

Interner Bericht
DESY F35-72/2
Mai 1972

Erzeugung von geladenen Pionen mit linear polarisierten Photonen

von

Christoph Geweniger

DESY-Bibliothek
6. JUL 1972

Erzeugung von geladenen Pionen mit linear polarisierten Photonen

von

Christoph Geweniger

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experiments der DESY-Gruppe F35.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. Einleitung	1
II. Grundlagen des Experiments	3
II.1. Prinzip der Messung	3
II.2. Wahl der Parameter	8
III. Apparatur	9
III.1. Übersicht	9
III.2. Photonenstrahl	9
III.2.1 Strahlführung und Intensitätsmessung	9
III.2.2 Paarspektrometer	11
III.2.3 Unpolarisierter Photonenstrahl	15
III.2.4 Polarisierter Photonenstrahl	15
III.3. Target	19
III.4. Pion-Spektrometer	19
III.5. Nachweis der Rückstossnukleonen	22
III.6. Datenverarbeitung	29
IV. Messungen und Datenreduktion	35
IV.1. Messverfahren	35
IV.1.1 Übersicht	35
IV.1.2 Zählrate für Pioneinfacherzeugung	37
IV.1.3 Untergrundzählrate	39
IV.1.4 Gesamtzählrate und Asymmetrie	40
IV.2. Photonenpektrum und Polarisation	43
IV.3. Zählratenmessungen	43
IV.3.1 Bestimmung der Zählraten	43
IV.3.2 Korrekturen	47
IV.4. Untergrundmessungen	47
IV.5. Ergebnisse	53
V. Diskussion der Ergebnisse	59
V.1. Übersicht	59
V.2. π^+ -Photoerzeugung in der Nähe der Vorwärtsrichtung	61
V.3. Beschreibung der π^+ - und π^- -Photoerzeugung im Rahmen von Austauschmodellen	65
V.4. Vektormeson-Dominanz-Modell	67
Anhang: Kohärente Bremsstrahlung	71
Literaturverzeichnis	78

I. Einleitung

Die Photoerzeugung von Hadronen und rein hadronische Reaktionen weisen in ihrem Verhalten grosse Ähnlichkeit auf. Die Interpretation von Photoerzeugungsreaktionen erfolgt daher auch völlig im Rahmen der in der Phänomenologie der starken Wechselwirkung entwickelten Theorien und Konzepte. Dieser äussere Zusammenhang findet im Vektormeson-Dominanz-Modell¹⁾ eine Erklärung, in dem die Kopplung des elektromagnetischen Stromes der Hadronen an die Felder der Vektormesonen ρ^0 , ω und ϕ postuliert wird, so dass man das Photon als eine kohärente Überlagerung dieser Mesonen auffassen kann. Photonenstrahlen sind in diesem Bild Vektormesonenstrahlen und als Instrument zur Untersuchung der starken Wechselwirkung mit den an Protonenbeschleunigern bestehenden Nukleonen-, Pionen- und Kaonenstrahlen zu vergleichen. Da Photonen sowohl ρ -Mesonen mit dem Isospin 1 als auch ω - oder ϕ -Mesonen mit dem Isospin 0 entsprechen können, haben sie den Nachteil, keinen definierten Isospin zu besitzen. Andererseits kann man Strahlen mit linear polarisierten Photonen erzeugen, die im Hinblick auf Teilchenaustauschmodelle sehr gezielte Experimente ermöglichen. Sie gestatten es, bei einer Reaktion die Wirkungsquerschnitte für den Austausch von Teilchen natürlicher und unnatürlicher Parität voneinander zu trennen²⁾. Dagegen liefern die Rückstospolarisation oder Messungen mit polarisiertem Target keinen direkten Aufschluss über die verschiedenen Beiträge zu einer Reaktion, da hierbei sehr wesentlich die Phasen zwischen den Amplituden dieser Beiträge eingehen³⁾.

Die Photoerzeugung von Pionen gehört zu den Photoerzeugungsprozessen, über die bereits ein umfangreiches Datenmaterial vorliegt, insbesondere deshalb, weil sie experimentell am leichtesten zugänglich ist. Eines der interessantesten Charakteristika dieser Daten ist das scharfe Vorwärtsmaximum in der Winkelverteilung der geladenen Pionen^{4,5)}. Stattdessen hatte man unter der Annahme, dass die Reaktion durch Einpionenaustausch beschrieben werden kann, ein Minimum erwartet. Seitdem wurden in einer Reihe von weiteren Prozessen, bei denen Pionenaustausch möglich ist, ähnlich starke Strukturen in der Winkelverteilung gefunden, die sowohl als Vorwärtsmaxima als auch als Vorwärtsminima auftreten⁶⁾.

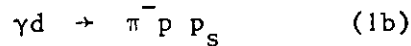
Im vorliegenden Experiment wird die Einfacherzeugung von π^+ - und π^- -Mesonen durch linear polarisierte Photonen an Wasserstoff und Deuterium bei Photonenergien oberhalb 2 GeV und kleinen Winkeln untersucht. Mit diesem Experiment, das am Deutschen Elektronen-Synchrotron durchgeführt wurde, werden frühere Messungen mit unpolarisierten Photonen⁷⁾ durch detailliertere Informationen ergänzt. Insbesondere bietet die Verwendung linear polarisierter Photonen eine Möglichkeit, die Rolle des Pionenaustausches im Zusammenhang mit der ausgeprägten Struktur im Vorwärtsquerschnitt zu klären. Darüberhinaus erlauben die Messungen eine Prüfung des Vektormeson-Dominanz-Modells, wenn man eine geeignete Zusammenfassung von π^+ - und π^- -Daten mit der Vektormesonenerzeugung durch Pionen vergleicht.

Vorläufige Ergebnisse dieses Experimentes wurden zum Teil bereits veröffentlicht⁸⁾ oder als Konferenzbeitrag präsentiert⁹⁾. Ähnliche Experimente bei hohen Photonenergien wurden inzwischen auch an anderen Elektronenbeschleunigern ausgeführt^{10,11)}.

II. Grundlagen des Experiments

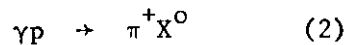
II. 1. Prinzip der Messung

Die Reaktionen



sollen bei kleinen Impulsüberträgen mit linear polarisierten Photonen untersucht werden. Abb. 1 zeigt ein typisches Spektrum und den Polarisationsgrad der Photonen, die durch kohärente Bremsstrahlung an einem Diamanteinkristall erzeugt werden. Man erkennt, dass Photonen mit Energien im Bereich der Intensitätsüberhöhung bei etwa k_{sp} maximal polarisiert sind. Man muss daher die experimentellen Bedingungen so wählen, dass die Reaktionen (1), die durch Photonen der Energie k_{sp} ausgelöst wurden, abgetrennt werden können.

Bei einer Einarmmessung, bei der z.B. nur positive Pionen nachgewiesen und nach Erzeugungswinkel θ_π und Impuls p_π analysiert werden, hat man zunächst statt der Reaktion (1a) den allgemeinen Fall



zu betrachten. Mögliche Zustände des Systems X^0 sind z.B.

$$X^0 = n, n\pi^0, p\pi^-, n\pi^+\pi^-, \dots$$

Die inelastische Comptonstreuung ($X^0 = n\gamma$) bleibe hier wegen des kleinen Wirkungsquerschnitts ¹²⁾ ausser Betracht. Aus der Erhaltung des Viererimpulses

$$p_\gamma^\mu + p_p^\mu = p_\pi^\mu + p_x^\mu$$

$$\text{mit } p_\gamma^\mu = (k, \vec{k}) \text{ und } p_i^\mu = (E_i, \vec{p}_i), \quad i = p, \pi, X$$

$$\text{folgt} \quad p_x^\mu p_{x\mu} = (p_\gamma^\mu + p_p^\mu - p_\pi^\mu)(p_{\gamma\mu} + p_{p\mu} - p_{\pi\mu})$$

$$\text{oder} \quad M_x^2 = M_p^2 + m_\pi^2 - 2E_\pi M_p + 2k(M_p - E_\pi + p_\pi \cos\theta_\pi)$$

Da die Photonen nicht monochromatisch sind, enthält diese Beziehung neben M_x auch k als Unbekannte. Hält man den Winkel θ_π fest und beschränkt sich auf kleine Winkel, so ergibt sich für verschiedene Parameter M_x der in Abb. 2 dargestellte funktionale Zusammenhang zwischen p_π und k .

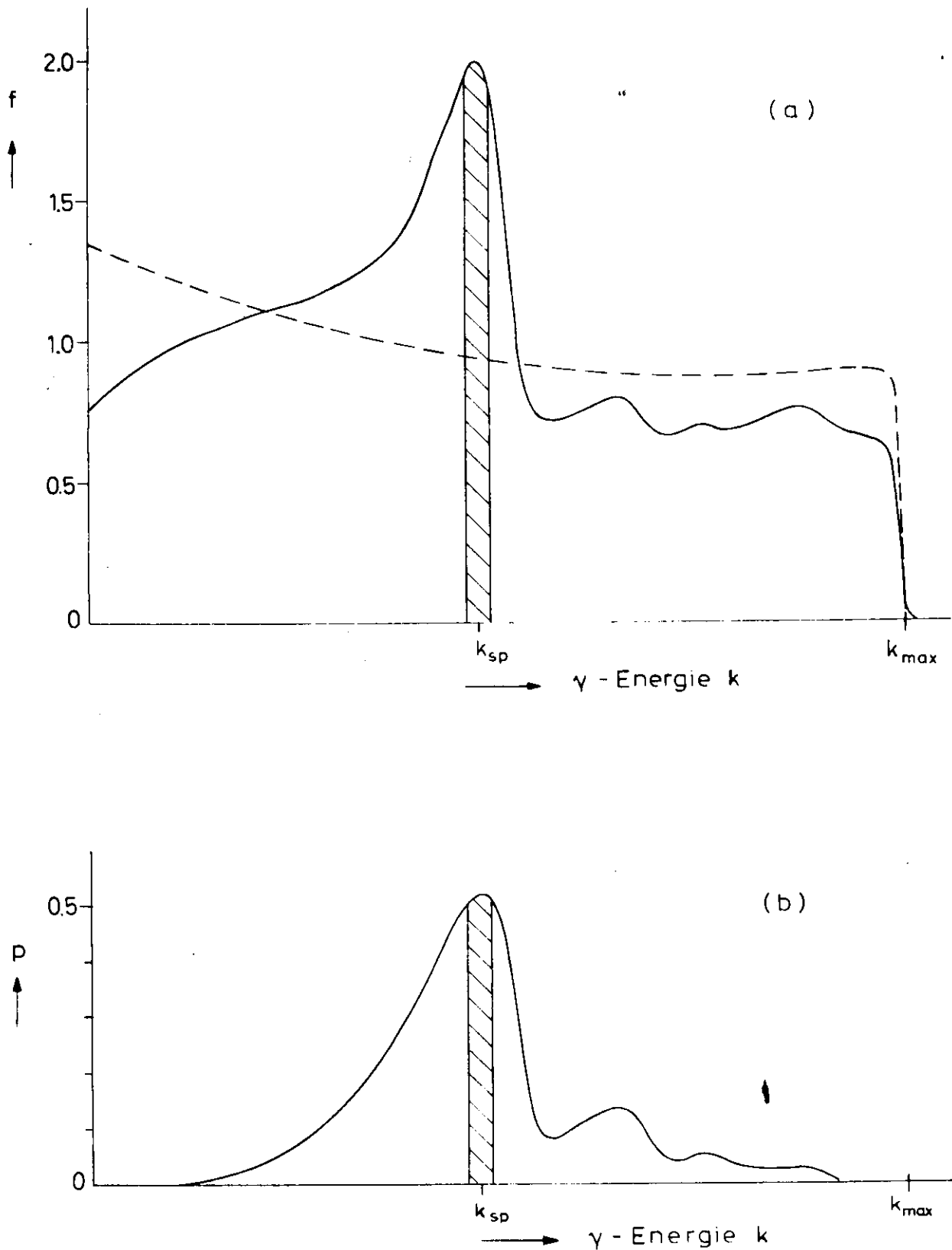


Abb. 1: Bremsstrahlung von einem Diamanteinkristall

- a) Spektrumsfunktion f (ausgezogene Kurve);
gestrichelt: Bremsspektrum für ein amorphes Target ($k_{max} = 7.2$ GeV)
- b) Polarisationsgrad P

Der schraffierte Bereich des Spektrums wird durch das Experiment erfasst.

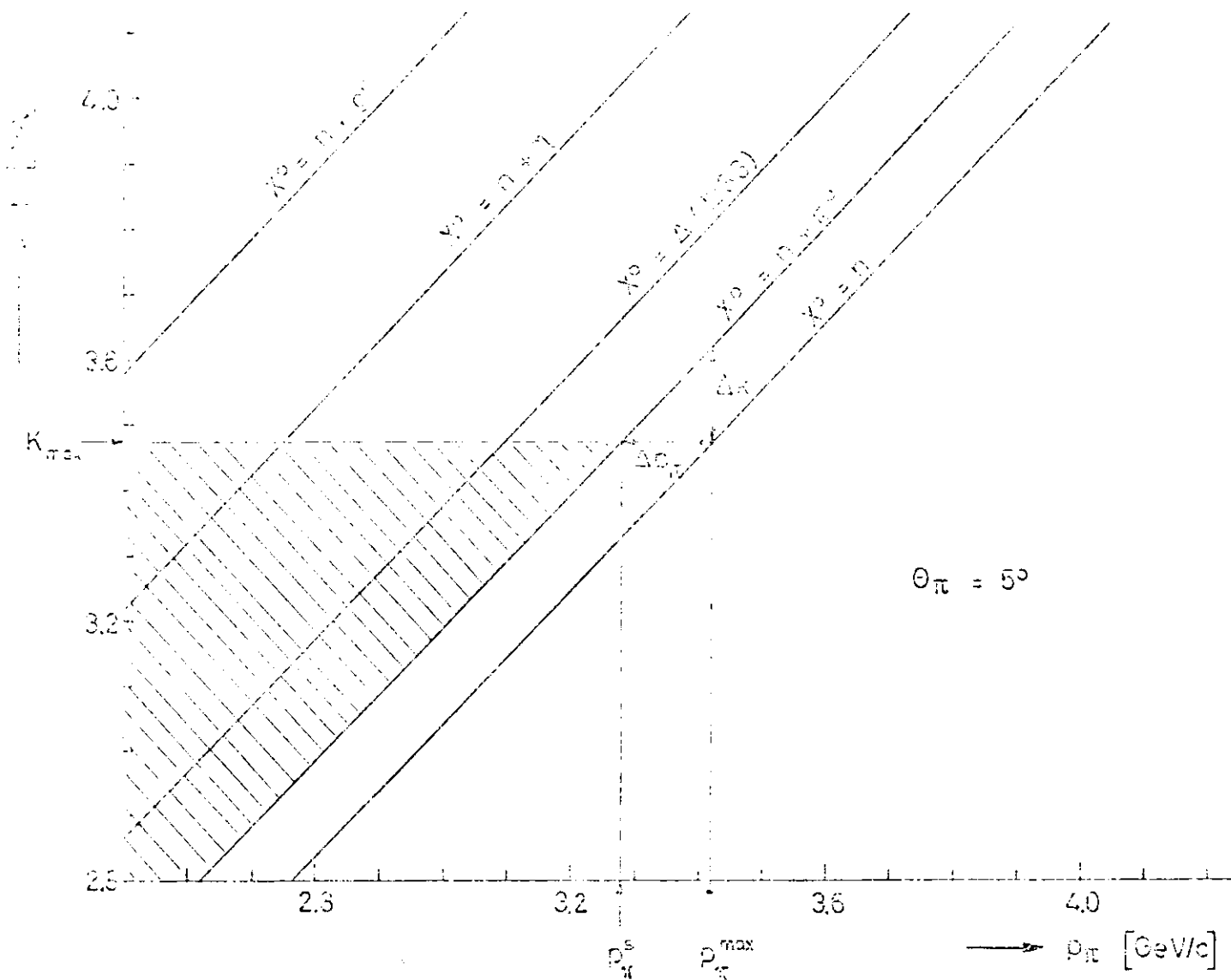


Abb. 2: Kinematik der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^+ X^0$: Photonenergie k als Funktion des Pionenimpulses p_π bei festem Laborwinkel θ_π

Wegen der Erhaltung der Baryonenzahl muss das nicht nachgewiesene System X^0 die Baryonenzahl 1 haben, d.h. die kleinste möglicher invarianter Massen M_x ist die Neutronenmasse. In diesem Fall handelt es sich um die Zweiteilchenreaktion (1a), für die in Abb. 2 die Kurve mit $X^0 = n$ gilt. Der nächst grössere Wert für M_x ist durch die Schwelle für die Erzeugung eines zusätzlichen Pions mit der Masse m_π gegeben. Dem ist in Abb. 2 die mit $X^0 = n \pi^0$ bezeichnete Kurve zugeordnet. Sie hat einen Impulsabstand zur Kurve für die Zweiteilchenreaktion von $\Delta p_\pi \approx 150 \text{ MeV}/c$ - das entspricht einem Photonenenergieintervall von $\Delta k \approx 150 \text{ MeV}$. Jenseits der Schwelle für Mehrfachpionenerzeugung ist das Spektrum der erlaubten invarianten Massen M_x kontinuierlich. Für diese Massen ist der kinematisch erlaubte Bereich in Abb. 2 schraffiert gezeichnet, der bei der Verwendung von Bremsstrahlung mit der Maximalenergie k_{\max} zugänglich ist.

Weist man Pionen unter festem Winkel θ_π und bei festem Impuls p_π nach, so ist die niedrigste Photonenenergie k_{\min} , die die Reaktion ausgelöst haben kann, durch die Kinematik der Reaktion (1a) gegeben (siehe Abb. 2 mit $X^0 = n$). Bei Prozessen mit mehr als zwei Teilchen im Endzustand muss eine Photonenenergie von mindestens $k_{\min} + \Delta k$ aufgebracht werden. Diesen Energieabstand macht man sich zunutze, um die Reaktion (1a) durch eine Einarmmessung "an der Bremskante" von Mehrteilchenreaktionen abzutrennen. Die Bremskante bei k_{\max} bildet sich über die Reaktion (1a) im Impulsspektrum der Pionen bei p_π^{\max} ab (siehe Abb. 3, nicht schraffierter Anteil). Höhere Pionenimpulse als p_π^{\max} sind verboten. Der maximale Impuls für Pionen aus Mehrteilchenreaktionen ist dagegen $p_\pi^s = p_\pi^{\max} - \Delta p_\pi$, d.h. im Intervall (p_π^s, p_π^{\max}) wird die Reaktion (1a) durch eine Impulsmessung bei festem Winkel eindeutig festgelegt. Unterhalb p_π^s steigen die Pionenzählraten mit fallendem Impuls wegen des wachsenden Bereichs möglicher invarianten Massen des Systems X^0 an. Der Anteil der Mehrteilchenreaktionen ist im Impulsspektrum der Pionen in Abb. 3 schraffiert gezeichnet.

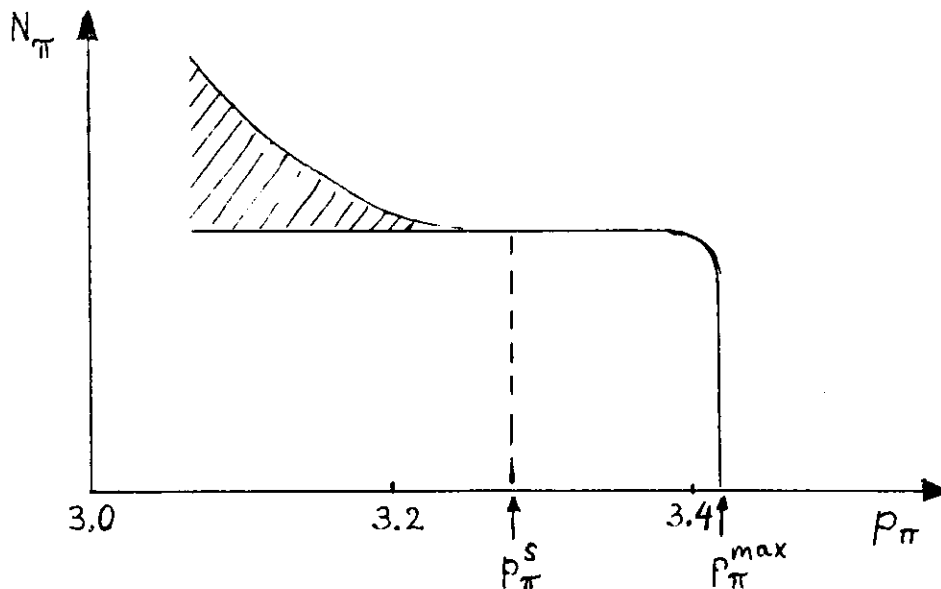


Abb. 3: Impulsspektrum der Pionen bei der Photoerzeugung mit Bremsstrahlung (schematisch)

Bei den Messungen mit polarisierten Photonen, die ein Energiespektrum nach Abb. 1 besitzen, muss der Pionenimpuls so gewählt werden, dass k_{\min} im Bereich der Intensitätsüberhöhung bei etwa $k_{\max}/2$ liegt. Für $k_{\max} = 7.2$ GeV und Laborwinkel θ_{π} zwischen 4° und 12° beträgt dann - gemittelt über beide Richtungen der Photonenpolarisation - der Anteil der Reaktion (1a) an der gesamten Pionenzählrate ungefähr 10% - 30%. Der steile Abfall der Photonenintensität oberhalb $k_{\max}/2$ bildet sich wie die Bremskante über die Reaktion (1a) als Stufe im Impulsspektrum der Pionen ab. Wegen des hohen Beitrags der Mehrteilchenreaktionen hat die Stufe im Mittel jedoch nur eine Höhe von etwa 7% - 20% der Gesamtzählrate und ist ausserdem nicht so scharf wie eine Bremskante. Aus der Höhe der Stufe kann man bereits durch eine Einarmmessung Wirkungsquerschnitte für polarisierte Photonen ermitteln. Die Ergebnisse in Ref.11 wurden auf diese Weise gewonnen.

Im vorliegenden Experiment wird zusätzlich zum Pion das Rückstossnukleon in Koinzidenz nachgewiesen. Dadurch wird der Anteil unerwünschter Reaktionen herabgedrückt, eine eindeutige Festlegung der Reaktion ist allerdings auch bei sehr genauer Energie- und Winkelmessung nicht

möglich. Der verbleibende Untergrund wird nicht durch die Ausmessung einer Stufe im Impulsspektrum der Pionen abgetrennt, sondern aus Messungen mit unpolarisierter Bremsstrahlung ermittelt. Er beträgt für die Reaktionen (1) zwischen 0% und 35% der Koinzidenzzählrate.

