegenden Arbeit verglichen. Der generelle Verlauf der Meßpunkte wird von den theoretischen Kurven gut wiedergegeben.

### VIII. Zusammenfassung

Die Photoeinfacherzeugung geladener Pionen gemäß den Reaktionen  $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$ ,  $\gamma + d \rightarrow \pi^+ + n + n_s$  und  $\gamma + d \rightarrow \pi^- + p + p_s$  wird für  $\gamma$ -Energien  $k$  zwischen 2.6 und 6.0 GeV im Impulsübertragsbereich von  $t = -0.003$  bis  $-0.6(\text{GeV}/c)^2$  untersucht.

Für Impulsüberträge  $|t| < 0.1 (\text{GeV}/c)^2$  ist  $d\sigma/dt(\gamma d \rightarrow \pi^+ nn)$  deutlich kleiner als  $d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$ , mit wachsendem  $|t|$  wird der Unterschied zwischen den beiden Wirkungsquerschnitten geringer. Dieses Verhalten läßt sich aus dem Pauliprinzip und durch Wechselwirkungen mit dem Spektatorneutron im Anfangs- und Endzustand der Reaktion am Deuteron erklären.

Das Verhältnis aus den Wirkungsquerschnitten  $d\sigma/dt(\gamma d \rightarrow \pi^- pp)$  und  $d\sigma/dt(\gamma d \rightarrow \pi^+ nn)$  ist nahe der Vorwärtsrichtung ungefähr 1 und fällt mit zunehmendem Impulsübertrag rasch bis auf etwa 0.3 bei  $|t| \approx 0.4 (\text{GeV}/c)^2$  ab. Das bedeutet, daß in diesem Bereich kleiner Impulsüberträge der isoskalare und isovektorielle Anteil der Photoproduktionsamplitude in mit wachsendem  $|t|$  zunehmendem Maß interferieren.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die  $\pi^-$ -Photoerzeugung am freien Neutron können näherungsweise nach der Beziehung  $d\sigma/dt(\gamma n \rightarrow \pi^- p) \approx (d\sigma/dt(\gamma d \rightarrow \pi^- pp) / d\sigma/dt(\gamma d \rightarrow \pi^+ nn)) \cdot d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$  berechnet werden. Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit deuten auf einen steilen Vorwärtsanstieg des Wirkungsquerschnittes für die  $\pi^-$ -Photoerzeugung am Neutron für  $|t| < 0.02 (\text{GeV}/c)^2$  hin.

Das Vektormeson-Dominanz-Modell stellt eine Beziehung zwischen den Photoproduktionsprozessen und der Vektormesonerzeugung in  $\pi N$ -Wechselwirkungen her. Die unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte für  $\pi^-$  und  $\pi^+$ -Photoerzeugung beweisen, daß die  $\rho$  und  $\omega$ -Amplituden zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Die Vorhersage dieses Modells für die Summe der  $\pi^+$  und  $\pi^-$ -Photoproduktionswirkungsquerschnitte<sup>38)</sup> stimmt recht gut mit den experimentellen Werten überein.

Im Rahmen von Regge-Pol-Modellen ist der Austausch von Systemen mit verschiedener G-Parität nötig, um das von 1 abweichende Verhältnis der  $\pi^-$  zu den  $\pi^+$ -Wirkungsquerschnitten zu erklären. Ein Modell, in dem zwei Trajektorien und zwei Verzweigungsschnitte benützt werden<sup>27)</sup>, gibt für dieses Verhältnis eine mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit recht gut übereinstimmende Vorhersage.