II. 2 Wahl der Parameter

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen (1) hängen von zwei kinematischen Variablen ab. Es ist üblich, als Variable die Photonenenergie k und das Quadrat des Viererimpulsübertrages t zu verwenden.

Die Photonenenergie sollte in diesem Experiment möglichst hoch sein, um das Verhalten der Reaktion jenseits des Resonanzbereiches untersuchen zu können. Eine Einschränkung besteht jedoch in der Herstellung eines brauchbaren polarisierten Photonenstrahles bei DESY. Bei kohärenter Bremsstrahlung von einem Diamanteinkristall steigen Intensität und Polarisationsgrad der Photonen bei fester Energie der primären Elektronen k_{\max} mit fallender Photonenenergie k an. Für $k = k_{\max}$ ist $P = 0$, für $k = k_{\max}/2$ ist $P \approx 0.5$; die Photonenzahlen verhalten sich etwa wie 1 : 4. Bei einer Maximalenergie des Synchrotrons von 7.5 GeV stellen daher Photonenenergien zwischen 3 und 4 GeV einen guten Kompromiss dar. Wegen bereits vorhandener Messungen mit unpolarisierten Photonen ⁷⁾ wird der grösste Teil der Messungen bei $k = 3.4$ GeV durchgeführt. Um eine mögliche Energieabhängigkeit festzustellen, wird die Reaktion (1a) auch bei $k = 2.5$ GeV und mit zwei Testmessungen bei $k = 5$ GeV untersucht.

Die Messungen sollen bei kleinen Impulsüberträgen erfolgen. Eine Begrenzung nach oben hin ist durch das vorhandene Pion-Spektrometer gegeben, das speziell für Vorwärtswinkel bis herunter zu 0° konstruiert wurde. Vor allem wegen des kleinen Raumwinkels eignet es sich schlecht für Messungen bei grossen Impulsüberträgen, da die Wirkungsquerschnitte etwa wie $\exp(3t)$ abfallen. Eine Beschränkung von $|t|$ nach unten wird durch den Nachweis der Rückstossnukleonen auferlegt. Die kinetische Energie der Nukleonen ist in guter Näherung $T_N = -t/2M_N$ (M_N = Nukleonenmasse). Da Protonen mit $T_N \approx 10$ MeV bei der benutzten Apparatur bereits im Target steckenbleiben, ist bei der Reaktion (1b) der Nachweis des Protons unterhalb $-t \approx 0.02$ (GeV/c)² nicht mehr möglich. Ausserdem besitzen dann die Rückstossprotonen wegen der Bewegung der Nukleonen im Deuteron keine definierte Richtung mehr.

Die Neutronen aus der Reaktion (1a) erfahren dagegen nur elastische Streuung aber keine Ionisationsverluste im Target, so dass hier auch bei niedrigeren Impulsüberträgen gemessen werden kann. Die Schwierigkeit besteht dann darin, dass Neutronen mit sehr niedriger Energie, die zudem einen grossen Raumwinkel überstreichen, in Anwesenheit eines hohen Untergrundes von anderen Teilchen nachgewiesen werden müssen.

Folgende t -Bereiche werden im Experiment erfasst (in $(\text{GeV}/c)^2$):

(i) $0.0025 \leq -t \leq 0.6$ (Reaktion 1a)

(ii) $0.05 \leq -t \leq 0.6$ (Reaktion 1b)

Die untere Grenze in (i) entspricht einer mittleren Neutronenenergie von 1.3 MeV.

III. Apparatur

III.1 Übersicht

Die experimentelle Anordnung ist in Abb. 4 wiedergegeben. Der Photonenstrahl wird im Synchrotron erzeugt, durchläuft ein Paarspektrometer zur Messung des Energiespektrums und trifft auf das Experimentetarget. Die hier in Vorwärtsrichtung erzeugten geladenen Pionen werden durch ein Magnetspektrometer nach Winkel und Impuls analysiert und die in Koinzidenz auftretenden Rückstossnukleonen in einem zweiten Arm mit einer Szintillationszähleranordnung nachgewiesen. Der Photonenstrahl endet in einem Quantameter.

III.2 Photonenstrahl

III. 2. 1 Strahlführung und Intensitätsmessung

Die Photonen werden durch Bremsstrahlung der Elektronen im Synchrotron am Target T1 erzeugt. Der Kollimator K1 definiert den Strahlquerschnitt, die weiteren Kollimatoren K2 und K3 begrenzen den Strahlhalo.

Der Kollimationswinkel beträgt horizontal und vertikal ± 0.1 bis ± 0.2 mrad. Das ergibt am Experimentetarget T3 bei etwa 40 m Abstand von T1 einen Strahlquerschnitt von $8 \times 8 \text{ mm}^2$ bis $16 \times 16 \text{ mm}^2$. Hinter den Kollimatoren K1 und K2 wird der Strahl durch die Ablenkmagnete R1 und R2 von geladenen Teilchen gereinigt und durchläuft das Target T2 eines Paarspektrometers, das zur Überwachung des Bremsspektrums dient und während der Messungen kontinuierlich betrieben wird. Nach dem Experimentetarget T3 wird die Strahlintensität im Quantameter Q gemessen. Zwei Fernsehkameras TV hinter R1 und vor Q gestatten eine ständige Kontrolle der Strahlage.

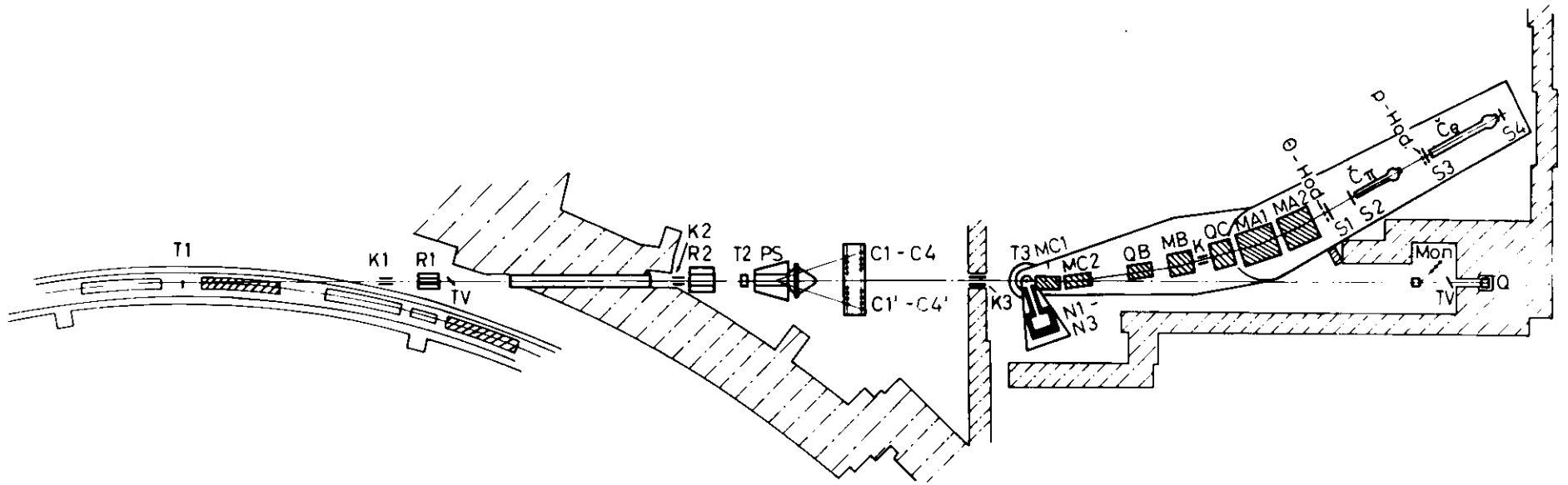
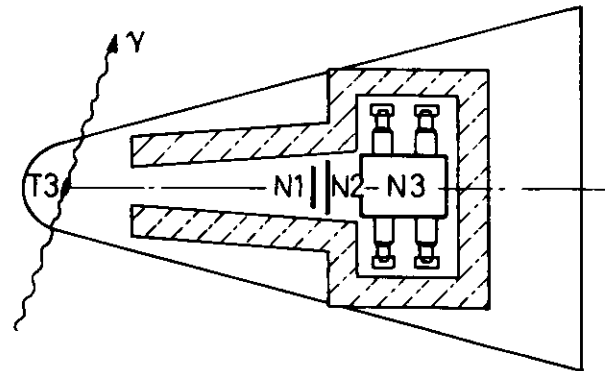


Abb. 4: Experimentelle Anordnung

Abb. 4a: Nukleonenarm (vergrößerter Maßstab)



Das Quantameter ist vom DESY-Standard-Typ¹³⁾ mit 90% He- und 10% N₂-Füllung und einer Quantameterkonstanten von 1.63×10^{16} (GeV/Asec) $\pm 2\%$. Die Quantameterelektronik besitzt keine schnelle Vetoschaltung, die es ermöglicht, die Intensitätsmessung für kurze Zeitintervalle, in denen von der Elektronik des Experiments keine Ereignisse akzeptiert werden, zu unterbrechen. Solche Unterbrechungen sind bei Totzeiten in der Datenverarbeitung und bei zu grossen Abweichungen der Synchrotronenergie von der Sollenergie erforderlich. Die Energieabweichungen treten auf, wenn der "spill-out" des Synchrotrons länger als 1 - 2 msec dauert, so dass die Elektronik ausserhalb dieses Zeitintervalls zugetastet werden muss. Daher findet sich vor dem Quantameter ein zweiter Intensitätsmonitor ("MON"), der die in einem 1 mm dicken Polyäthylen-Target erzeugten und von einem Permanentmagneten abgelenkten geladenen Teilchen durch eine Koinzidenz von drei Szintillationszählern registriert.

Die Zählrate ist proportional zum Quantameterstrom und wird mit und ohne Vetoschaltung gemessen. Die sich daraus ergebende Korrektur wird stets kleiner als 6% gehalten.

III.2.2 Paarspektrometer

Das Paarspektrometer dient zur Messung des Photonenspektrums über den Nachweis der nahezu symmetrischen Elektron-Positron-Paarbildung. Die Spektrumsfunktion $f(k)$ für ein Bremspektrum wird definiert durch die Zahl der Bremsquanten, die bei einer Elektronenenergie k_{\max} mit der Energie k im Intervall dk erzeugt werden:

$$\begin{aligned} \frac{dN_f}{dk} dk &= \frac{W}{k_{\max}} \cdot \frac{f(k)}{k} dk \\ &= Q_{\text{eff}} \frac{f(k)}{k} dk \end{aligned} \quad (3)$$

Hierbei ist W die Gesamtenergie der erzeugten Photonen. Sie wird mit dem Quantameter gemessen.

$$W = \int_0^{k_{\max}} \frac{dN_f}{dk} k dk \quad (4)$$

Die Grösse

$$Q_{\text{eff}} = W / k_{\text{max}}$$

bezeichnet man als "Zahl der effektiven Quanten". Die Normierung der Spektrumsfunktion erhält man durch Einsetzen von (3) in (4):

$$\frac{1}{k_{\text{max}}} \int_0^{k_{\text{max}}} f(k) dk = 1$$

Im Paarspektrometer (siehe Abb. 4) werden durch den Photonenstrahl an einer 10 μ dicken Aluminiumfolie T2 Elektron-Positron-Paare erzeugt und durch einen Dipolmagneten PS abgelenkt. Je vier symmetrisch zum γ -Strahl liegende Teilchentrajektorien für Elektronen C1, ..., C4 und Positronen C1', ..., C4' sind durch Koinzidenzschaltung von jeweils zwei Szintillationszählern festgelegt. Der relative Impulsabstand der Trajektorien beträgt $\Delta p/p = 10\%$, die Impulsauflösung $dp/p = 1.5\%$. Mit den vier Koinzidenzen zwischen symmetrischen e^+e^- -Paaren C1 · C1', ..., C4 · C4' und den drei leicht asymmetrischen Kombinationen C1 · C2', C2 · C3', C3 · C4' kann gleichzeitig die Paarerzeugung bei sieben verschiedenen Photonenenergien in Energieschritten von 5% gemessen werden.

Für die Zählrate einer Paarkoinzidenz gilt:

$$N_p(k) = n_T \frac{d\sigma_p(k)}{dE_1} dE_1 \frac{dN_1}{dk} dk \quad (5)$$

Dabei sind E_1 und E_2 die Energien des e^+e^- -Paares mit der Beziehung $E_1 + E_2 = k$, n_T ist die Flächendichte der Targetatome und $d\sigma_p(k)/dE_1$ ist der über die Winkel integrierte differentielle Paarbildungswirkungsquerschnitt, der bei hohen Photonenenergien $k \gg m_e$ in guter Näherung gegeben ist durch ¹⁴⁾

$$\frac{d\sigma_p(k)}{dE_1} = 4\alpha Z^2 \left(\frac{e^2}{m_e}\right)^2 \left[\frac{E_1^2 + E_2^2 + 2/3 E_1 E_2}{k^3} \ln \frac{183}{\sqrt[3]{Z}} - \frac{1}{9} \frac{E_1 E_2}{k^3} \right] \quad (6)$$

Die Winkelabhängigkeit der Paarbildung kann vernachlässigt werden, da der charakteristische Erzeugungswinkel m_e/k (≈ 0.15 mrad bei 3.4 GeV) klein im Vergleich zum Öffnungswinkel der Apparatur ($\Delta\theta \geq 2.7$ mrad) ist.

Setzt man (3) und (6) in (5) ein, so erhält man unter Verwendung von $dE_1 dk = dE_1 dE_2$ für die auf effektive Quanten normierte Zählrate

$$n_p(k) = N_p(k) / G_{\text{eff}}$$

$$= C \cdot \frac{f(k)}{k} \left[\frac{E_1^2 + E_2^2 + 2/3 E_1 E_2}{k^3} \cdot \ln \frac{183}{\sqrt{Z}} - \frac{1}{9} \frac{E_1 E_2}{k^2} \right] dE_1 dE_2 \quad (7)$$

mit $C = n_T \cdot 4\alpha Z^2 \left(\frac{e^2}{m_e} \right)^2$

Für den hier interessierenden Fall der nahezu symmetrischen Paarbildung sei in der Näherung $p = E$ für relativistische Elektronen

$$\begin{aligned} E_1 &= p_1 = p + \Delta p \\ E_2 &= p_2 = p - \Delta p \\ \text{mit } p &= \frac{k}{2}, \quad \Delta p \ll p \end{aligned}$$

Nimmt man $Z = 13$ für Aluminium und entwickelt den Ausdruck (7) bis zur zweiten Ordnung nach $\Delta p/p$, so folgt

$$n_p(k) = C \cdot f(k) \cdot \left[1 - 0.86 \left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2 \right] \frac{dp_1}{p_1} \frac{dp_2}{p_2}$$

Die Zählrate für e^+e^- -Paare ist bei konstantem $\Delta p/p$ direkt proportional zur Spektrumsfunktion der Photonen $f(k)$. Bei den asymmetrischen Paaren der Koinzidenzen $C1 \cdot C2'$, ... beträgt $\Delta p/p = 5\%$ und die Proportionalitätskonstante ändert sich gegenüber den symmetrischen Kombinationen $C1 \cdot C1'$, ... mit $\Delta p/p = 0$ um 0.25%.

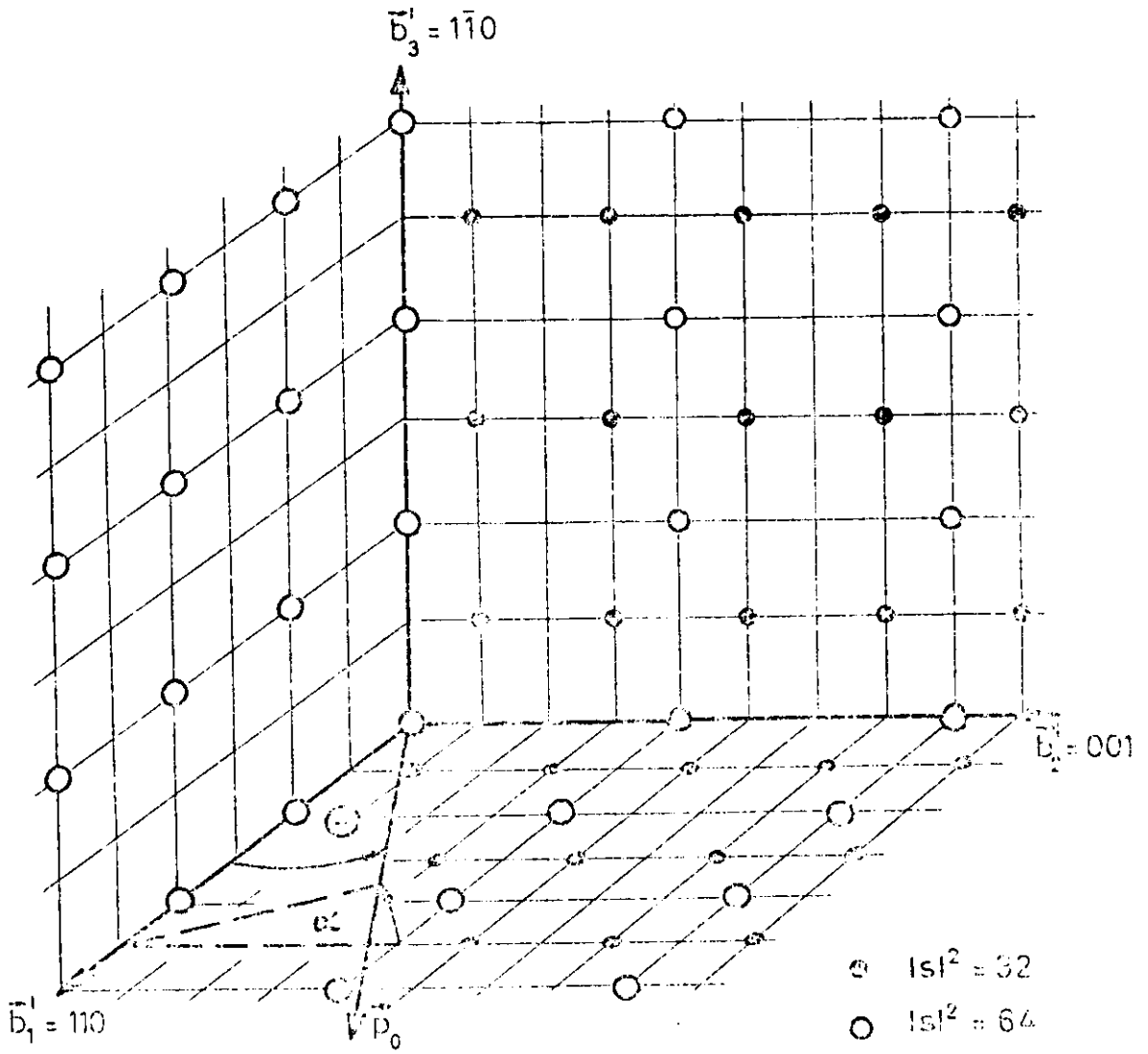


Abb. 5: Reziprokes Diamantgitter

III.2.3 Unpolarisierter Photonenstrahl

Zur Bestimmung von Untergrundbeiträgen werden auch Messungen mit unpolarisierter Bremsstrahlung durchgeführt. Als Target T1 wird dann ein 110 μ dickes Wolframblech verwendet. Die Spektrumsfunktion $f(k)$ wurde unter Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen, endlicher Targetdicke und der Kollimation des γ -Strahls berechnet¹⁵⁾.

III.2.4 Polarisierter Photonenstrahl

Polarisierte Photonen werden durch kohärente Bremsstrahlung an einem 1 mm dicken Diamanteinkristall erzeugt. Die theoretischen Grundlagen dazu werden im Anhang erläutert. Im Experiment werden die im folgenden beschriebenen Kristallorientierungen gewählt (siehe Abb. 5). Die Achsen sind $\vec{b}'_1 = (1, 1, 0)$, $\vec{b}'_2 = (0, 0, 1)$, $\vec{b}'_3 = (1, \bar{1}, 0)$. Bei einer Elektronenenergie $E_0 = 7.2$ GeV und den Winkeln $\theta = 50$ mrad und $\alpha = 37$ mrad liefert der erste Gitterpunkt auf der Achse \vec{b}'_3 , der die Koordinaten $\vec{g}_3 = (2, \bar{2}, 0)$ hat, ein prominentes Maximum im Photonen-spektrum bei $x_d = 0.5$. Das theoretische Spektrum und den Polarisationsgrad der Photonen zeigt Abb. A3a im Anhang. Diese Einstellung wird für die Messungen bei der Photonenenergie $k = 3.4$ GeV verwendet. Für die Messungen bei $k = 2.5$ GeV und $k = 5.0$ GeV wird lediglich α auf 24 mrad und 47 mrad geändert und die Hauptmaxima liegen bei $x_d = 0,39$ und $x_d = 0.72$. Abb. A3b zeigt das Spektrum für die 5 GeV-Messungen.

Der Kristall ist in ein Goniometer¹⁶⁾ eingebaut und kann um eine horizontale und eine vertikale Achse parallel zu \vec{b}'_2 und \vec{b}'_3 um die Winkel θ_H und θ_V rotiert werden. Den Zusammenhang dieser Winkel mit α und θ zeigt Abb. 6. Die Einstellgenauigkeit der Winkel θ_H und θ_V beträgt etwa 0.1 mrad.

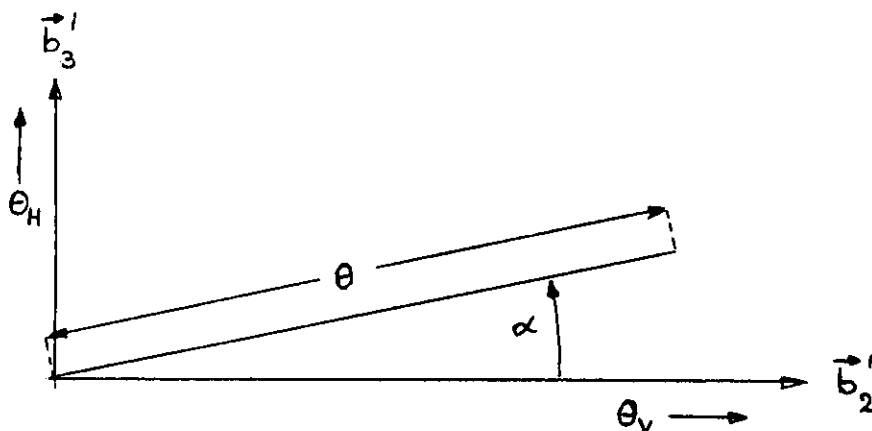


Abb. 6: Darstellung der Winkel θ und α für die Elektronenrichtung durch die Goniometerwinkel θ_H und θ_V ($\theta \ll 1$)

Der Polarisationsvektor des Photons liegt etwa parallel zu \vec{b}'_3 . Um beide Polarisationsrichtungen einstellen zu können, müsste man den Kristall um \vec{b}'_1 rotieren können. Dieser zusätzliche Freiheitsgrad würde erhebliche Anforderungen an die Konstruktion des Goniometers stellen. Stattdessen ist im Goniometer ein zweiter Kristall mit um 90° rotierten Achsen \vec{b}'_2 und \vec{b}'_3 eingebaut.

Wegen der Divergenz des primären Elektronenstrahls, die aus der Divergenz der Elektronen im Synchrotron und der Vielfachstreuung im Target resultiert, sind die Winkel θ_H und θ_V mit einem Fehler $\Delta\theta_e$ behaftet. Die dadurch verursachte Streuung der Winkel θ und α (vgl. Abb. 6)

$$\frac{\Delta\theta}{\theta} = \frac{\Delta\theta_e}{\theta} \quad ; \quad \frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{\Delta\theta_e}{\theta\alpha} \quad \left(\text{für } \begin{array}{l} \theta \ll 1 \\ \alpha \ll 1 \end{array} \right) \quad (8)$$

hat eine "Verschmierung" der Diskontinuität bei x_d in den theoretischen Bremsspektren (Abb. A3) zur Folge. Aus Gl. (A2) im Anhang leitet man ab:

$$\frac{\Delta x_d}{x_d} = (1 - x_d) \sqrt{\left(\frac{\Delta q_1}{q_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_0}{E_0}\right)^2} \quad (9)$$

Für die obige Kristallorientierung gilt nach (A5)

$$q_1 = g_3 \theta \alpha$$

und

$$\frac{\Delta q_1}{q_1} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\theta}{\theta}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\alpha}{\alpha}\right)^2} \quad (10)$$

Mit den Beziehungen (8) erhält man wegen $\alpha \ll 1$:

$$\frac{\Delta q_1}{q_1} = \frac{\Delta\theta_e}{\theta} \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{\alpha^2}} \approx \frac{\Delta\theta_e}{\theta\alpha} \quad (11)$$

Messungen bei DESY ¹⁷⁾ ergaben die empirische Beziehung

$$\Delta\theta_e = \sqrt{0.30 + \frac{14 \text{ GeV}^2}{E_0^2}} \quad [\text{mrad}]$$

Bei $E_0 = 7.2$ GeV erhält man $\Delta\theta_e = 0.75$ mrad. Da die Photonen im wesentlichen innerhalb eines Kegels mit dem Öffnungswinkel $m_0/E_0 = 0.071$ mrad emittiert werden, kann man durch eine Kollimation des Photonenstrahls die Richtung der primären Elektronen genauer festlegen. Der Kollimationswinkel beträgt im Experiment ± 0.1 mrad, unter Berücksichtigung eines endlichen Targetflecks etwa ± 0.15 mrad. Die Winkeldivergenz der Elektronen wird dadurch auf $\Delta\theta_e \pm 0.17$ mrad begrenzt. Die Zahlenwerte $\Delta\theta_e = 0.17$ mrad, $\theta = 50$ mrad, $\alpha = 37$ mrad ergeben $\Delta q_1/q_1 = 9.2\%$. Dagegen liegt die Energieunschärfe der Elektronen $\Delta E_0/E_0$ bei etwa 1%-2%, d.h. $\Delta x_d/x_d$ (Gl. 9) wird praktisch durch $\Delta q_1/q_1$ festgelegt. Um die beobachteten Bremsspektren mit Rechnungen vergleichen zu können, wird für $\Delta\theta_e$ eine Gaußverteilung angenommen. Wegen (11) folgt daraus eine Gaußverteilung für q_1 , so dass die in den Funktionen ψ_i^c , $i = 1, 2, 3$ (Gl. A4, A6) auftretenden Faktoren g_1^{-n} , $n = 2, 3, 4$ durch Integrale der Form

$$I(x, g_1, n) = \int_{\delta(x)}^{\infty} \frac{q^{-n}}{2\pi \Delta q^2} \exp\left(-\frac{(g_1 - q)^2}{2 \Delta q^2}\right) dq \quad (12)$$

ersetzt werden. Die Standardabweichung Δq wird durch Anpassung eines berechneten Spektrums an ein gemessenes ermittelt, ebenso die Lage der Diskontinuität, die zu dem Gitterpunkt mit dem Hauptbeitrag im Spektrum gehört. Daraus berechnet man mit Hilfe von (A1) und (A5) den genauen Wert von α . Die so ermittelten Parameter werden dann verwendet, um nach (A6) unter Berücksichtigung von (12) die Polarisation zu bestimmen. Dieses Verfahren zur Berechnung des Polarisationsgrades ist experimentell mit einem Messfehler von etwa 5% geprüft worden ¹⁶⁾.

Neben den genannten Effekten - endlicher Kollimationswinkel, ausgedehnter Targetfleck (und Winkelverteilung der Photonen) - gehen auch Erschütterungen des Kristalls und Kristalldefekte in Δq ein. Insbesondere konnten nach längerer Betriebszeit Strahlungsschäden an den Diamanten festgestellt werden, die sich in einer Vergrößerung von Δq oder Δx_d bemerkbar machen. Abb. 7 zeigt gemessene Spektren von einem neuen Diamanten und dem gleichen Diamanten nach längerer Betriebszeit.

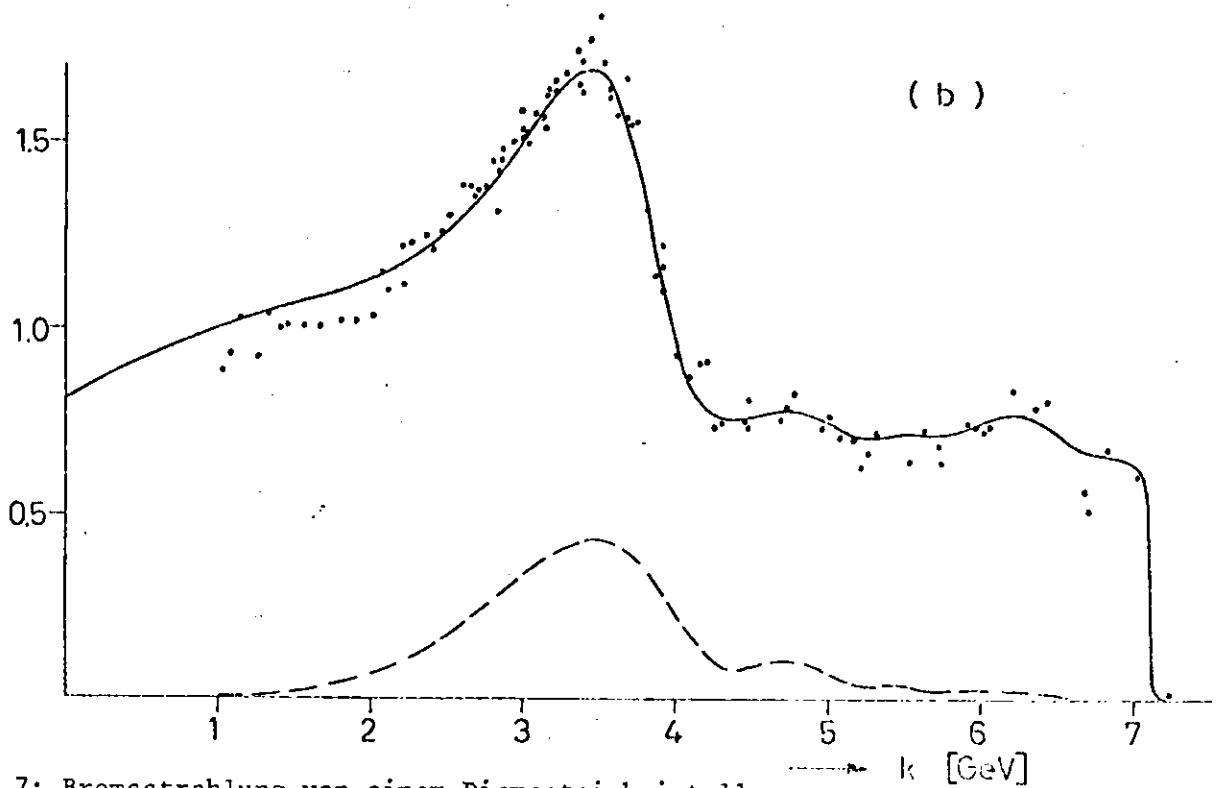
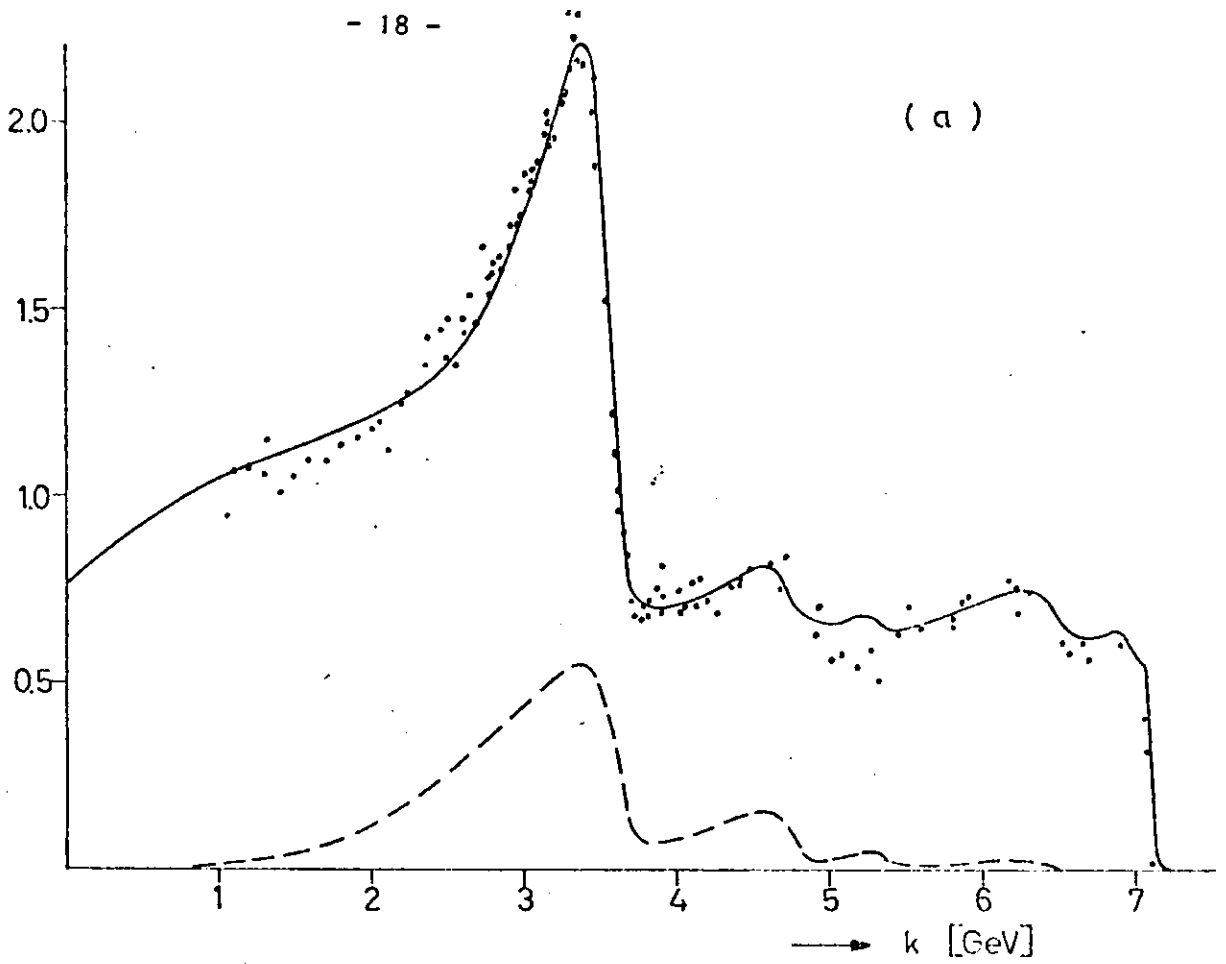


Abb. 7: Bremsstrahlung von einem Diamanteinkristall

— Spektromsfunktion $f(k)$, Anpassung an gemessenes Spektrum
- - - - Polarisationsgrad, berechnet

a) Neuer Diamant

b) Der gleiche Diamant nach längerer Betriebszeit

III.3 Target

Das Target T3 (siehe Abb. 4) ist über dem gemeinsamen Drehpunkt der Lafetten für die beiden Nachweisarme des Experiments angeordnet. Es handelt sich um ein DESY-Kondensationstarget ¹⁸⁾.

Es besteht im wesentlichen aus einem Gasvorratsbehälter für Wasserstoff oder Deuterium, einem mit flüssigem Wasserstoff gekühlten Kondensator zur Gasverflüssigung und der Targetzelle. Vorratsbehälter, Kondensator und Zelle bilden ein geschlossenes System. Zur thermischen Isolierung befinden sich Kondensator und Zelle in einem Vakuumbehälter. Die Zelle hat die Form eines längs im γ -Strahl liegenden Zylinders, der aus 125 μ starker Polyimid-Folie gefertigt wurde. Die Länge beträgt etwa 10 cm, der Durchmesser 5 cm oder 2.5 cm. Zellen mit dem kleinen Durchmesser werden verwendet, um bei niedrigen Energien der Rückstossnukleonen die Absorption im Target klein zu halten.

Bei Leertargetmessungen wird die Abgasleitung für die in der Zelle verdampfende Flüssigkeit gesperrt, so dass sich die Zelle durch den Dampfdruck leerdrückt. Der in der Zelle verbleibende Dampf macht etwa 2% des vollen Targets aus.

Der Teil der Vakuumgefäßes, der die Targetzelle aufnimmt, besteht aus 10 mm starkem Aluminium und besitzt Ein- und Austrittsfenster aus 125 μ dicker Mylarfolie für den γ -Strahl und die in Vorwärtsrichtung erzeugten Teilchen. Für den Nachweis von Rückstossprotonen mit kinetischen Energien $T_p < 50$ MeV ($-t \leq 0.1$ (GeV/c)²) und Neutronen mit $T_n < 5$ MeV ($-t \leq 0.01$ (GeV/c)²) wird ein Vakuumbehälter benutzt, der auch ein Austrittsfenster für die Rückstossnukleonen besitzt.

III.4 Pion-Spektrometer

Das Magnetspektrometer zur Analyse der Pionen (siehe Abb. 4) wurde bereits bei der Vorwärtserzeugung von geladenen Pionen mit unpolarisierten Photonen ⁷⁾ verwendet. Eine ausführliche Beschreibung findet man bei Heide ¹⁹⁾. Das gesamte Spektrometer ist auf einer etwa 28 m langen Lafette aufgebaut, die um den Targetmittelpunkt schwenk-

bar ist. Der Schwenkbereich reicht von 0° bis etwa 20° zur Richtung des γ -Strahls. Auf dem vorderen Teil der Lafette befindet sich die Magneto-optik; Szintillations- und Čerenkovzähler zur Analyse sind vollständig im hinteren Teil untergebracht. Diese Anordnung gestattet es, mit sehr hohen γ -Intensitäten zu arbeiten. Zwei Dipolmagnete MC1 und MC2 lenken geladene Teilchen vom γ -Strahl weg. Ihre Joche haben einen C-förmigen Querschnitt (C-Magnete), damit der γ -Strahl ungehindert seitlich austreten kann. Das Quadrupoldublett QB, QC entwirft ein Verhältnis 1:1.6 verkleinertes Bild des Targets am Ort des Hodoskops "p-Hod". Zusammen mit den beiden C-Magneten erzeugen die Dipolmagnete MB, MA1, MA2 an dieser Stelle eine Impulsdispersion von 0.3%/cm, die mit 20 1cm breiten Hodoskopzählern gemessen wird. Das θ -Hodoskop, das aus 11 2cm breiten Zählern besteht, legt zusammen mit dem p-Hodoskop den Erzeugungswinkel eines Teilchens fest. Die Impuls- und Winkelauflösung unter Berücksichtigung der Targetausdehnung und der Coulombvielfachstreuung im gesamten System beträgt $\Delta p/p \approx 0.4\%$ und $\Delta \theta \approx 2.7$ mrad (FWHM). Diese Werte hängen geringfügig von Winkel und Impuls ab. Um die Vielfachstreuung klein zu halten, läuft der Teilchenstrahl in einer Heliumatmosphäre durch das System.

Die Identifizierung der Pionen erfolgt mit Hilfe der SchwellenČerenkovzähler C_π und C_e . Die Zähler sind mit Äthylen unter einem Druck von 0.45 ata und 4.0 ata gefüllt (ausgenommen die beiden Messungen bei $k = 5$ GeV). C_e weist bei Impulsen unterhalb 3.5 GeV/c nur Elektronen, C_π Elektronen, Myonen und Pionen nach. Bei der Untersuchung des Pionenimpulsspektrums "an der Bremskante" (vgl. Abschnitt II.1) zeigte eine direkte Messung, dass Myonen weniger als 2% der Pionenrate ausmachen. In diesem Fall zeigt C_π mit C_e in Antikoinzidenz im wesentlichen Pionen an. Ähnlich dürften die Verhältnisse bei Pionenimpulsen sein, die weit unter der Bremskante liegen. Im vorliegenden Experiment wird jedoch eine Koinzidenz mit dem Rückstossnukleon verlangt, so dass Myonen in jedem Fall vernachlässigt werden können.

Die Akzeptanz des Spektrometers wird durch das Integral

$$A_s = \int \eta_s(p, \theta) \frac{dp}{p} d\Omega$$

definiert. $\eta_s(p, \theta)$ ist die Nachweiswahrscheinlichkeit des Spektrometersystems für ein geladenes Teilchen. A_s hängt vom Querschnitt des Teilchenstrahls im System ab. Dieser wird bei Spektrometerwinkeln oberhalb 2.6° horizontal durch die vier Zähler S1, ..., S4 und vertikal durch den Kollimator hinter QB festgelegt. Zu kleineren Winkeln hin wächst der Elektronen- oder Positronenuntergrund im Spektrometer sehr stark an. Er wird hauptsächlich von Teilchen verursacht, die das System nicht direkt durchlaufen, sondern Schauer in den Magneten erzeugen. Eine horizontale Blende hinter MC2, die für Winkel unterhalb 2.6° eingesetzt wird, reduziert diesen Untergrund beträchtlich, schränkt jedoch die Akzeptanz nur um etwa 30% ein. Für Winkel unterhalb 1.5° wird eine weitere Einschränkung vorgenommen. Hinter dem Magneten MB hat das System einen Fokus für den Vertikalwinkel. An dieser Stelle wird eine vertikale Blende eingesetzt, die die Akzeptanz nochmals um einen Faktor ≈ 2 verkleinert. Sie dient einmal zur Untergrundreduktion, zum anderen zur Begrenzung des Azimutwinkels α (siehe Abb. 8). α beschreibt die Drehung der Reaktionsebene gegenüber der Horizontalebene und ist gegeben durch die Beziehung

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\operatorname{tg} \phi}{\sin \theta} \quad (13)$$

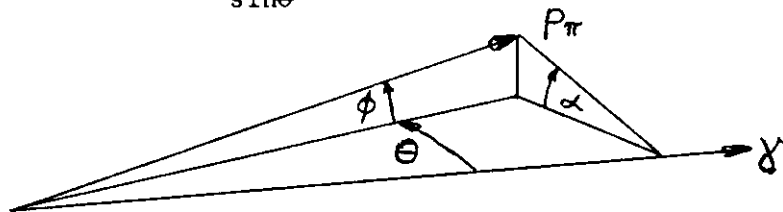


Abb. 8: Definition des Winkels α

θ ist der mit dem Spektrometer gemessene horizontale Winkel, der Vertikalwinkel ϕ ist bei voller Akzeptanz nur auf etwa (0 ± 10) mrad festgelegt. Bei $\theta = 1^\circ$ nimmt dann α Werte zwischen -30° und $+30^\circ$ an. Weist man Pionen aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ bei $k = 3.4$ GeV und $\theta = 1^\circ$ nach - das entspricht $t = -0.005$ $(\text{GeV}/c)^2$ -, dann beträgt der Winkel des Rückstossnukleons etwa 80° und nach (13) kann der Vertikalwinkel des Nukleons praktisch mit α gleichgesetzt werden. Das bedeutet, dass α klein gehalten werden muss, wenn alle Rückstossnukleonen in Koinzidenz zum Pion nachgewiesen werden sollen.

Die Akzeptanz des Spektrometers wurde durch eine Monte-Carlo-Rechnung ermittelt, die die Trajektorien in linearer Näherung behandelt und ein ausgedehntes Target sowie Coulombvielfachstreuung berücksichtigt. Sie ist weitgehend unabhängig von Targetgrösse, Winkel und Impuls. Die Ergebnisse für die drei Spektrometerversionen sind in der folgenden Tabelle zusammengefasst:

Spektrometer- winkel	Akzeptanz	Impulsbereich	Winkelbereich [mrad]	
	$\frac{\Delta p}{p} \Delta \Omega$ (sterad)	$\frac{\Delta p}{p}$	horizontal	vertikal
$< 1.5^\circ$	0.69×10^{-5}	≈ 0.06	≈ 15	≈ 10
$1.5^\circ - 2.6^\circ$	1.20×10^{-5}	≈ 0.06	≈ 15	≈ 20
$> 2.6^\circ$	1.78×10^{-5}	≈ 0.06	≈ 20	≈ 20

Für die Auswertung des Experiments sind nur die Akzeptanzgewichte der $11 \times 20 = 220$ Hodoskopzählerkombinationen wichtig, die absolute Akzeptanz spielt dagegen keine Rolle.