Literaturverzeichnis

1. J. T. Beale, S. D. Ecklund, R. L. Walker, CALTECH-Bericht CTSL-42, CALT-68-108, (Nov. 1966)
2. F. P. Dixon, Dissertation CALTECH 1960 (unveröffentlicht)  
J. H. Boyden, Dissertation CALTECH 1961 (unveröffentlicht)  
J. R. Kilner, Dissertation CALTECH 1963 (unveröffentlicht)  
H. A. Thiessen, Dissertation CALTECH 1967 (unveröffentlicht)  
S. D. Ecklund, Dissertation CALTECH 1967 (unveröffentlicht)  
S. D. Ecklund, R. L. Walker, Proceedings of the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Hamburg 1965, Bd.II, S.249
3. R. Alvarez, Z. Bar-Yam, W. Kern, D. Luckey, L. S. Osborne, S. Tazzari, R. Fessel, Phys. Rev. Lett. 12, 707 (1964)  
L. S. Osborne, Proceedings of the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Hamburg 1965, Bd.I, S.91  
V. B. Elings, Dissertation MIT 1966 (unveröffentlicht)  
R. A. Lewis, Dissertation MIT 1966 (unveröffentlicht)  
V. B. Elings, K. J. Cohen, D. A. Garelick, S. Homma, R. A. Lewis, P. D. Luckey, L. S. Osborne, Phys. Rev. Lett. 16, 474 (1966)
4. P. M. Joseph, Dissertation Harvard 1967 (unveröffentlicht)  
P. M. Joseph, N. Hicks, L. Litt, F. M. Pipkin, J. J. Russell, Phys. Lett. 26B, 41 (1967)
5. G. Buschhorn, J. Carroll, R. D. Eandi, P. Heide, R. Hübner, W. Kern, U. Kötz, P. Schmüser, H. J. Skronn, Phys. Rev. Lett. 17, 1027 (1966) und Phys. Rev. Lett. 18, 571 (1967)  
U. Kötz, Dissertation Hamburg 1967 (unveröffentlicht)  
P. Schmüser, Dissertation Hamburg 1967 (unveröffentlicht)
6. R. A. Alvarez, G. Cooperstein, K. Kalata, R. C. Lanza, D. Luckey, Phys. Rev. Lett. 21, 1019 (1968)
7. A. M. Boyarski, F. Bulos, W. Busza, R. Diebold, S. D. Ecklund, G. E. Fischer, J. R. Rees, B. Richter, Phys. Rev. Lett. 20, 300 (1968)
8. R. Anderson, D. Gustavson, J. Johnson, D. Ritson, R. Weinstein, W. G. Jones, D. Kreinick, Phys. Rev. Lett. 21, 479 (1968)
9. G. Buschhorn, P. Heide, U. Kötz, R. A. Lewis, P. Schmüser, H. J. Skronn, Phys. Lett. 25B, 622 (1967)
10. W. R. Hogg, Proc. Phys. Soc. (London) 80, 729 (1962)
11. J. Pine, M. Bazin, Phys. Rev. 132, 2735 (1963)
12. G. Neugebauer, W. Wales, R. L. Walker, Phys. Rev. 119, 1726 (1960)
13. D. H. White, R. M. Schectman, B. M. Chasan, Phys. Rev. 120, 614 (1960)

14. Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München Kollaboration, Nucl. Phys. (im Druck)
15. Z. Bar-Yam, J. de Pagter, M. M. Hoenig, W. Kern, D. Luckey, L. S. Osborne, Phys. Rev. Lett. 19, 40 (1967)
16. L. Hulthén, M. Sugawara, Handbuch der Physik, Herausgeber S. Flügge, Springer-Verlag Berlin, Bd.39, S.1 (1957)
17. G. Lutz, H. D. Schulz, DESY-Bericht 67/29 (1967)  
E. Raquet, U. Timm, DESY-Bericht 68/24 (1968)
18. A. Ladage, H. Pingel, DESY-Bericht 65/12 (1965)
19. E. Raquet, DESY-Interne Berichte S2-67/1 (1967) und S2-68/2 (1968)
20. G. Kessler, DESY-Bericht 67/44 (1967)
21. K. G. Steffen, High Energy Beam Optics, Interscience Publishers, Bd.17, S.133 (1965)
22. P. Gorenstein, D. Luckey, Rev. Sc. Instr. 34, 196 (1963)
23. H. Krehbiel, Nucl. Instr. 54, 302 (1967)
24. M. N. Focacci, G. Giacomelli, CERN-Bericht 66-18 (1966)  
M. J. Longo, B. J. Moyer, Phys. Rev. 125, 701 (1962)  
T. Bowen, M. Di Corato, W. H. Moore, G. Tagliaferri, Nuovo Cim. 9, 908 (1958)
25. B. Richter, Proceedings of the 14th International Conference on High-Energy Physics, Wien 1968, S.3
26. K. Schilling, Nucl. Phys. B7, 498 (1968)
- 26a. K. Schilling, Nucl. Phys. B7, 498 (1968) Addendum
27. J. Frøyland, D. Gordon, MIT-Vorabdruck CTP # 38 (1968)
28. H. Rollnik, Zusammenfassender Bericht nach einem Vortrag auf der Herbstschule für Hochenergiephysik, Karlsruhe 1963
29. A. Dar, A. Gal, Phys. Rev. Lett. 21, 444 (1968)
30. A. Baldin, Nuovo Cim. 8, 569 (1958)
31. J. G. Asbury, U. Becker, W. K. Bertram, P. Joos, M. Rohde, A.J.S. Smith, C. L. Jordan, S.C.C. Ting, Phys. Rev. Lett. 19, 865 (1967)  
G. Kramer, K. Schilling, L. Stodolsky, Nucl. Phys. B5, 317 (1968)
32. H. Joos, Proceedings of the VI. Internationale Universitätswochen für Kernphysik, Schladming 1967, S.320, sowie dort angegebene Literatur
33. S.C.C. Ting, DESY-Bericht 68/29 (1968)  
U. Becker, W. K. Bertram, M. Binkley, C. L. Jordan, T. M. Knasel, R. Marshall, D. J. Quinn, M. Rohde, A.J.S. Smith, S.C.C. Ting, Phys. Rev. Lett. 21, 1504 (1968)