III.5 Nachweis der Rückstossnukleonen

Es wird zunächst die Anordnung beschrieben, wie sie für den grössten Teil der Messungen verwendet wird. Änderungen erfolgen bei der Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^- p p_s$ für die Messung bei $-t = 0.05 \text{ (GeV/c)}^2$ und bei der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ für die Messungen mit $-t \leq 0.01 \text{ (GeV/c)}^2$.

Kernstück der Nachweisapparatur (siehe Abb. 4a) ist ein 60 cm dicker Plastikszintillationszähler (N3) aus NE 104 der Fa. Nuclear Enterprises Ltd. mit einer Querschnittsfläche von $40 \times 40 \text{ cm}^2$. Er wird entweder als Neutronendetektor oder zur Messung der Energie der Rückstossprotonen verwendet. Letzteres ist über eine Pulshöhenanalyse möglich, weil Protonen bis zu einer kinetischen Energie von 330 MeV durch Ionisation im Zähler gestoppt werden. Allerdings ist der Zusammenhang zwischen Pulshöhe und Energie bei einem Teil der Protonen wegen der zusätzlichen Kernwechselwirkung im Szintillator nicht eindeutig. Bei 100 MeV erzeugen 9%, bei 300 MeV 41% der Protonen eine zu geringe Ionisation ²⁰⁾. Der Zähler hat einen Abstand von 2 m zum Target. Das Szintillationslicht wird an

zwei Seitenflächen des Blocks mit je vier Photomultipliern Valvo XP 1040 registriert. Die Multiplier sitzen ohne Lichtleiter direkt auf dem Szintillator. Sie sind auf gleiche Verstärkung eingestellt und besitzen je eine Verstärkungsstabilisierung ²¹⁾, die die Hochspannung regelt. Eine Stabilisierung ist wegen der starken Zählratenabhängigkeit der Verstärkung von XP 1040 Photomultipliern notwendig.

Als Referenz für die Verstärkungsstabilisierung dienen Signale von Lichtdioden ²²⁾, die am Szintillator angebracht sind. In der Pause zwischen zwei Strahlimpulsen vom Synchrotron mit einem zeitlichen Abstand von 20 ms liefern die Lichtdioden ein etwa 100 ns langes Signal. Der Regelkreis vergleicht die Signalamplitude mit einer vorgegebenen Schwelle und erzeugt mit einer Zeitkonstanten von einigen Sekunden einen Regelstrom, der eine kleine Glühbirne speist. Deren Licht wiederum steuert einen Photowiderstand in der Hochspannungszuleitung zum Multiplier. Die Stabilität wird in Zeitabständen von einigen Stunden zusätzlich durch Messung der Pulshöhe der Lichtdiodensignale und die Überprüfung des Pulsgenerators für die Lichtdioden kontrolliert. Schwankungen sind kleiner als $\pm 2\%$. Darin sind etwaige Temperatur und Langzeitschwankungen der Dioden nicht enthalten. Messungen ²³⁾ haben jedoch ergeben, dass sie gering sind.

Vor dem Zähler befindet sich in geringem Abstand ein $36 \times 36 \times 0.5 \text{ cm}^3$ grosser Szintillationszähler (N2), der beim Nachweis von Neutronen als Antizähler geladene Teilchen zurückweist. Im Falle von Protonen ist dieser Zähler in Koinzidenz mit dem grossen Zähler (N3) geschaltet. Ein weiterer Zähler (N1) mit den Abmessungen $30 \times 30 \times 0.5 \text{ cm}$, ebenfalls in Koinzidenz mit N3 hat Kontrollfunktionen.

Die Zähler sind mit 20 cm Blei abgeschirmt und auf einer Lafette aufgebaut, die um den Targetmittelpunkt schwenkbar ist.

Die Koinzidenz zwischen Pion und Nukleon wird als Zeitüberlappung der Signale von beiden Nachweisarmen gemessen. Dieses Verfahren ermöglicht eine gute Abtrennung von etwaigem Untergrund. Bei Rückstossprotonen wird die Zeitüberlappung zweimal, und zwar mit den Signalen von N1 und N2 gemessen. Ausserdem wird über die Pulshöhen von N2 und N3 eine grobe

Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx und der Gesamtenergie E vorgenommen. Bei Neutronen steht nur das Signal von N3 zur Verfügung, das wegen der Grösse des Zählers zeitlich nicht so scharf definiert ist. Auch hier wird die Pulshöhe gemessen, die jedoch keine direkte Energieinformation enthält.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers N3 für Neutronen wurde für einige Energien mit Hilfe der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ gemessen (siehe Abb. 9). Die kinematischen Bedingungen sind dabei so gewählt, dass die Reaktion bereits eindeutig durch den Nachweis des Pions festgelegt ist. Der Raumwinkel des Neutronenzählers erfasst oberhalb $t = 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$ nahezu 100% der koinzidenten Neutronen. Die in Abb. 10 eingezeichnete Kurve ist das Ergebnis einer Rechnung²⁴⁾, bei der die Zählerschwelle als Parameter angepasst wurde.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonen aus der Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^- p p_s$ wurde ebenfalls gemessen und berechnet. Die kinematische Rechnung basiert auf dem Zuschauermodell für Reaktionen am Deuteron. Danach wird das Problem als Zweiteilchenreaktion mit bewegtem Targetnukleon behandelt und für den Impuls des Nukleons im Deuteron die Hulthén-Verteilung²⁵⁾ angenommen. Anders als bei einem ruhenden Target besteht dann zwischen den Impulsvektoren der beiden Teilchen im Endzustand kein eindeutiger Zusammenhang mehr. Abb. 11 zeigt den Einfluss der Targetbewegung auf die Winkelverteilung der Rückstossprotonen für verschiedene Einstellungen des Pion-Spektrometers. Die Winkelverteilungen sind gegenüber den Verteilungen bei ruhendem Target stark verbreitert, wobei die Verbreiterung mit fallendem Impulsübertrag auf das Rückstossproton wächst. Der Raumwinkel der Apparatur erfasst daher nicht mehr alle Protonen, so dass die Nachweiswahrscheinlichkeit kleiner als 1 ist (Abb. 10). Die Diskrepanz zwischen Messung und Rechnung entspricht einer Ansprechwahrscheinlichkeit der Zähler von nur 85% - 90%. Sie rührt von der hohen Triggerschwelle der Zähler N1 und N2 her, die bei etwa 1 MeV liegt, um minimal ionisierende Teilchen, die gerade 1 MeV Energie im Zähler verlieren, zu unterdrücken. Dagegen erfährt ein 200-MeV-Proton (das entspricht $t \approx -0.4 \text{ (GeV/c)}^2$) im Szintillator einen Energieverlust von 2.3 MeV.

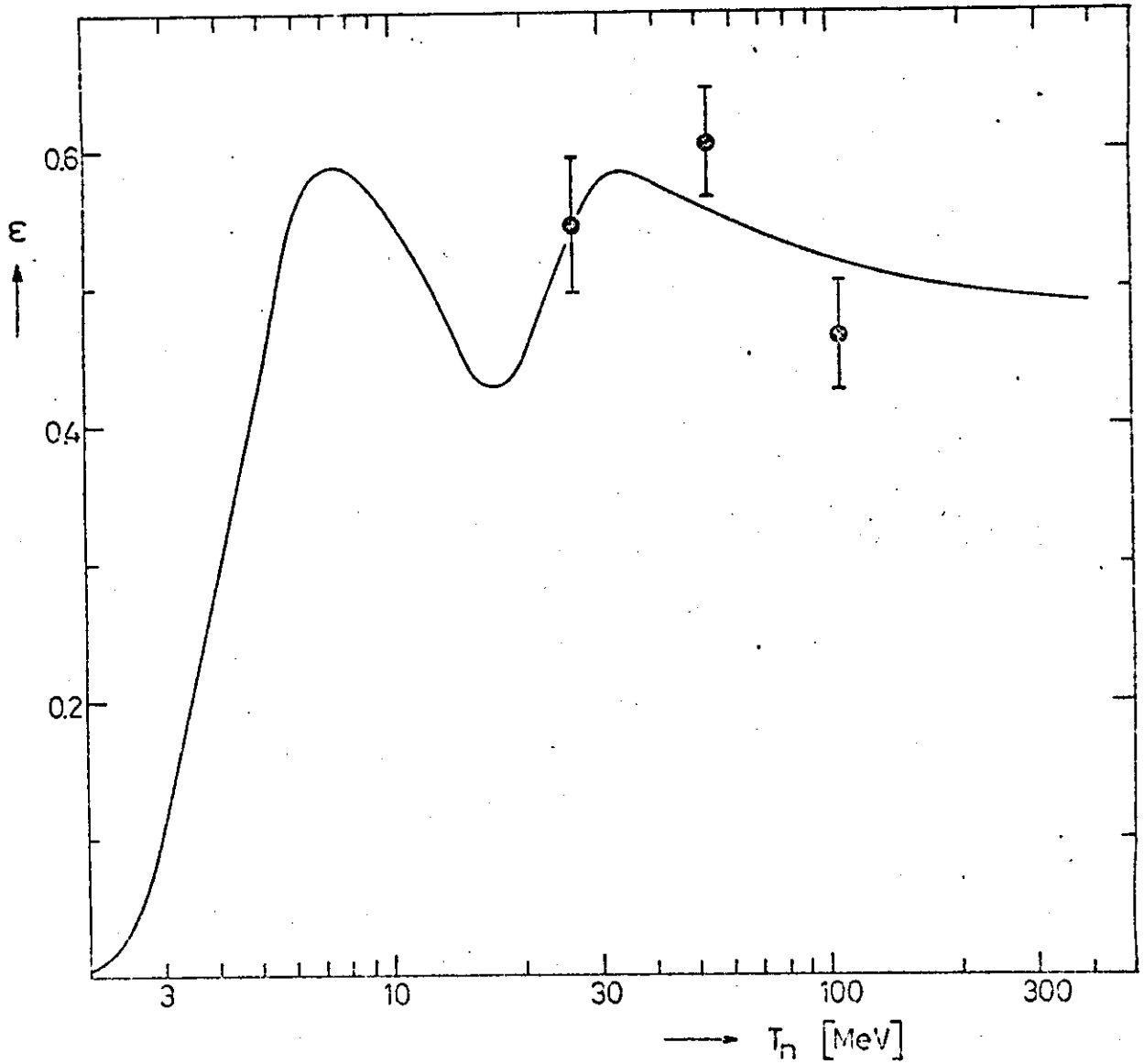


Abb. 9: Ansprechwahrscheinlichkeit des Nukleonenzählers für Neutronen (gemessen und berechnet)

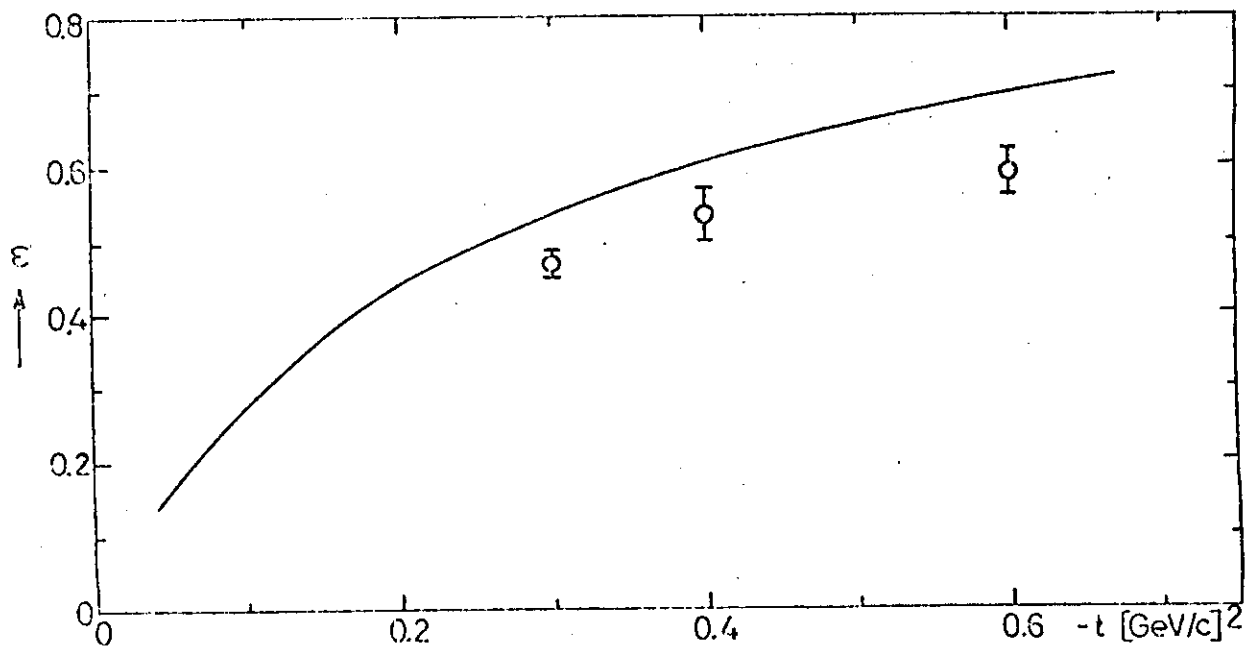


Abb. 10: Nachweiswahrscheinlichkeit des Nukleonenarmes für Protonen (gemessen und berechnet)

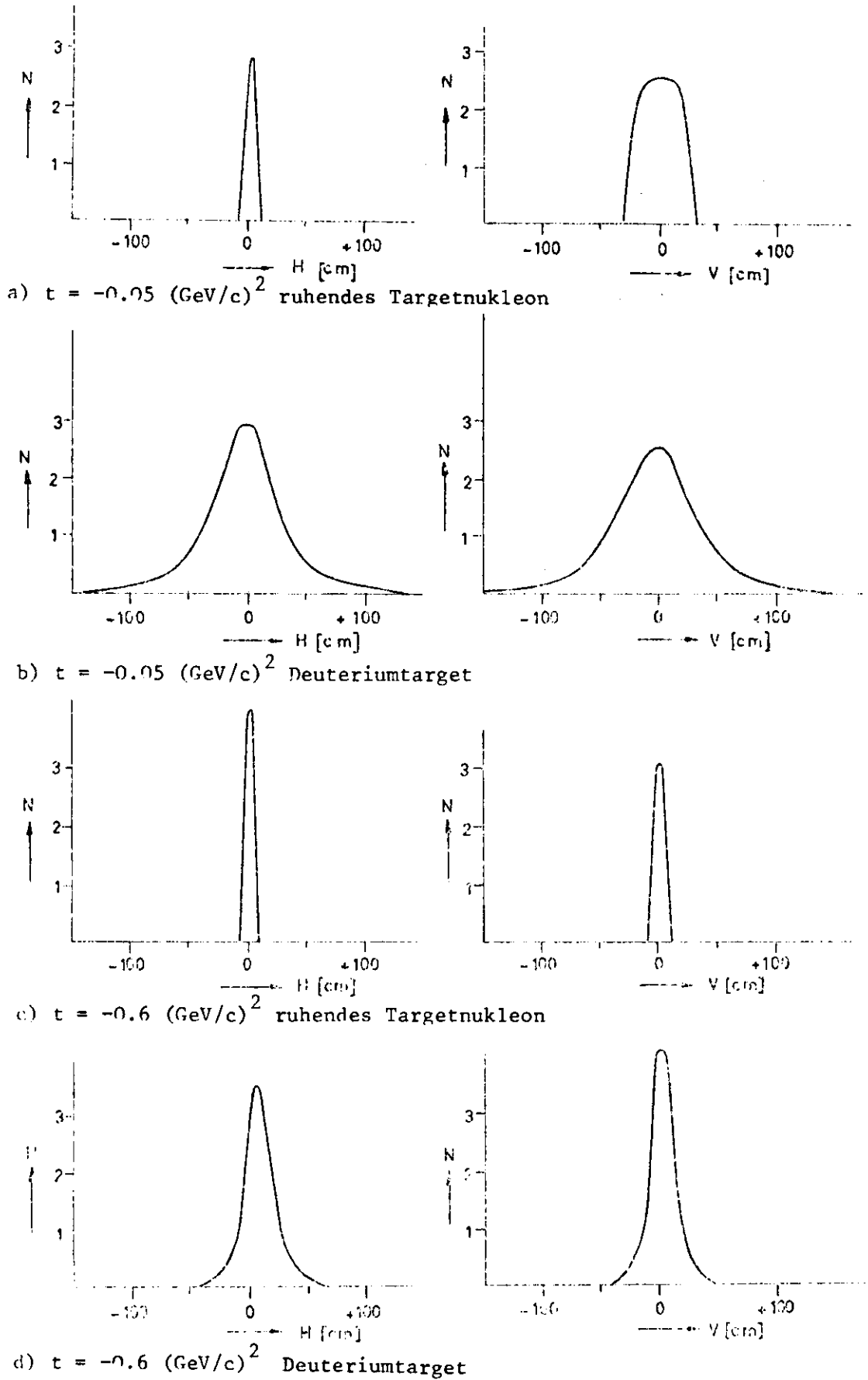


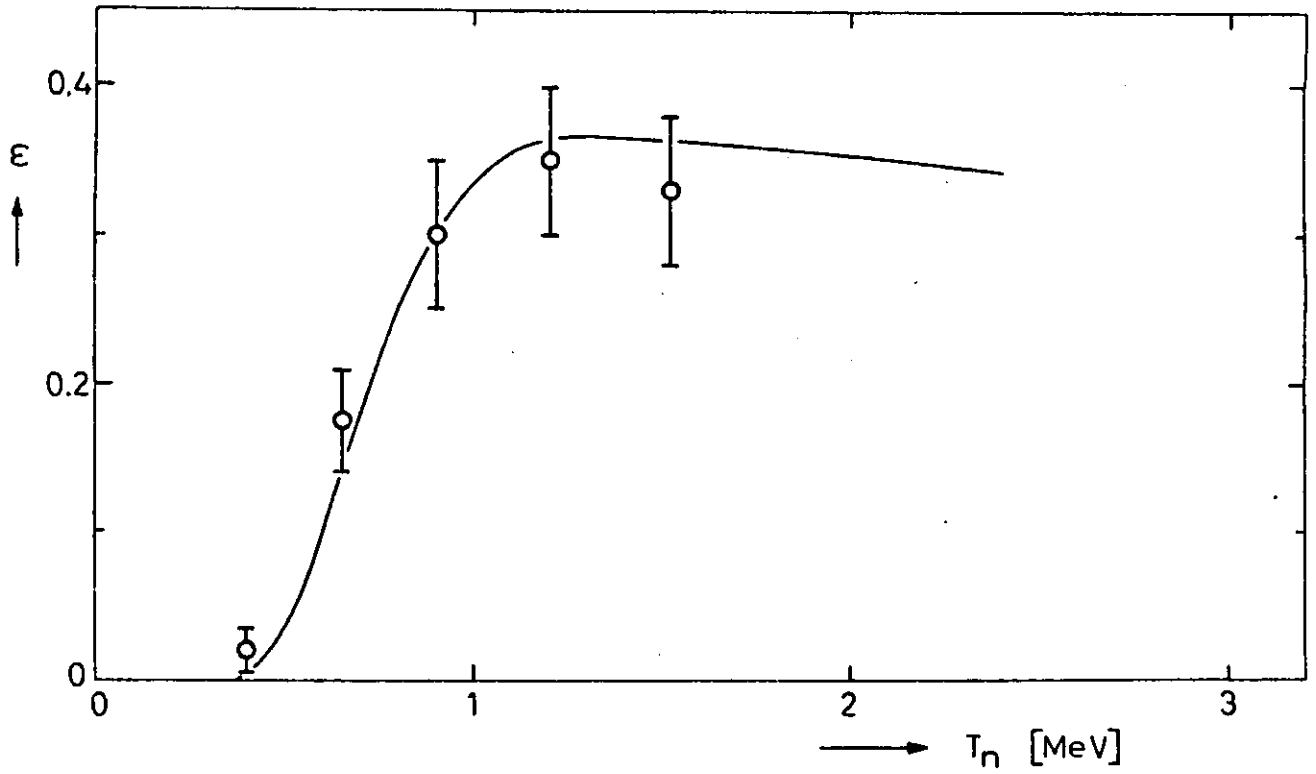
Abb. 11: Ortsverteilung der Rückstossprotonen in 2 m Abstand vom Target (H = horizontal, V = vertikal)

Die Kenntnis der absoluten Nachweiswahrscheinlichkeit für die Rückstossnukleonen ist im Experiment jedoch nicht erforderlich, da nur Zählratenverhältnisse gemessen werden. Wesentlich ist, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit über einige Stunden, während der eine vollständige Serie von Messungen für einen Messpunkt (siehe Abschnitt IV.1.4) durchgeführt wird, konstant bleibt. Bei N3 wird das durch die beschriebene Verstärkungsstabilisierung erreicht, bei N1 und N2 zeigen die Pulshöhenspektren, dass eine Stabilisierung nicht notwendig ist.

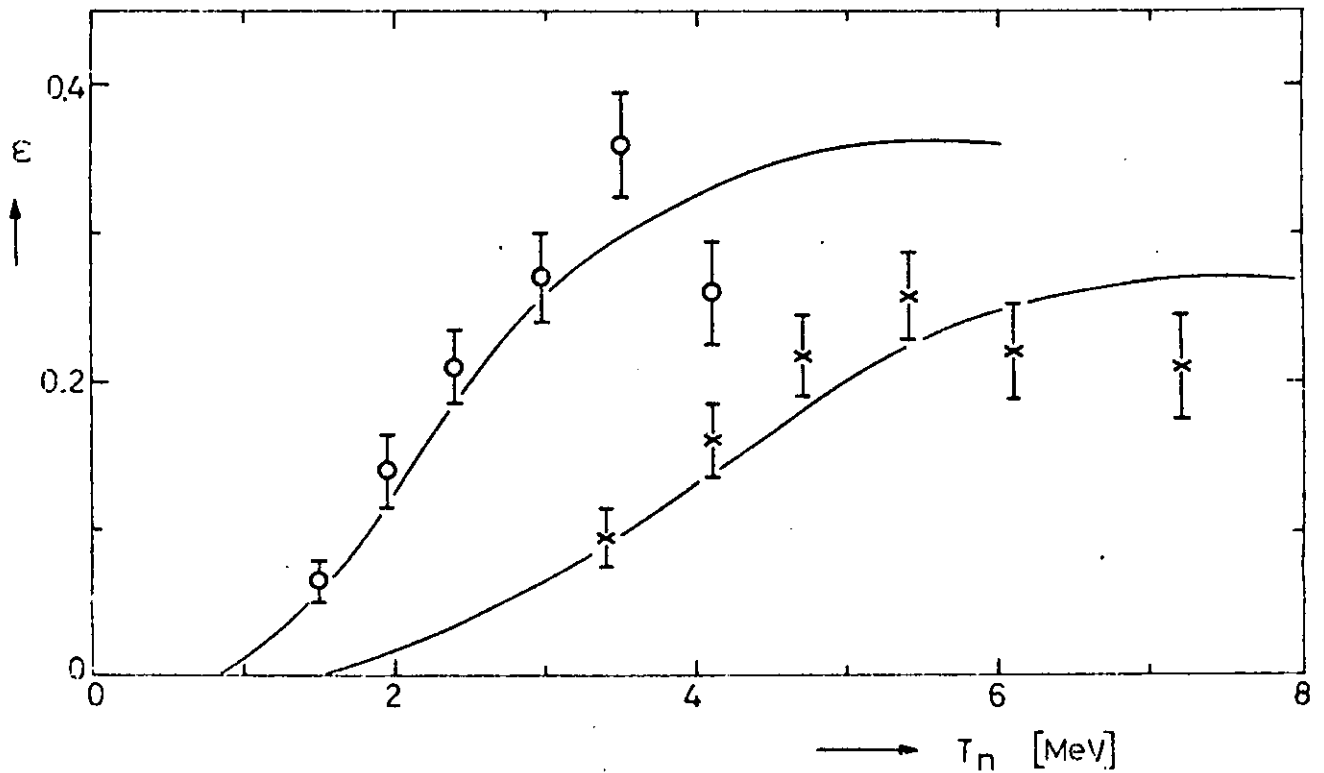
Für die Messung von $\gamma d \rightarrow \pi^- p p_s$ bei $t = -0.05 \text{ (GeV/c)}^2$ wird wegen der geringen Reichweite der Protonen eine geänderte Apparatur benutzt. Die kinetische Energie der Protonen beträgt im Mittel 25 MeV. Bereits in der Targetzelle tritt auf dem mittleren Weg von 1.3 cm ein Energieverlust von 5 MeV auf. In Szintillatormaterial besitzen die Protonen dann nur noch eine Reichweite von 0.4 cm. Die Zähler N2 und N3 werden daher durch zwei Szintillationszähler der Dimension $40 \times 40 \times 1 \text{ cm}^3$ mit etwa 1.75 m Abstand vom Target ersetzt. Der Kontrollzähler N1 entfällt. Wegen der Bewegung der Targetnukleonen wird bei diesem kleinen Impulsübertrag eine Nachweiswahrscheinlichkeit von nur $(13.4 \pm 0.6)\%$ gemessen.

Bei der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ wird die Apparatur für die sehr kleinen Impulsüberträge mit $-t \leq 0.01 \text{ (GeV/c)}^2$ ebenfalls geändert. Drei Gründe sind dafür massgebend:

- a) Die Neutronen besitzen eine sehr breite Vertikalwinkelverteilung (siehe Abschnitt III.4), obwohl die Akzeptanz des Pion-Spektrometers aus diesem Grunde schon eingeschränkt ist. Das erfordert Zähler mit einer speziellen Geometrie.
- b) Die Wechselwirkungslängen der Neutronen im Szintillator sind klein, so dass keine sehr dicken Zähler benötigt werden. Bei Neutronenenergien unterhalb $T_n = 5 \text{ MeV}$ führt nur die elastische Streuung an Protonen im Szintillator zum Nachweis. Die mittlere Weglänge beträgt 11.8 cm bei $T_n = 5 \text{ MeV}$ und 4.5 cm bei $T_n = 1 \text{ MeV}$.
- c) Es werden sehr niedrige Detektorschwellen und damit Zähler mit guten optischen Eigenschaften benötigt.



a) $t = -0.0025 \text{ (GeV/c)}^2$



b) $t = -0.06 \text{ (GeV/c)}^2$ (\bigcirc) und $t = -0.01 \text{ (GeV/c)}^2$ (\times)

Abb. 12: Gemessene und berechnete Ansprechwahrscheinlichkeiten der Neutronenzähler für die Messungen bei kleinen Impulsüberträgen

Anstelle des Zählers N3 werden Neutronenzähler aus Plastiksintillator NE102A verwendet, deren Ansprechwahrscheinlichkeiten in Abb. 12 wiedergegeben sind. Weitere Daten sind in der folgenden Tabelle zusammengefasst:

$-t(\text{GeV}/c)^2$	Breite x Höhe (cm^2)	Höhe (cm)	Dicke (cm)	Targetabstand (cm)	Mittlere Neutronenenergie (MeV)	Zählerschwelle für Elektronen (MeV)
0.0025	10 x 32		4	50	1.3	0.1
0.006	10 x 50		10	100	2.8	0.5
0.01	10 x 50		10	100	5.4	1.0

Die Zähler sind jeweils mit einem Photomultiplier 56 AVP versehen. Das Licht wird an den langen Enden der Szintillatoren über Lichtleiter herausgeführt. Die Multiplier besitzen die oben beschriebene Verstärkungsstabilisierung. Wegen der kurzen freien Weglänge der Neutronen im Szintillator wird bei $t = -0.0025(\text{GeV}/c)^2$ kein Antizähler verwendet. Die Überlappungszeit der Signale von Pion und Neutron hängt bei diesem Messpunkt so empfindlich von Neutronenenergie ab, dass im Zeitspektrum der Koinzidenz keine von geladenen Teilchen herrührende Struktur zu erwarten ist. Hauptproblem sind bei der Detektorschwelle von 100 keV für Elektronen die zufälligen Koinzidenzen. Ihr Anteil liegt zwischen 12% und 22%.

III.6 Datenverarbeitung

Die bei der Messung anfallenden Informationen werden mit Hilfe eines Kleinrechners gesammelt und auf Magnetband gespeichert. Dieses Verfahren gestattet es, nur wenige Vorentscheidungen durch die elektronische Logik treffen zu lassen. Dadurch bleibt ein sehr grosser Teil der Informationen für die spätere Auswertung erhalten, die dann nach unterschiedlichen Gesichtspunkten durchgeführt werden kann und so Konsistenzprüfungen der Daten ermöglicht.

Weitere Aufgaben des Rechners bestehen darin, mit Sortierprogrammen aus den einkommenden Daten wichtige Ereignisse zu untersuchen und die Ergebnisse über ein Sichtanzeigegerät zum Teil in Histogrammform auszugeben, wie z.B. Verteilungen der Ereignisse in den Hodoskopen, Pulshöhen- und Flugzeitspektren. Darüber hinaus kann über einen Datenkanal eine direkte Verbindung mit dem DESY-Rechenzentrum aufgenommen werden, um Daten zu übertragen und eine sofortige vorläufige Auswertung vorzunehmen. Diese letztgenannten Möglichkeiten erlauben eine einfache Kontrolle über grosse Teile der Apparatur.

Die schnelle elektronische Logik besteht aus dem Hauptzweig für das Spektrometer und einem Zweig für das Rückstossnukleon. Der Hauptzweig ist in Abb. 14 schematisch dargestellt. Die Koinzidenz der vier Triggerzähler $G = S1 \cdot S2 \cdot S3 \cdot S4$ legt die Geometrie des Teilchenstrahls fest. Durch die Antikoinzidenzschaltung des Elektron-Cerenkov-Zählers C_e werden in der Hauptkoinzidenz $M = G \cdot \bar{C}_e$ Elektronen unterdrückt. M kann noch π^- , μ^- , K -Mesonen und Protonen enthalten.

Zur Kontrolle der Einzelzählraten und der zeitlichen Abstimmung der Signale von $S1, \dots, S4$ wird die Überlappungszeit der vier Signale gemessen. Das geschieht durch Messung der Überlappungszeit von Ausgangssignalen einer "Oder"-Schaltung und der "Und"-Schaltung G mit Hilfe eines Zeit-Amplituden-Wandlers (TPC). In der "Oder"-Schaltung wird ein Ausgangssignal zum Zeitpunkt des frühesten Eingangssignals ausgelöst, in der "Und"-Schaltung zum Zeitpunkt des spätesten Eingangssignals. Die Überlappungszeit beider Ausgangssignale ist maximal, wenn alle vier Triggersignale gleichzeitig ankommen, sie wird kleiner mit wachsender Zeitdifferenz zwischen frühestem und spätestem Signal. Abb. 13 zeigt ein gemessenes Überlappungszeit-Spektrum für die Koinzidenz G . Ein falscher Abgleich der Signale lässt das Maximum der Verteilung nach unten wandern, zu hohe Einzelzählraten in den Zählern erzeugen einen "Schwanz" auf der linken Seite des Spektrums.

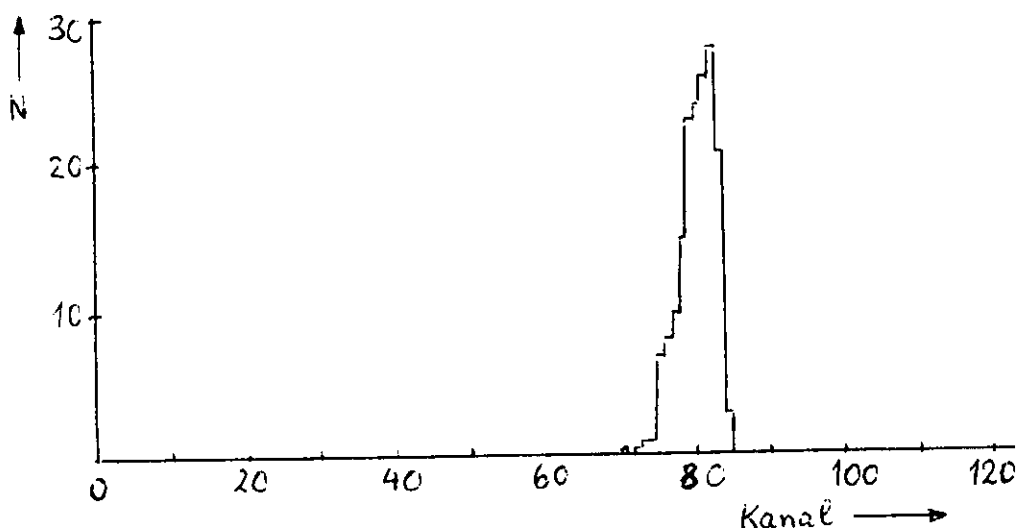


Abb. 13: Überlappungszeitspektrum der Vierfachkoinzidenz G
Halbwertsbreite etwa 1 ns.

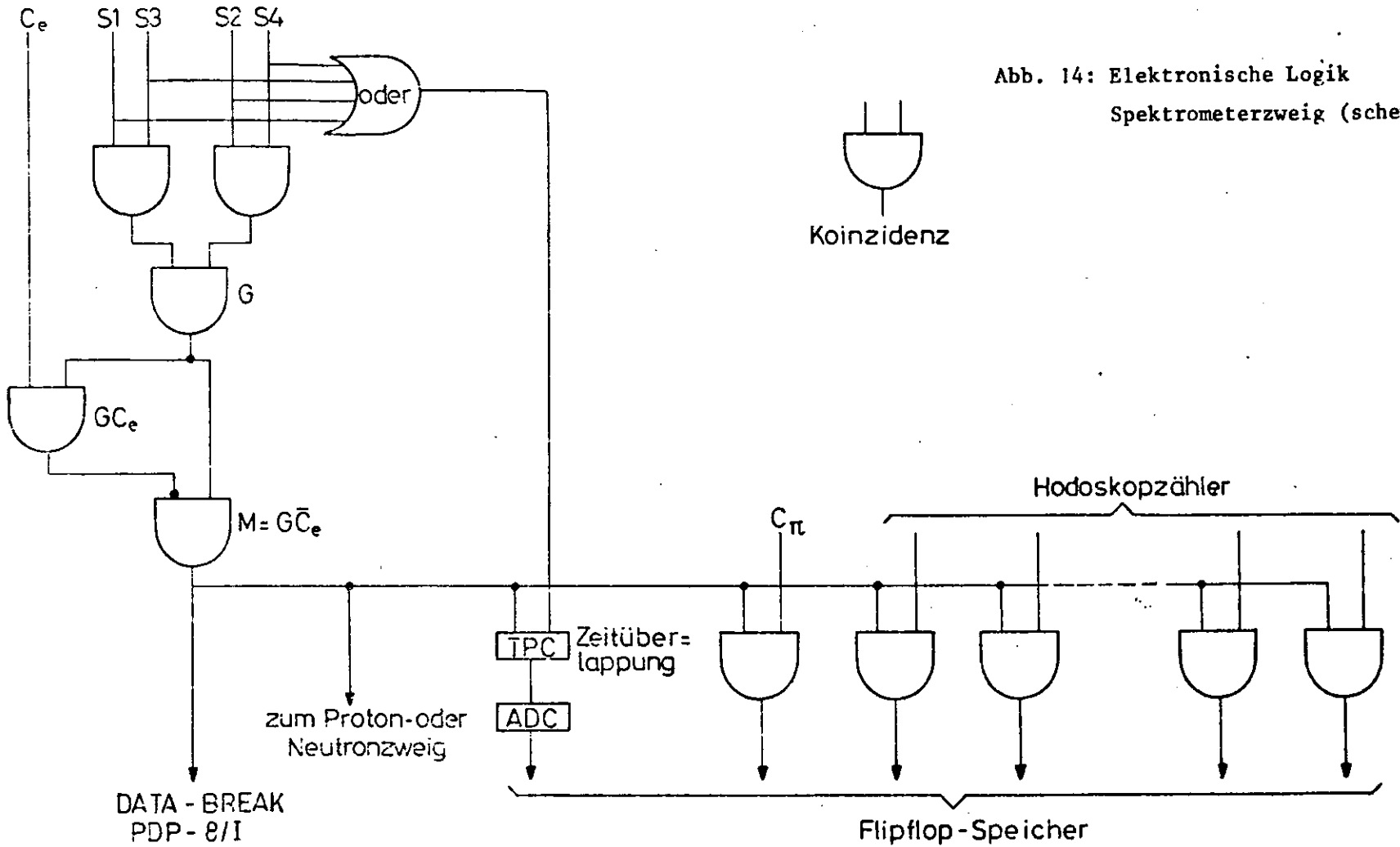


Abb. 14: Elektronische Logik
Spektrometerzweig (schematisch)

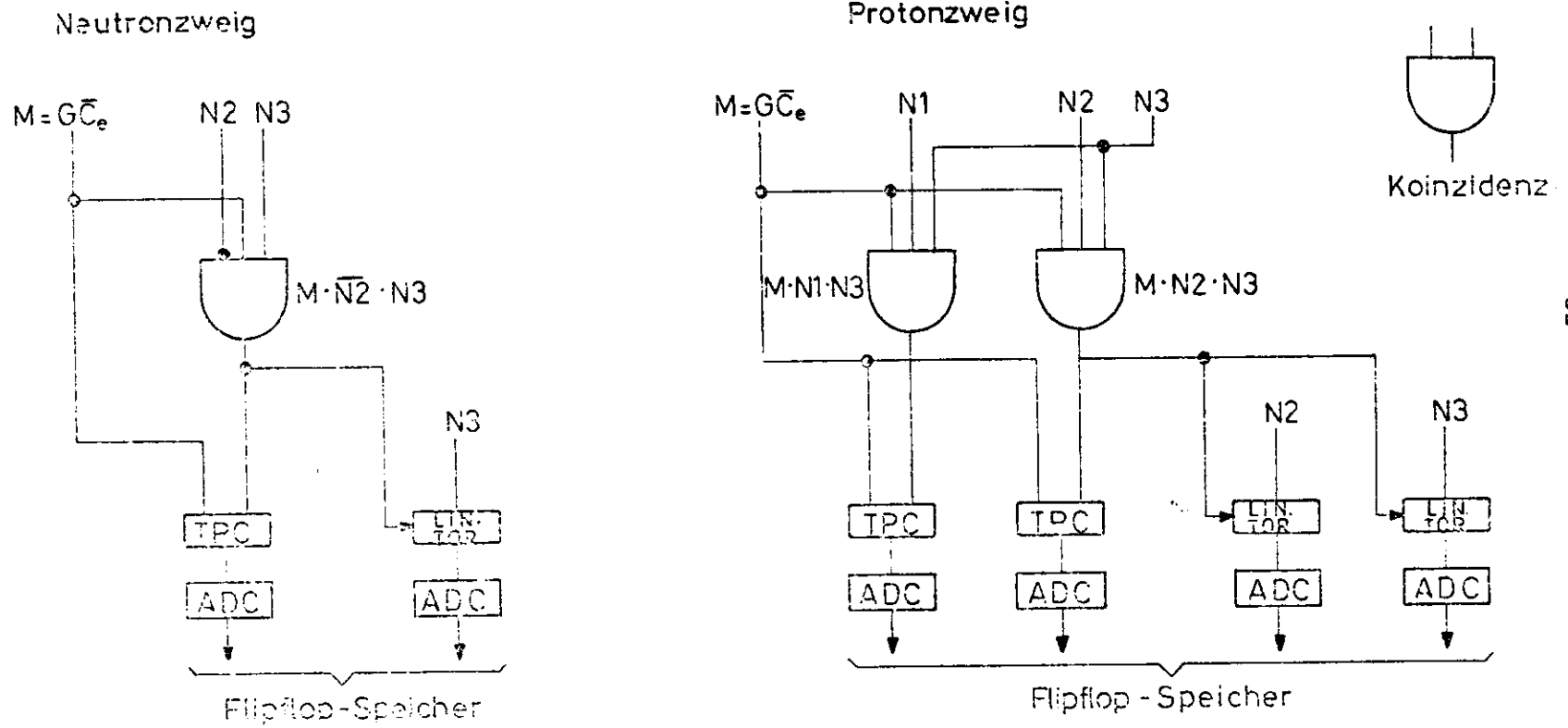


Abb. 15: Elektronische Logik, Nukleonenzweig (schematisch)

Mit der Hauptkoinzidenz M werden Koinzidenzen zum Cerenkovzähler C_{π} , der Pionen und Myonen anzeigt, zu den Hodoskopzählern und den Zählern des Nukleonarms hergestellt. Die Ausgangssignale dieser Koinzidenzen werden in Flipflops gespeichert. Diese wiederum werden auf das ebenfalls von M erzeugte "data-break"-Signal hin vom Rechner ausgelesen und anschliessend zurückgesetzt.

Die schematische Darstellung von Proton- und Neutronzweig ist in Abb. 15 wiedergegeben. Die Koinzidenzen der Nukleonensignale mit dem Spektrometersignal M werden durch Messungen der Überlappungszeit dieser Signale festgestellt. Anders als bei der Koinzidenz G wird hier jedoch nicht maximale Überlappung gefordert, sondern die Signale sind so gegeneinander verschoben, dass ihre Überlappung bis auf eine additive Konstante der Flugzeit des Nukleons entspricht. Das Spektrometersignal M dient dabei als "Start"-Signal, da es wegen der hohen Geschwindigkeit der Pionen ($\beta > 0.999$ bei $k = 3.4$ GeV) keinen zeitlichen Schwankungen unterworfen ist. Das "Stop"-Signal liefern die Koinzidenzen $M \cdot N_1 \cdot N_3$, $M \cdot N_2 \cdot N_3$ oder $M \cdot \bar{N}_2 \cdot N_3$. In diesen Koinzidenzen müssen die Nukleonensignale N_1 , N_2 , N_3 für die Ausgangssignale zeitbestimmend sein, d.h. sie müssen später am Eingang anliegen als M. Liegen sie früher als M an, so dass M zeitbestimmend ist, dann ist die Verzögerung zwischen Start- und Stoppsignal gerade so gross, dass im TPC keine Überlappung beider Signale eintritt (Abb. 16a).

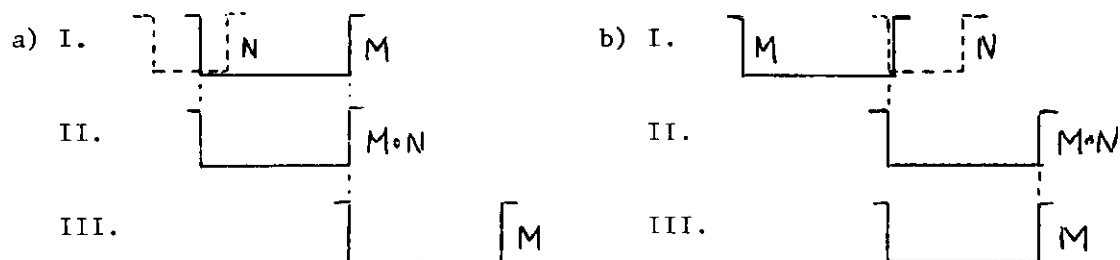


Abb. 16: Koinzidenz von Spektrometersignal M und Nukleonensignal N (=N₁, N₂, N₃)

- I. Eingangssignale der "Stop"-Koinzidenz
- II. Ausgangssignal der "Stop"-Koinzidenz, Stoppsignal für den TPC
- III. Startsignal für den TPC

- a) Keine Überlappung von Start- und Stoppsignal
- b) Maximale Überlappung von Start- und Stoppsignal

Maximale Überlappung im TPC liegt dagegen vor, wenn die Nukleonensignale in den "Stop"-Koinzidenzen so spät liegen, dass gerade noch ein Stoppsignal erzeugt wird (Abb. 16 b). In den Dreifachkoinzidenzen $M \cdot N_1 \cdot N_3$ und $M \cdot N_2 \cdot N_3$ sind N_1 und N_2 für die Nukleonen zeitbestimmend und daher gegen N_3 verzögert, in der Koinzidenz $M \cdot \overline{N_2} \cdot N_3$ liefert N_3 das Nukleonensignal.

Die Zwischenschaltung der "Stop"-Koinzidenzen - anstelle der direkten Verwendung der Nukleonensignale im TPC - ist erforderlich, um Totzeiteffekte durch hohe Zählraten in N_1 , N_2 , N_3 klein zu halten und um die Zuordnung von Start- und Stoppsignal eindeutig festzulegen. Der TPC stellt nur die Überlappung zweier Signale nicht aber deren Reihenfolge fest.