34. D. S. Beder, Phys. Rev. 149, 1203 (1966)
35. C. Iso, H. Yoshii, Ann. Phys. 47, 424 (1968)
36. A. Dar, V. F. Weisskopf, C. A. Levinson, H. J. Lipkin, Phys. Rev. Lett. 20, 1261 (1968)
37. R. Diebold, J. A. Poirier, Phys. Rev. Lett. 20, 1532 (1968)
38. M. Krammer, D. Schildknecht, Nucl. Phys. B7, 583 (1968)
39. P. K. Williams, D. M. LeVine, J. A. Koschik, References and Some Two-Body Data for High Energy Reactions, University of Michigan (1967)
40. A. Białas, A. Guła, B. Muryn, K. Zalewski, Nucl. Phys. B6, 483 (1968)
41. C. Geweniger, P. Heide, U. Kötz, R. A. Lewis, P. Schmüser, H. J. Skronn, H. Wahl, K. Wegener, zu veröffentlichen in Phys. Lett.
42. J. S. Ball, W. R. Frazer, M. Jacob, Phys. Rev. Lett. 20, 518 (1968)
43. K. Dietz, W. Korth, Phys. Lett. 26B, 394 (1968)
44. R. Brower, J. W. Dash, UCRL-Bericht 18199 (1968)
45. D. Amati, G. Cohen-Tannoudji, R. Jengo, Ph. Salin, Phys. Lett. 26B, 510 (1968)
46. F. Henyey, G. L. Kane, J. Pumplin, M. H. Ross, University of Michigan-Vorabdruck (1968)
47. P. Stichel, Z. Phys. 180, 170 (1964)

Die dieser Dissertation zugrundeliegenden Messungen wurden im Rahmen des Experimente-Programms der Gruppe F35 am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg ausgeführt.

Meinem Doktorvater, Herrn Professor Dr. P. Stähelin, danke ich für die Betreuung und Förderung der Arbeit. Allen Mitgliedern der Gruppe F35 möchte ich für ihre Mithilfe am Experiment und die großartige Zusammenarbeit danken. Mein besonderen Dank gilt den Herren Drs. P. Schmüser und H. Wahl, insbesondere auch für ihre kritische Durchsicht des Manuskripts.

In der Aufbauphase des Experiments leistete der DESY-Hallendienst ausgezeichnete und zielstrebige Arbeit, für die ich meinen Dank ausdrücken möchte. Herrn G. Rogner danke ich für die Konstruktion der Spektrometer-Lafette, Herrn G. Kessler für den Bau des Deuterium-Targets und Herrn G. Hochweller für die Erstellung des PDP-Programms. Die gute Zusammenarbeit mit dem DESY-Rechenzentrum und der Synchrotrongruppe trug wesentlich zum Gelingen des Experiments bei.

Fräulein Dr. M. Kramer danke ich für wertvolle Diskussionen.