Der Rechner ist eine PDP-8/I ²⁶⁾ mit 12-bit-Worten, einem Speicher von 8192 Worten und einer Zykluszeit von 1.5 μ sec. Für Ein- und Ausgabe stehen ein Fernschreiber, ein Sichtanzeigegerät, vier Magnetbandeinheiten ("DEC-tape") und ein direkter Datenkanal zur IBM-360/75 des DESY-Rechenzentrums zur Verfügung. Ausserdem können über die "data-break"-Einrichtung Daten des Experiments direkt, d.h. ohne Verwendung der Zentraleinheit, in den Kernspeicher eingelesen werden. Das laufende Programm wird dadurch nicht beeinflusst, es fallen lediglich einige Zyklen aus. Für ein Spektrometerereignis werden bis zu 75 bit Information verteilt auf acht Worte eingelesen. Die einlaufenden Daten werden bis zu einer gewissen Menge im Kernspeicher angesammelt und dann als Datenblock geschlossen auf Magnetband geschrieben. Daneben werden alle fünf bis zehn Minuten sämtliche Zähler und wichtige Parameter der Messung, wie Winkel, Impuls, Energie des Synchrotrons, Targetbedingungen, verbrauchte Bremsstrahlungsenergie und Uhrzeit eingelesen und als Kontrollblöcke ebenfalls auf Magnetband geschrieben. Damit kann nachträglich die Messung auf Unregelmässigkeiten geprüft werden, insbesondere wird jedoch mit Hilfe der Paarspektrometerzähler die genaue Orientierung des Diamanttargets beim polarisierten Photonenstrahl ermittelt. Es zeigt sich nämlich, dass sich gelegentlich während einer Messung die Lage des Hauptmaximums im Intensitätsspektrum um einige Prozent der Energie verschiebt. Die Auswertung der Paarspektrometerzähler erfolgt laufend während der Messung im Zusammenspiel mit der IBM-360/75.

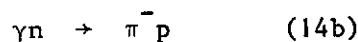
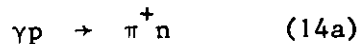
Im Normalbetrieb werden Datenblöcke und Kontrollblöcke auch zur IBM-360/75 überspielt und auf einer Magnetplatte gespeichert. Am Ende der Messung findet dann eine vorläufige Auswertung dieser Daten statt, deren Ergebnis zum Rechner im Experimente-Kontrollraum zurückübertragen wird und innerhalb von etwa 10 Sekunden zur Verfügung steht. Für die endgültige Auswertung werden die Daten von der Magnetplatte auf IBM-Magnetband umgespeichert. Eine Verbindung mit der IBM ist jedoch für die Durchführung einer Messung nicht unbedingt erforderlich. Man muss dann auf die vorläufige Auswertung verzichten und kann das Diamantspektrum nur zwischen zwei Messläufen kontrollieren.

IV. Messungen und Datenreduktion

IV. 1. Messverfahren

IV. 1. 1 Übersicht

Es soll die Einfacherzeugung von geladenen Pionen an Protonen und Neutronen durch linear polarisierte Photonen



untersucht werden. Die Reaktion (14b) ist dabei über die Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^- p p_s$ unter Annahme des Zuschauermodells für Reaktionen am Deuteron zugänglich.

Die Aufgabe besteht darin, die differentiellen Wirkungsquerschnitte σ_{\perp} und σ_{\parallel} für Photonen, deren elektrischer Vektor senkrecht oder parallel zur Reaktionsebene steht, für beide Reaktionen zu messen. Diese Aufgabe kann auf Messungen des Wirkungsquerschnitts für unpolarisierte Photonen

$$\sigma_0 = \frac{1}{2} (\sigma_{\perp} + \sigma_{\parallel}) \quad (15)$$

und der Wirkungsquerschnittsasymmetrie

$$\Sigma = \frac{\sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel}}{\sigma_{\perp} + \sigma_{\parallel}} \quad (16)$$

zurückgeführt werden. Aus beiden Beziehungen folgt nämlich

$$\begin{aligned} \sigma_{\perp} &= \sigma_0 (1 + \Sigma) \\ \sigma_{\parallel} &= \sigma_0 (1 - \Sigma) \end{aligned} \quad (17)$$

σ_0 ist bereits aus Experimenten mit unpolarisierten Photonen bekannt⁷⁾, und Σ kann im Prinzip durch Messung von zwei Zählraten bestimmt werden, wobei das Ergebnis von Normierungen weitgehend unabhängig ist. Das soll im folgenden dargestellt werden.

Die Zahl der Reaktionen, die durch einen Photonenstrahl ausgelöst werden, ist allgemein

$$Z = n_T (N_{\perp} \sigma_{\perp} + N_{\parallel} \sigma_{\parallel}) \quad (18)$$

wobei N_{\perp} und N_{\parallel} die Anzahl der einlaufenden Photonen angibt, deren elektrischer Vektor senkrecht oder parallel zur Reaktionsebene steht, und n_T die Flächendichte der Targetteilchen ist. Anstelle der Grössen N_{\perp} und N_{\parallel} verwendet man auch die Gesamtzahl der Photonen und ihren Polarisationsgrad:

$$\begin{aligned} N_T &= N_{\perp} + N_{\parallel} \\ P &= \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}} \end{aligned} \quad (19)$$

P nimmt Werte zwischen +1 ($N_{\parallel} = 0$) und -1 ($N_{\perp} = 0$) an. Damit erhält man unter Verwendung von (17) als Zählrate (18):

$$Z = n_T N_T \sigma_0 (1 + P \Sigma) \quad (20)$$

Es sei $Y = Z/N_T$ die auf die Photonenzahl normierte Zählrate und Y_1 und Y_2 die Raten für Messungen mit zwei verschiedenen Polarisationsgraden P_1 und P_2 . Dann folgt aus (20)

$$\Sigma = \frac{Y_1 - Y_2}{P_1 Y_2 - P_2 Y_1} \quad (21)$$

Bis auf die Polarisationsgrade fallen sämtliche Normierungen heraus, wenn Y_1 und Y_2 mit der gleichen Apparatur gemessen werden. Die Messung ist am empfindlichsten, wenn P_1 möglichst gross und $P_1 = -P_2 = P$ ist:

$$\Sigma = \frac{1}{P} \cdot \frac{Y_1 - Y_2}{Y_1 + Y_2} \quad (22)$$

Die hier verwendeten Grössen N_T , P , σ_0 , Σ sind Mittelwerte für eine gegebene Apparatur. Sie werden im nächsten Abschnitt (IV. 1.2) genauer definiert. Ausserdem wurde bei der Ableitung von (21) aus (20) nicht berücksichtigt, dass die Zählrate (20) neben dem Anteil Z_1 von der gewünschten Reaktion noch einen Anteil Z_2 besitzen kann, der von Untergrundreaktionen herrührt.

Dieser Anteil wird in Abschnitt IV.1.3 behandelt. In Abschnitt IV. 1.4 wird dann das Verfahren zur Ermittlung von Σ bei Vorhandensein von Untergrund erläutert.

IV. 1.2 Zählrate für Pioneinfacherzeugung

Anstelle von (20) lautet der exakte Ausdruck für die Zählrate aus der Pioneinfacherzeugung (14)

$$\frac{\partial^2 \bar{Z}_1}{\partial k \partial \Omega} = u_T \frac{dN_T}{dk} \frac{d\sigma_0}{d\Omega} (1 + P\Sigma) \quad (23)$$

wobei in den Definitionen von Σ und P (16, 19) σ durch $d\sigma/d\Omega$ und N durch dN/dk ersetzt werden muss. $d\sigma/d\Omega$ ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für eines der beiden Teilchen im Endzustand und für dN_T/dk gilt nach Gl. (3) (Kap.III.5)

$$\frac{dN_T}{dk} = \bar{u}_{eff} \frac{f(k)}{k}$$

Die Zählrate für Pion-Nukleon-Koinzidenzen erhält man durch Integration über den Akzeptanzbereich der Apparatur, der durch eine Gewichtsfunktion $\eta(k, \Omega)$ charakterisiert wird. η hängt von der Kinematik des speziellen Prozesses ab und ist das Produkt der Nachweiswahrscheinlichkeiten des Pion-Spektrometers η_s (Kap.III.4) und des Nukleonensarms (Kap.III.5).

$$\bar{Z}_1 = u_T \cdot \bar{u}_{eff} \int \eta(k, \Omega) \frac{f(k)}{k} \frac{d\sigma_0}{d\Omega} (1 + P(k)\Sigma) dk d\Omega \quad (24)$$

Der Ausdruck (24) kann in eine der Beziehung (20) entsprechende Form gebracht werden

$$\bar{Z}_1 = u_T \cdot \bar{u}_{eff} \langle f \rangle \cdot \sigma_0 (1 + \langle P \rangle \langle \Sigma \rangle) \quad (25)$$

wenn man folgende Definitionen verwendet: Es seien

$$\langle f \rangle = \frac{\int \eta(k, \Omega) \frac{f(k)}{k} dk d\Omega}{\int \eta(k, \Omega) \frac{1}{k} dk d\Omega} \quad (26)$$

$$\langle P \rangle = \langle Pf \rangle / \langle f \rangle$$

mit

$$\langle Pf \rangle = \frac{\int \eta(k, \Omega) \frac{f(k)}{k} P(k) dk d\Omega}{\int \eta(k, \Omega) \frac{1}{k} dk d\Omega}$$

die Mittelwerte der Spektrumsfunktion und des Polarisationsgrades im Akzeptanzbereich der Apparatur und

$$\sigma_0 = \frac{1}{\langle f \rangle} \int \eta(k, \Omega) \frac{f(k)}{k} \frac{d\sigma_0}{d\Omega} dk d\Omega \quad (27)$$

$$\sigma_{\pm(n)} = \frac{1}{\langle Pf \rangle} \int \eta(k, \Omega) \frac{f(k)}{k} P(k) \frac{d\sigma_{\pm(n)}}{d\Omega} dk d\Omega$$

die über die Akzeptanz der Apparatur integrierten Wirkungsquerschnitte, mit denen die mittlere Asymmetrie

$$\langle \Sigma \rangle = \frac{\sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel}}{2\sigma_0} \quad (28)$$

gebildet wird. Die durch Gl. (27) und (28) definierte Asymmetrie $\langle \Sigma \rangle$ wird im vorliegenden Experiment gemessen. Sie ist der Mittelwert über einen kinematischen Bereich, der im wesentlichen durch die Akzeptanz des Pion-Spektrometers festgelegt wird (siehe Kap. III.4). Es gilt

$$\frac{\Delta k}{k} \approx \frac{\Delta p}{p} \approx \pm 3\%$$

$$0.0013 \leq |t| \leq 0.06 \text{ (GeV/c)}^2 \text{ für } 0.0026 \leq |t| \leq 0.6 \text{ (GeV/c)}^2$$

Um $\langle \Sigma \rangle$ entsprechend der Beziehung (21) aus (25) gewinnen zu können, muss man $\langle f \rangle$ und $\langle P \rangle$ berechnen (Gl. 26), d.h. neben $f(k)$ und $P(k)$ muss man den funktionalen Verlauf von η in Abhängigkeit von k (integriert über Ω) kennen. Da sich $f(k)$ und $P(k)$ im Akzeptanzbereich maximal um $\pm 5\%$ ändern (siehe Abb. 1) und ausserdem für verschiedene Diamanten ähnlich sind, genügt für die Form von η im Prinzip eine Genauigkeit von etwa 20%. Die absolute Normierung von η , wie auch die von Q_{eff} , wird - wie bereits erwähnt - nicht benötigt.

IV. 1.3 Untergrundzählrate

Neben den Reaktionen (14) können auch Mehrteilchenreaktionen πN -Koinzidenzen auslösen. In Kap. II.1 wurde gezeigt, dass die Photonenenergie bei diesen Reaktionen mindestens 150 MeV grösser sein muss als die durch das Pion-Spektrometer festgelegte Energie k_{\min} . Für die Koinzidenzanordnung liegt die Grenze sogar bei

$$k_1 = k_{sp} + 300 \text{ MeV}$$

wobei $k_{sp} \pm 3\%$ der Energiebereich von k_{\min} ist, der durch das Spektrometer erfasst wird. Die Zählrate ist

$$Z_2 = n_T \cdot Q_{\text{eff}} \int_{k_1}^{k_{\max}} \frac{f(k)}{k} \sigma'(k) (1 + P(k) \Sigma'(k)) dk \quad (29)$$

Diese Beziehung entspricht Gl. 25, mit dem Unterschied, dass hier die Integration in k , die sich über das gesamte Bremsspektrum oberhalb k_1 erstreckt, noch nicht explizit ausgeführt ist. Das Integral enthält einen Anteil

$$I_0 = \int_{k_1}^{k_{\max}} \frac{f(k)}{k} \sigma'(k) dk \quad (30)$$

der unabhängig von der Polarisierung der Photonen ist, und auch bei Messungen mit Bremsstrahlung von einem amorphen Target auftritt. Da $f(k)$ in diesem Falle nahezu konstant ist, kann man durch Variation von k_{\max} die Energieabhängigkeit von $\sigma'(k)$ untersuchen. Um I_0 für Diamant- und amorphe Targets vergleichen zu können, wird die in guter Näherung für $k > k_1$ geltende Proportionalität der Spektrumsfunktionen (siehe Abb. 1) ausgenutzt:

$$f_{\text{Diam}}(k) \approx \frac{\langle f \rangle'_{\text{Diam}}}{\langle f \rangle'_a} f_a(k) \quad (31)$$

mit

$$\langle f \rangle' = \int_{k_1}^{k_2} \frac{f(k)}{k_2 - k_1} dk \quad (k_2 = k_{\max} - 200 \text{ MeV})$$

Setzt man dies in (30) ein, so erhält man

$$I_0 = \langle f \rangle' \int_{k_1}^{k_{max}} \frac{f_0(k)}{k \langle f \rangle'_a} \sigma'(k) dk \approx \langle f \rangle' \cdot \sigma'_0(k_{max}) \quad (32)$$

Für den hier definierten Wirkungsquerschnitt σ'_0 gilt insbesondere $\sigma'_0(k_1) = 0$. Weiterhin wird der Asymmetrieterm

$$[P\Sigma'] = \frac{1}{\langle f \rangle' \sigma'_0} \int_{k_1}^{k_{max}} \frac{f(k)}{k} \sigma'(k) P(k) \Sigma'(k) dk \quad (33)$$

definiert, so dass man statt (11) schreiben kann

$$Z_2 = u_T \cdot G_{eff} \langle f \rangle' \sigma'_0 (1 + [P\Sigma']) \quad (34)$$

Es soll an dieser Stelle noch eine ungefähre obere Grenze für $[P\Sigma']$ abgeschätzt werden. Dazu wird $f(k)$ für $k_1 \leq k < k_{max}$ als konstant angenommen. Wegen $|\Sigma'(k)| \leq 1$ erhält man

$$|[P\Sigma']| \leq \frac{\int_{k_1}^{k_{max}} \frac{1}{k} \sigma'(k) P(k) dk}{\int_{k_1}^{k_{max}} \frac{1}{k} \sigma'(k) dk} \quad (35)$$

$\sigma'(k)$ ist nach einem Ergebnis in Kap. IV.4 etwa konstant. Dann ergibt der Integralausdruck ≈ 0.07 , im ungünstigeren Fall $\sigma'(k) \sim k^{-2}$ dagegen ≈ 0.09 . Also gilt

$$|[P\Sigma']| \leq 0.1 \quad (36)$$

IV. 1.4 Gesamtzählrate und Asymmetrie

Die Gesamtzählrate ist die Summe von (25) und (34):

$$Z = u_T \cdot G_{eff} \langle f \rangle \sigma_0 (1 + \langle P \rangle \langle \Sigma \rangle) + u_T \cdot G_{eff} \langle f \rangle' \sigma'_0 (1 + [P\Sigma'])$$

Sie wird auf die Zahl der Photonen N_γ normiert, deren Energie im Akzeptanzbereich für die Zweiteilchenreaktion (14) liegt ($N_\gamma \sim \langle f \rangle \cdot Q_{eff}$).

Zur Vereinfachung werden die Grössen

$$A = u_r \sigma_0 ; \quad B = u_r \sigma'_e ; \quad g = \langle f \rangle' / \langle f \rangle$$

eingeführt und die Mittelungszeichen von $\langle P \rangle$ und $\langle \Sigma \rangle$ weggelassen.

Dann gilt:

$$Y \equiv \frac{Z}{\langle f \rangle \cdot \alpha_{eff}} = A (1 + P \Sigma) + g B (1 - [P \Sigma']) \quad (37)$$

Zur Bestimmung von Σ werden die Zählraten Y_1 und Y_2 für zwei verschiedene Diamanttargets gemessen, die Photonen mit den Polarisationsgraden $P_{\perp} > 0$ und $P_{\parallel} < 0$ liefern. Die Spektren seien durch die Faktoren g_{\perp} und g_{\parallel} charakterisiert.

Um zunächst die Rolle des Untergrundes bei der Berechnung von Σ zu verdeutlichen, sei der Idealfall

$$\begin{aligned} g_{\perp} &= g_{\parallel} = g \\ P_{\perp} &= -P_{\parallel} = P \\ [P \Sigma']_{\perp} &= -[P \Sigma']_{\parallel} = [P \Sigma'] \end{aligned}$$

angenommen. Die hier gleichgesetzten Grössen weichen im Experiment um weniger als 20% voneinander ab. Schreibt man den Ausdruck (37) für beide Zählraten unter diesen Bedingungen hin, dann kann man ableiten

$$\Sigma = \frac{1}{P} \cdot \frac{Y_1 - Y_2 - 2gB[P \Sigma']}{Y_1 + Y_2 - 2gB} = \frac{1}{P} \cdot \frac{Y_1 - Y_2 - 2gB[P \Sigma']}{2A} \quad (38)$$

Ein Vergleich von (38) mit (22) lässt den Einfluss des Untergrundes erkennen.

Man muss an der Beziehung (22) die Korrekturen

$$\frac{\Delta \Sigma}{\Sigma} = g \frac{B}{A} / \left(1 + g \frac{B}{A} \right) \leq g \frac{B}{A} \quad (39)$$

$$\Delta \Sigma = - \frac{g}{P} \cdot \frac{B}{A} [P \Sigma'] \quad (40)$$

anbringen. Sie entsprechen dem symmetrischen und dem asymmetrischen Anteil

des Untergrundes in (37). Bei den Diamantspektren gilt $g \approx 1/3$ und $P \approx 0.5$. Mit der Abkürzung

$$R_u = \frac{B}{A} = \frac{\sigma'_0(k_{max})}{\sigma_0} \quad (41)$$

folgt dann aus (39)

$$\frac{\Delta \Sigma}{\Sigma} \approx \frac{1}{3} R_u, \quad (42)$$

während der Asymmetrieterm unter Verwendung von (36) und (40)

$$|\Delta \Sigma| \leq \frac{1}{15} R_u \quad (43)$$

liefert. Beide Korrekturen gelten wegen der vereinfachenden Annahmen nur angenähert.

Bei der Auswertung wird der Asymmetrieterm des Untergrundes zunächst jedoch nicht berücksichtigt, da im allgemeinen $R_u \leq 0.4$ (siehe Kap. IV.4) und nach (43) die Korrektur (40) mit $|\Delta \Sigma| \leq 0.025$ klein ist. Sie wird nachträglich angebracht. Die Zählraten Y_1 und Y_2 lauten dann

$$\begin{aligned} Y_1 &= A (1 + P_{\perp} \Sigma) + g_{\perp} B \\ Y_2 &= A (1 + P_{\parallel} \Sigma) + g_{\parallel} B \end{aligned} \quad (44)$$

Die Grösse B kann direkt durch zwei Messungen mit unpolarisierter Bremsstrahlung von einem amorphen Target ermittelt werden. Die eine Messung wird mit gleicher Bremskante k_{max} wie bei den Diamantspektren durchgeführt, die andere mit $k_{max} \approx k_1$, so dass $B = n_T \sigma'_0(k_1) = 0$ (vgl. Gl. 32). Die beiden Zählraten sind

$$\begin{aligned} Y_3 &= A + g_a B \\ Y_4 &= A \end{aligned} \quad (45)$$

und man erhält

$$B = (Y_3 - Y_4) / g_a \quad (46)$$

Im Prinzip genügen jedoch die drei unabhängigen Messungen Y_1, Y_2, Y_3 um die drei Unbekannten A, B, Σ zu bestimmen. Wenn alle vier Messungen (44) und (45) vorliegen, kann ein 1-C Fit für A, B, Σ durchgeführt werden.

IV. 2. Photonenspektren und Polarisation

Für die Auswertung werden die Mittelwerte $\langle f \rangle$, $\langle f \rangle'$ und $\langle P \rangle$ der Spektrumsfunktion $f(k)$ und des Polarisationsgrades $P(k)$ der Photonen benötigt (Gl. 26). Zur ihrer Berechnung wird bei einem amorphen Target das theoretische Bremsspektrum verwendet (Kap.III.2.3). Dagegen wird bei einem Diamanttarget zunächst das Spektrum mit dem Paarspektrometer genau vermessen und insbesondere die Grösse Δq bestimmt, die die "Verschmierung" des Spektrums beschreibt (Kap.III.2.4). Während der Messungen zur Pionenerzeugung wird das Spektrum dann im Bereich der Intensitätsüberhöhung über ein Energieintervall $\Delta k/k = 30\%$ bei sieben Energien kontinuierlich mitgemessen. Aus den in Zeitabständen von etwa einer halben Stunde angesammelten Daten wird bei vorgegebenen Δq die Lage der Diskontinuität x_d ermittelt und mit Hilfe beider Grössen nach Kap.III.2.4 das vollständige Spektrum und der Polarisationsgrad berechnet. Die so im Verlaufe einer Messung anfallenden Spektren werden zum Schluss zu mittleren Funktionen $f(k)$ und $P(k)$ für die jeweilige Messung zusammengefasst. Der Vergleich von gemessenen und berechneten Spektren ergibt im allgemeinen Übereinstimmung innerhalb eines Fehlers von 3%. In einigen Fällen sind die Messungen zur Bestimmung von Δq und x_d ungenügend und der Fehler beträgt etwa 5%.

IV. 3 Zählratenmessungen

IV.3.1 Bestimmung der Zählraten

Zu jedem Ereignis einer Pion-Nukleon-Koinzidenz stehen im wesentlichen folgende Informationen zur Verfügung

- (i) Impuls und Winkel des Pions
- (ii) Überlappungszeit von Pionensignal und Nukleonensignal; sie entspricht der Flugzeit des Nukleons
- (iii) Pulshöhe im Nukleonenzähler N3 (Protonen werden im Zähler vollständig abgebremst)
- (iv) bei geladenen Teilchen die Pulshöhe im Zähler N2 (Kap.III.5); sie entspricht bei nicht zu kleinen Energien dem spezifischen Energieverlust dE/dx des Teilchens.

Das Pion-Spektrometer unterscheidet nicht zwischen Pionen und Myonen, aber man kann das Spektrometersignal so behandeln, als ob es nur Pionen

anzeige. Myonen werden nämlich nur paarweise erzeugt, so dass sich eventuelle Myon-Nukleon-Koinzidenzen wie πN -Koinzidenzen aus Untergrundreaktionen verhalten und zusammen mit diesen abgetrennt werden. Ähnlich kann man im Falle einer Kontamination der Pionenrate durch andere Teilchen argumentieren.

Dagegen werden im Nukleonenarm zunächst nur geladene und ungeladene Teilchen unterschieden. Das wichtigste Kriterium für die Ermittlung der Koinzidenzen ist hier die Flugzeit der Teilchen. Die Pulshöhennformationen werden verwendet, um zufällige Koinzidenzen und Teilchen aus unerwünschten Reaktionen in den Flugzeitspektren zu unterdrücken. Bei der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ und $-t < 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$ wird statt der gemessenen Flugzeit t_g die korrigierte Grösse $t_k = t_o + (t_g - t_b)$ im Flugzeitspektrum aufgetragen, wobei t_b die aus Winkel und Impuls des Pions berechnete Flugzeit des Rückstossneutrons und t_o die mittlere Flugzeit ist. Durch diese Korrektur wird der "Peak" der Koinzidenzereignisse im Spektrum deutlicher hervorgehoben.

In Abb. 17 und 18 sind gemessene Pulshöhen- und Flugzeitspektren für die Reaktionen $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ und $\gamma d \rightarrow \pi^- p p_s$ wiedergegeben und zwar für den jeweils ungünstigen Fall bei $t = -0.0025 \text{ (GeV/c)}^2$ und $t = -0.05 \text{ (GeV/c)}^2$, sowie für einen mittleren Impulsübertrag (-0.2 und -0.4 (GeV/c)^2). Es sind jeweils die vollständigen und die bereinigten Spektren dargestellt, wobei dunkel gehaltene Anteil diejenigen Ereignisse repräsentiert, die in den anderen Spektren der gleichen Messung innerhalb eines durch Pfeile ange deuteten eingeschränkten Bereiches liegen. Bei $t = -0.0025 \text{ (GeV/c)}^2$ wurde im bereinigten Flugzeitspektrum auch die Flugzeitkorrektur angebracht.

Die Pulshöhen von Neutronen liefern keine direkten Informationen über die Neutronenenergie. Anders ist es dagegen bei Protonen. Die Pulshöhe des ersten Zählers ist ein Mass für den spezifischen Energieverlust dE/dx , die des zweiten Zählers ein Mass für die Energie des Protons. Beim niedrigsten Impulsübertrag ($t = -0.05 \text{ (GeV/c)}^2$) gilt das jedoch nur mit Einschränkungen, da der grösste Teil der Protonen bereits im ersten Zähler gestoppt wird. Der Zusammenhang zwischen dem Energieverlust und der gemessenen Pulshöhe ist bei beiden Zählern nicht linear. Ausserdem sind die in Abb. 17 und 18 angegebenen Abszissen für verschiedene Pulshöhenspektren nicht vergleichbar.

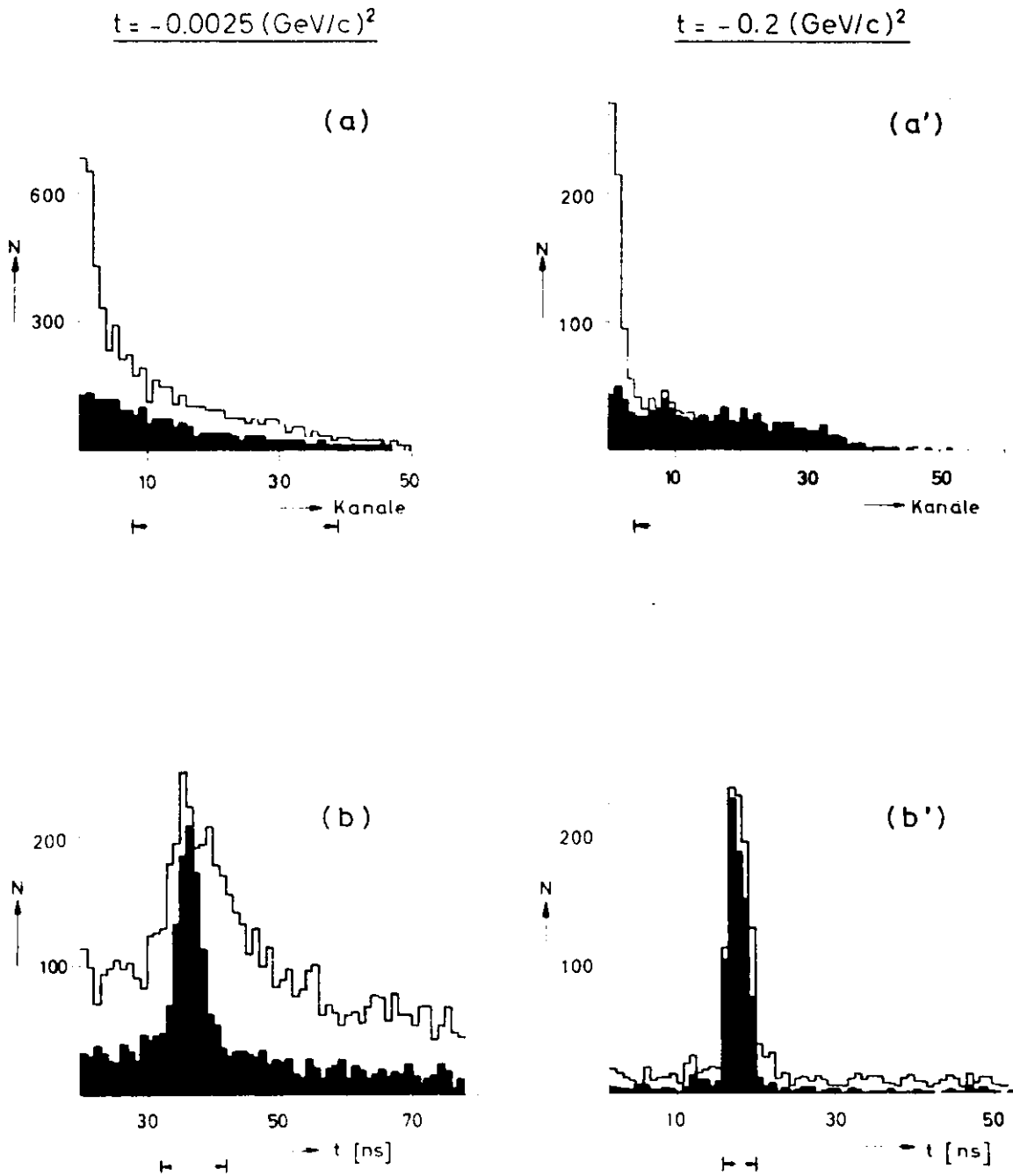
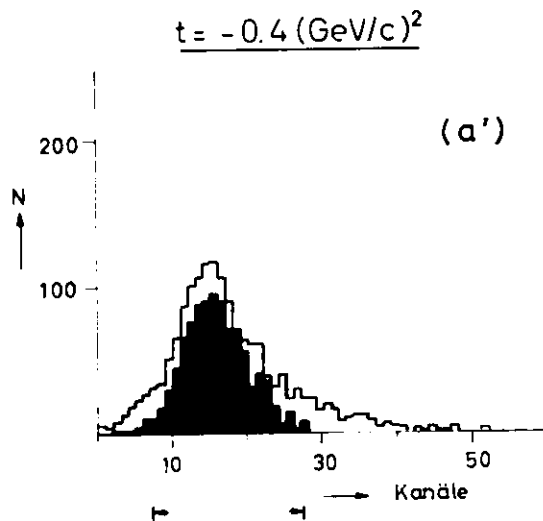
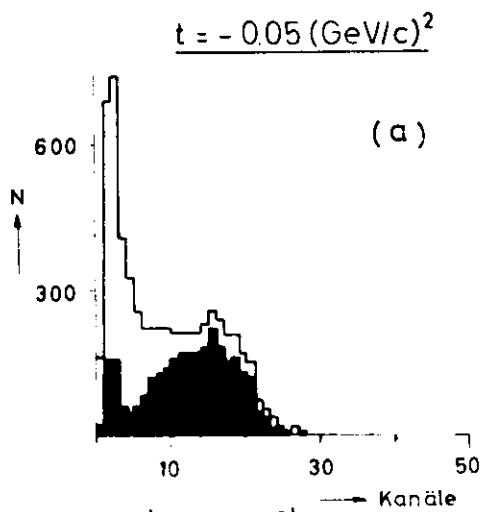
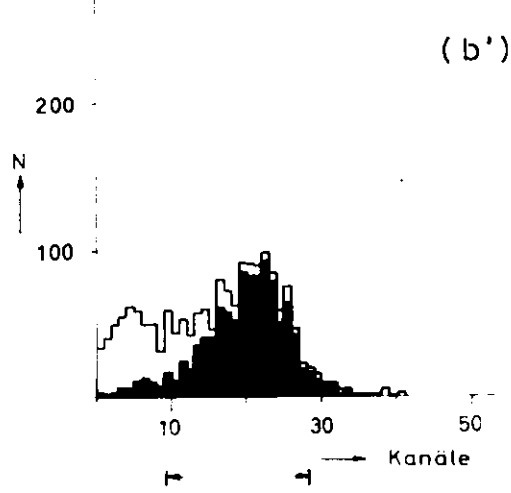
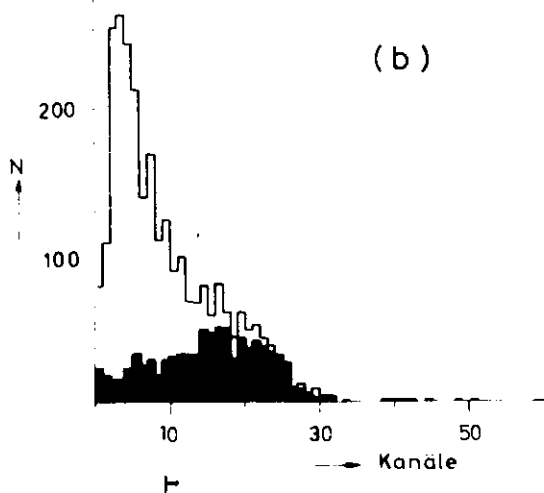


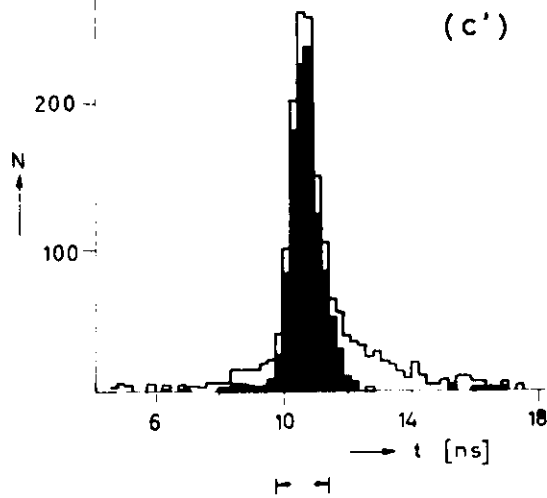
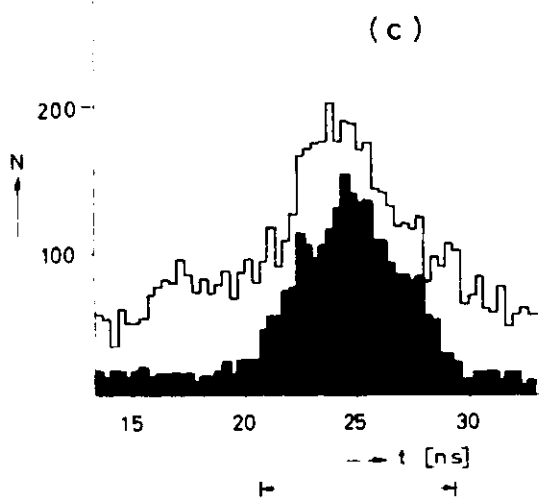
Abb.17: $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$, Pulshöhe (a,a') und Flugzeit (b,b') der Neutronen.



a,a') Pulshöhe im Zähler N2



b,b') Pulshöhe im Zähler N3



c,c') Flugzeit

Abb.18: $\gamma d \rightarrow \pi^- p p_s$, Pulshöhe und Flugzeit der Protonen

Die Zahl der Koinzidenzereignisse Z zur Bestimmung der Zählrate (37) ist durch die Ereignisse im Koinzidenz-Peak des bereinigten Flugzeitspektrums gegeben. Wie man an den durch die Pfeile angedeuteten Auswertebereichen erkennt, bleiben Schwänze in der Zeitverteilung zum Teil unberücksichtigt. Dadurch wird eine bessere Untergrundabtrennung erreicht. Die Schnitte in den Pulshöhenspektren, die zu den bereinigten Flugzeitspektren führen, werden im allgemeinen so angebracht, dass im Flugzeitspektrum der weggeschnittenen Ereignisse das Verhältnis von Signal zu Untergrund kleiner als eins ist.

IV. 3.2 Korrekturen

Die Koinzidenzzählraten müssen auf zufällige Koinzidenzen korrigiert werden, die aus den flachen Teilen des Flugzeitspektrums ausserhalb des Koinzidenzbereichs ermittelt werden. Sie sind bevorzugt mit niedrigen Pulshöhen verbunden. Man erkennt das, wenn man in den Pulshöhenspektren, die einen steilen Anstieg zu kleinen Pulshöhen hin aufweisen, die niedrigsten Pulshöhen wegschneidet und dadurch die Detektorschwelle geringfügig anhebt. Die eingeschränkten Flugzeitspektren sind dann gegenüber den vollständigen Spektren zum Teil drastisch "gereinigt". Weiterhin beobachtet man, dass zufällige Koinzidenzen mit wachsendem Impulsübertrag abnehmen. Bei $t = -0.4 \text{ (GeV/c)}^2$ ist das Maximum bei kleinen Pulshöhen verschwunden (Abb. 18).

Neben der Korrektur der Zählraten auf zufällige Koinzidenzen kommen nur noch Korrekturen für den Effekt bei leerem Target und für Totzeiten in der Elektronik in Betracht. Die Totzeitkorrektur ist stets kleiner als 4%. Ein Leertargeteffekt wird nicht berücksichtigt. Verschiedene Messungen bei der Reaktion (14a) ergaben im Mittel $(1.8 \pm 0.7)\%$ der Koinzidenzrate. Dieses Ergebnis ist mit der Annahme verträglich, dass die Koinzidenzereignisse nur vom Restgas in der Targetzelle herrühren, das etwa 2% des vollen Targets ausmacht (Kap.III.3).

IV.4 Untergrundmessungen

In Abb. 19 sind die Ergebnisse für die Grösse R_u (siehe Gl. 41, Kap.IV.1.4) aus den Messungen bei $k = 3.4 \text{ GeV}$ wiedergegeben. Mit Ausnahme der Messungen mit $-t \geq 0.3 \text{ (GeV/c)}^2$ bei der π^+ -Erzeugung liegen für jeden Messpunkt alle vier Zählraten Y_1, \dots, Y_4 vor, so dass R_u entweder aus der direkten Beziehung (46) oder nur aus den Zählraten Y_1, Y_2, Y_3

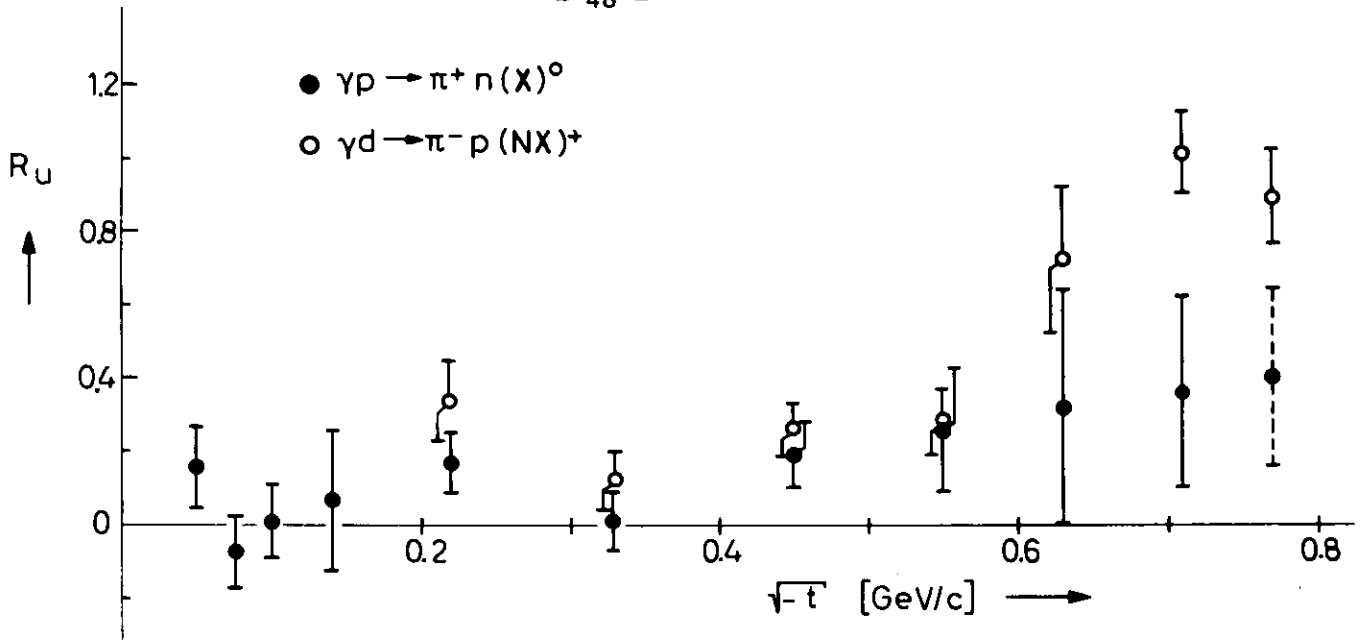


Abb. 19: Verhältnis der Untergrundzählraten zu den Zählraten aus den Reaktionen $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ und $\gamma d \rightarrow \pi^- p$ bei $k_{sp} = 3.4$ GeV und $k_{max} = 7.2$ GeV (siehe Text)

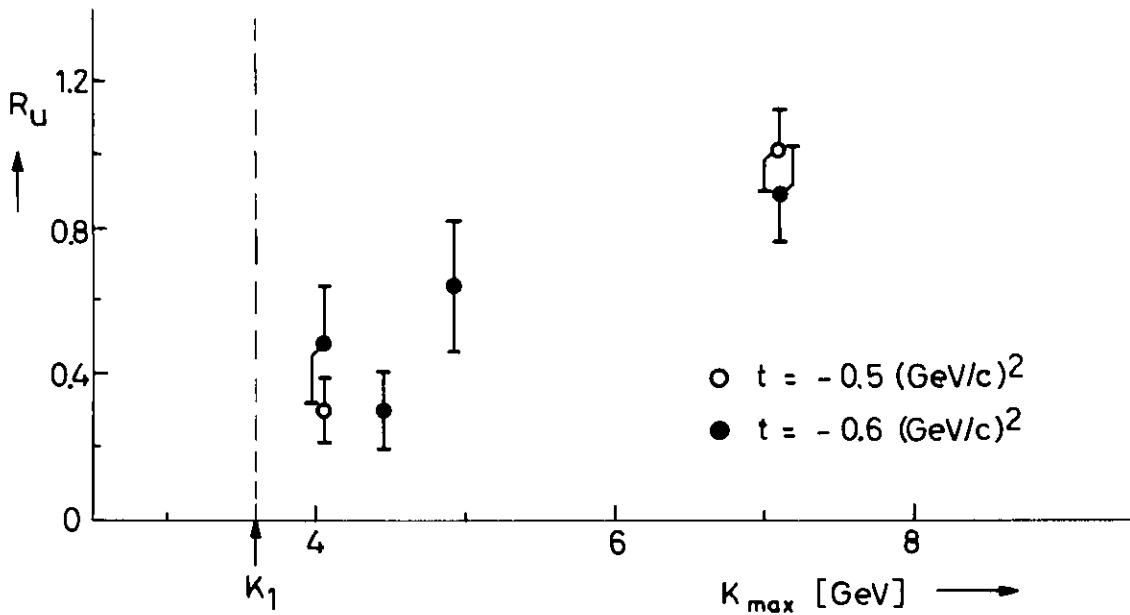


Abb. 20: Verhältnis der Untergrundzählrate zur Zählrate aus der Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$ bei $k_{sp} = 3.4$ GeV als Funktion von k_{max} (siehe Text)

bestimmt werden kann. Innerhalb der statistischen Fehler sind beide Verfahren gleichwertig.

Beim Vergleich der π^+ - und π^- -Messungen in Abb. 19 erkennt man, dass für $-t = \leq 0.3 \text{ (GeV/c)}^2$ der Untergrund mit $R_u \approx 0.2$ in beiden Fällen etwa gleich ist. Mit höheren Impulsüberträgen steigt R_u bei den π^- -Messungen sehr rasch bis etwa 1 an, bei den π^+ -Messungen dagegen nur bis etwa 0.4. In den rohen Daten ist der Unterschied wesentlich grösser. Da die Information aus der Pulshöhenmessung für die Rückstossprotonen besser als für die Rückstossneutronen ist, kann der Untergrund jedoch bei den π^- -Daten stärker unterdrückt werden.

Wegen des von vornherein viel geringeren Untergrundes werden bei der π^+ -Erzeugung nicht so ausführliche Untergrundmessungen vorgenommen wie bei der π^- -Erzeugung. Stattdessen werden die Ergebnisse für R_u durch eine geeignete Parametrisierung zusammengefasst, um den statistischen Fehler zu verkleinern und insbesondere um R_u nach $t = -0.6 \text{ (GeV/c)}^2$ zu extrapolieren, wo keine Messung erfolgte. Es werden zwei Ansätze gemacht:

$$\begin{aligned} \text{(i)} \quad R_u &= 0.14 \pm 0.05 & \chi^2/F &= 0.79 \\ \text{(ii)} \quad R_u &= 0.06 \pm 0.01 + (0.56 \pm 0.18) / t & \chi^2/F &= 0.58 \end{aligned}$$

In der Auswertung wird die Beziehung (ii) verwendet, aber mit verdoppelten Fehlern, um eine Überlappung mit dem Wert (i) zu erreichen. Bei den Messungen mit $k = 2.5 \text{ GeV}$ wird der gemessene Mittelwert $R_u = 0.04 \pm 0.13$ eingesetzt und bei den Testmessungen mit $k = 5 \text{ GeV}$ $R_u = 0.1 \pm 0.1$ angenommen. Wegen der grossen Messfehler spielt der Untergrund hier nur eine geringe Rolle.

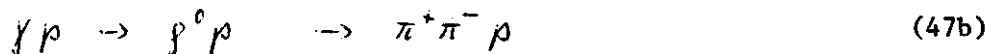
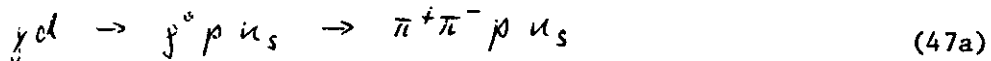
Der Untergrund macht bei der Bestimmung der Asymmetrie Σ Korrekturen notwendig, die den Beziehungen (39) und (40) entsprechen und deren ungefähre Grösse durch (42) und (43) gegeben ist. In den Ansätzen (44) und (45) für die gemessenen Zählraten wird die Korrektur (39) durch den B-Term exakt berücksichtigt. Dagegen bleibt die Korrektur auf eine mögliche Asymmetrie des Untergrundes (40) unberücksichtigt. Mit den Ergebnissen für R_u lässt sich nun die ungefähre obere Grenze dieser Korrektur (Gl. 43) angeben:

$$\begin{aligned} \text{(i)} \quad |\Delta\Sigma| &\leq 0.015 & \pi^\pm & \left. \begin{array}{l} -t \leq 0.3 \text{ (GeV/c)}^2 \\ \pi^+ \\ \pi^- \end{array} \right\} \\ \text{(ii)} \quad |\Delta\Sigma| &\leq 0.025 & & \\ \text{(iii)} \quad |\Delta\Sigma| &\leq 0.07 & & \left. \begin{array}{l} -t > 0.3 \text{ (GeV/c)}^2 \end{array} \right\} \end{aligned}$$

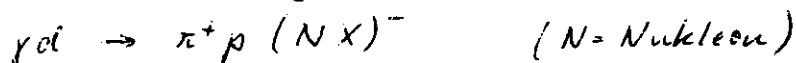
In den Fällen (i) und (ii) ist die Korrektur klein und kann vernachlässigt werden, wobei für (ii) im Endergebnis ein systematischer Fehler von ± 0.015 angenommen wird. Im Falle (iii) sind jedoch genauere Untersuchungen erforderlich.

Für eine exakte Behandlung der Korrektur muss die Grösse $[\overline{P\Sigma}']$ (Gl. 33) ermittelt werden. Die rein experimentelle Ermittlung wäre schwierig und angesichts der Grösse der Korrektur zu aufwendig. Es wird daher eine Modelberechnung durchgeführt, die durch Messungen geprüft wird und eine Abschätzung von $[\overline{P\Sigma}']$ erlaubt.

Die wesentliche Ursache dafür, dass sich die Untergrundverhältnisse bei der π^+ - und π^- -Erzeugung so stark unterscheiden, liegt in der ρ^0 -Erzeugung, durch die beim Deuteriumtarget π^-p -Koinzidenzen, beim Wasserstofftarget jedoch keine π^+n -Koinzidenzen ausgelöst werden können:



Die Reaktion (47a) wird durch eine Monte-Carlo-Rechnung unter den Bedingungen des vorliegenden Experiments simuliert, um den zum Untergrundterm B in (37) beitragenden Anteil B_ρ und eine eventuelle Untergrundasymmetrie zu berechnen. Zur Überprüfung der Rechnung werden neben den üblichen π^-p Koinzidenzzählraten durch eine Umpolung des Pion-Spektrometers bei $t = -0.4 \text{ (GeV/c)}^2$ auch π^+p -Koinzidenzen gemessen, die nur von Mehrteilchenreaktionen ausgelöst werden können:



Man hat dann in (37) $A = 0$ und einen von B verschiedenen Untergrund. B' , der Anteil B_ρ ändert sich jedoch nicht:

$$\begin{aligned} B &= B_- + B_\rho && (\pi^-p\text{-Koinzidenzen}) \\ B' &= B_+ + B_\rho && (\pi^+p\text{-Koinzidenzen}) \end{aligned}$$

Statt der Zählraten (44, 45) werden hier die Raten

$$\begin{aligned} Y_1' &= g_+ B' (1 + [\overline{P\Sigma}']_+') & Y_3' &= g_a B' \\ Y_2' &= g_- B' (1 + [\overline{P\Sigma}']_-') & Y_4' &= 0 \end{aligned}$$

gemessen. Die Rechnung zum ρ^0 -Beitrag stützt sich auf gemessene Wirkungsquerschnitte für die Reaktion (47b) und behandelt das Targetproton nach dem Zuschauermodell für das Deuteron wie in Kap. III.5. Die Resultate für

die Grösse des Beitrags sind (in willkürlichen Einheiten):

$$\begin{array}{ll} B_- + B_\rho = 1.15 \pm 0.17 & \text{Messung} \\ B_+ + B_\rho = 1.70 \pm 0.10 & \text{Messung} \\ B_\rho = 1.15 (\pm 0.30) & \text{Rechnung} \end{array}$$

Der Fehler des berechneten Wertes ist geschätzt und rührt von der Unsicherheit der ρ -Wirkungsquerschnitte her, die modellabhängig sind, sowie von dem durch die Rechnung nicht genau erfassbaren Einfluss der Schnitte in den experimentellen Pulshöhenspektren. Man kann jedoch sagen, dass B_ρ von der Grössenordnung des gemessenen Untergrundes ist und damit eine Erklärung für den grossen Unterschied der Untergrundverhältnisse bei H_2^- und D_2 -Target bietet. Die berechnete t -Abhängigkeit von B_ρ stimmt mit dem Verhalten von R_u überein; für $-t < 0.3 \text{ (GeV/c)}^2$ ist B_ρ/A sehr klein.

ρ^0 -Mesonen, die durch linear polarisierte Photonen erzeugt werden, sind nahezu vollständig polarisiert ²⁷⁾, so dass eine Asymmetrie in der Zerfallswinkelverteilung der Pionen auftritt, die eine Asymmetrie der Untergrundzählraten zur Folge hat. Die Messung ergibt:

$$\frac{Y_1' - Y_2'}{Y_1' + Y_2'} = -0.08 \pm 0.05$$

während die Rechnung für ρ -Erzeugung allein -0.10 liefert. Hier ist das Ergebnis der Rechnung nahezu unabhängig von den Einschränkungen in den Pulshöhenspektren.

Eine weitere Untersuchung betrifft die Energieabhängigkeit von $\sigma'(k)$, die für die Abschätzung von (33) wichtig ist. Dazu kann man (siehe Gl. 32 und 41)

$$R_u = \frac{\sigma_u'(k_{\max})}{\sigma_0} = \frac{1}{\sigma_0} \int_{k_1}^{k_{\max}} \frac{f_a(k)}{k \langle f \rangle_a} \sigma'(k) dk$$

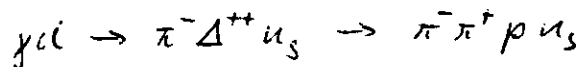
mit Bremsstrahlung von einem amorphen Target als Funktion von k_{\max} messen. Es genügt hier, $f_a(k)$ zwischen k_1 und k_{\max} als konstant anzunehmen, so dass

$$R_u(k_{\max}) \sim \int_{k_1}^{k_{\max}} \frac{\sigma'(k)}{k} dk$$

Durch Differentiation von R_U nach k_{\max} gewinnt man die k -Abhängigkeit von σ' . Die Messungen sind in Abb. 20 dargestellt. R_U steigt von k_1 , wo $R_U = 0$ gilt, mit wachsender Energie kontinuierlich an. Die Steigung scheint bei niedrigen Energien etwas grösser als bei höheren Energien zu sein. Insgesamt kann man feststellen, dass $\sigma'(k)$ keinesfalls eine mit k steil ansteigende oder steil abfallende, sondern eher eine konstante Funktion von k ist. Auch diese Beobachtung wird durch die Rechnung bestätigt, die ausser in der Umgebung von k_1 und k_{\max} nur einen schwachen Abfall von σ' mit k zeigt.

Die Rechnung ergibt auch, dass die Energie der nachgewiesenen Rückstossprotonen im Mittel etwa halb so gross wie die Energie der Protonen aus der Reaktion (14b) ist. Anhand der Pulshöhe des Nukleonenzählers kann man daher einen grossen Teil der unerwünschten Ereignisse unterdrücken. Wegen der breiten Pulshöhenverteilungen (siehe Abb. 18b') ist eine vollständige Trennung jedoch nicht möglich. Die Flugzeitmessung ist noch ungenauer. Die Koinzidenz-Peak im Flugzeitspektrum wird etwas verbreitert und weist einen "Schwanz" zu grösseren Flugzeiten hin auf, der durch die Pulshöhenabfrage verschwindet (Abb. 18 c').

Neben der Reaktion (47a) wurde auch die Reaktion



in Betracht gezogen. Ihr Beitrag zur Untergrundrate ist um einen Faktor 5 kleiner als der ρ -Beitrag. Da die Δ^{++} -Erzeugung durch polarisierte Photonen ausserdem nur eine kleine Asymmetrie aufweist ($\alpha = 0.3$)²⁸, wird diese Reaktion hier nicht weiter berücksichtigt.

Aufgrund der vorstehenden Untersuchungen zum Untergrund bei den π^- -Messungen werden zur Berechnung von $[\overline{P\Sigma}']$ und der Korrektur (40) folgende Annahmen gemacht:

- (i) $B_\rho = 2/3B$ für $-t \geq 0.4$ (GeV/c)²
- (ii) Der Anteil $B-B_\rho$ des Untergrundes weist keine Asymmetrie auf, so dass für die Gesamtasymmetrie $\Sigma'(k) \approx -0.7$ gilt.
- (iii) $\sigma'(k)$ konst.

Daraus folgt $p\Sigma' = -0.06$, und für die Korrektur, deren Fehler auf 50% geschätzt wird, ergibt sich $\Delta\Sigma = 0.03 \pm 0.015$ für $t = -0.4 \text{ (GeV/c)}^2$ und $\Delta\Sigma = 0.04 \pm 0.02$ für $t = -0.5; -0.6 \text{ (GeV/c)}^2$.

IV.5 Ergebnisse

Die Messergebnisse für die Asymmetrie Σ sind in Tabelle 1 zusammengestellt. In den Abb. 21 und 22 werden die Ergebnisse mit denen anderer Experimente verglichen. Wegen des unterschiedlichen Untergrundes wurde das Untergrundproblem bei den π^+ - und π^- -Daten verschieden behandelt. Bei der π^+ -Erzeugung genügt es, den relativ unbedeutenden Untergrund grob zu messen und eine Parametrisierung im Impulsübertrag t für die Grösse $R_u = B/A$ zu wählen (Kap.IV.4). Die so festgelegte Grösse B wurde in die Gleichungen (44) eingesetzt und daraus Σ ermittelt. Bei der π^- -Erzeugung wurde Σ durch einen 1C-Fit aus den vier Zählraten (44) und (45) bestimmt, die für jeden t -Wert gemessen wurden.

Den Einfluss des Untergrundes auf die Ergebnisse kann man für die Messungen bei 3.4 GeV mit Hilfe der Beziehung (42) aus der Abb. 19 und der Tabelle ablesen. Obwohl die relative Korrektur nach (42) bei der π^- -Erzeugung bis zu $\Delta\Sigma/\Sigma \approx 0.34$ betragen kann, ist die absolute Korrektur für beide Reaktionen $\Delta\Sigma < 0.09$. Berücksichtigt man noch die mögliche Untergrundasymmetrie (Kap.IV.4), so erhält man für π^+ - und π^- -Erzeugung $\Delta\Sigma < 0.11$ und $\Delta\Sigma < 0.09$, d.h. insgesamt kann der Untergrund keine wesentliche Verfälschung der Ergebnisse hervorrufen.

Die Ergebnisse wurden daraufhin geprüft, ob sie von der Wahl der Auswertebereiche in den Flugzeit- und Pulshöhenspektren der Rückstossnukleonen abhängen. Die Resultate verschiedener Auswertungen stimmten im allgemeinen innerhalb der statistischen Fehler überein und zeigten insbesondere kein systematisches Verhalten.

Neben den in Kap.IV.3.2 behandelten Korrekturen der Zählraten und den Korrekturen auf Untergrund wurde lediglich bei den drei Messungen mit $-t \leq 0.01 \text{ (GeV/c)}^2$ noch eine Korrektur für die Analysatorstärke der Apparatur angebracht. Bei diesen Messungen kann die Reaktionsebene gegenüber der Ebene, bezüglich der die Polarisation der Photonen definiert ist, so gedreht sein, dass der Polarisationsgrad scheinbar niedriger wird. Die Korrektur wurde durch eine Monte-Carlo-Rechnung ermittelt. Sie ist kleiner als 6.5%.

TABELLE 1: Asymmetrie Σ für linear polarisierte Photonen der Energie k

$-t \text{ (GeV/c)}^2$	$\gamma p \rightarrow \pi^+ n$			$\gamma d \rightarrow \pi^- pp$
	$k = 2.5 \text{ GeV}$	$k = 3.4 \text{ GeV}$	$k = 5.0 \text{ GeV}$	$k = 3.4 \text{ GeV}$
0.0026		0.23 ± 0.08		
0.006		0.48 ± 0.07		
0.01		0.70 ± 0.06		
0.02	0.96 ± 0.07	0.95 ± 0.10		
0.05	0.95 ± 0.06	0.94 ± 0.07		0.79 ± 0.07
0.1	0.77 ± 0.06	0.77 ± 0.06	0.70 ± 0.23	0.63 ± 0.08
0.2	0.58 ± 0.05	0.79 ± 0.07		0.38 ± 0.06
0.3	0.57 ± 0.05	0.71 ± 0.07		-0.01 ± 0.08
0.4		0.72 ± 0.12	0.77 ± 0.24	-0.18 ± 0.09
0.5		0.71 ± 0.10		-0.10 ± 0.09
0.6		0.63 ± 0.09		-0.14 ± 0.09

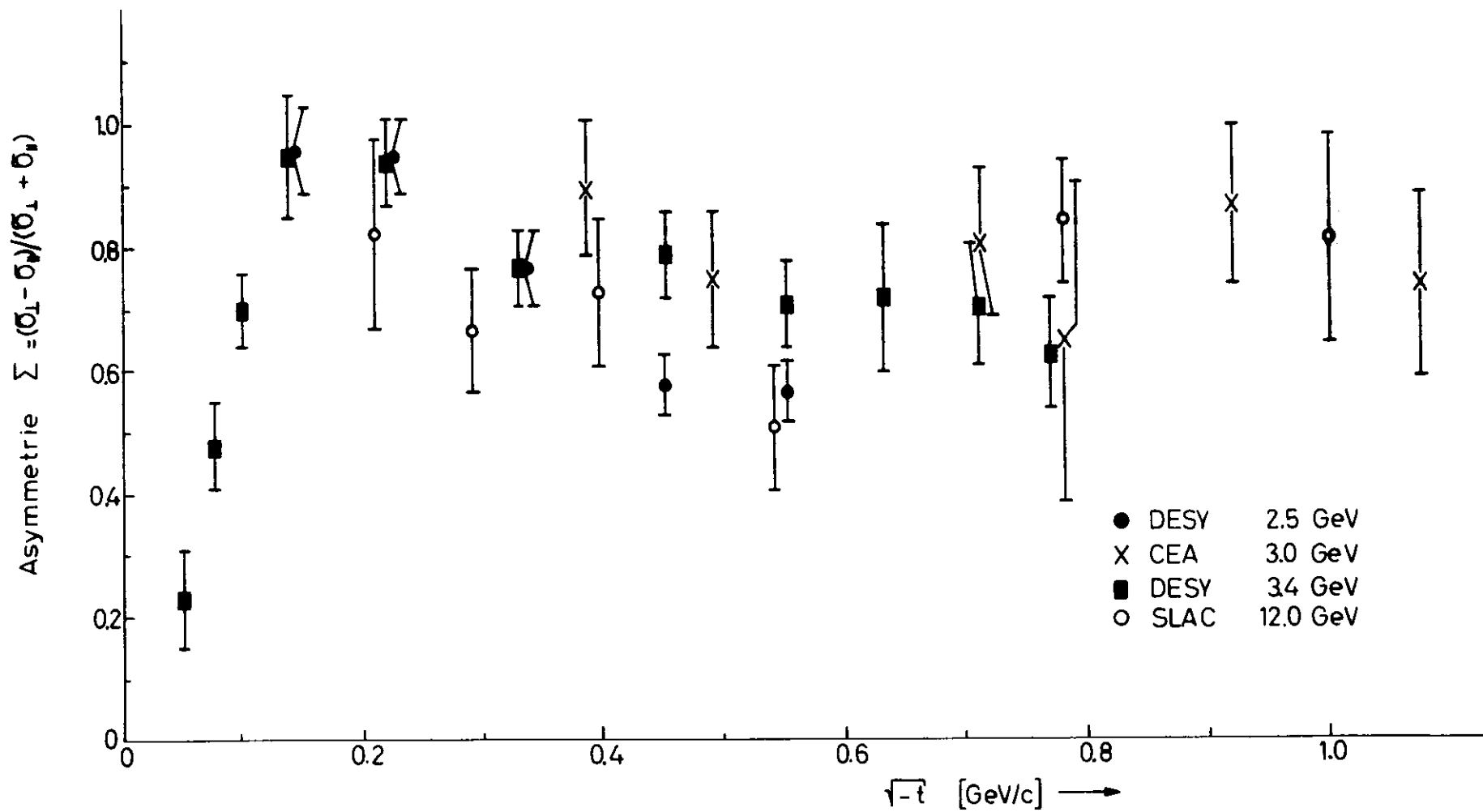


Abb. 21: $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$, Asymmetrie für linear polarisierte Photonen;
 Daten dieses Experimentes und von Ref. 10, 11

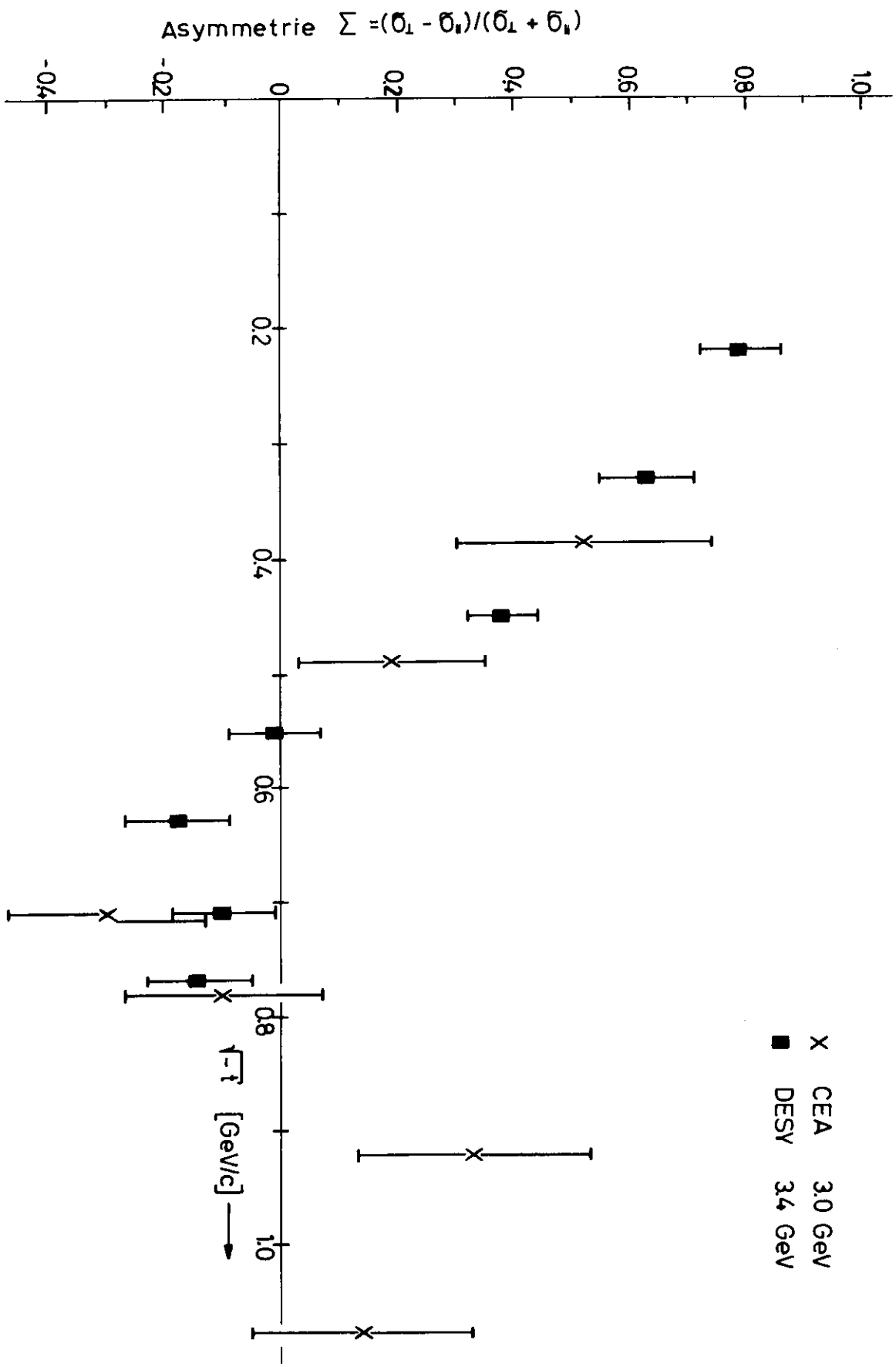


Abb. 22: $\gamma d \rightarrow \pi^- p$, Asymmetrie für linear polarisierte Photonen;
 Daten dieses Experimentes und von Ref. 10

Die angegebenen Fehler enthalten die statistischen Fehler sowie die systematischen Fehler in der Korrektur auf eine Untergrundasymmetrie ($|\Delta\Sigma| \leq 0.02$, siehe Kap. IV.4) und in der Bestimmung der Spektrumsfunktion $f(k)$ der Photonen (Kap. IV.2). Der Fehler in der Asymmetrie Σ , der durch den letzteren Fehler verursacht wird, wird aus der Beziehung (38) abgeleitet, die zu diesem Zweck umgeschrieben wird:

$$\Sigma = \frac{1}{P} \frac{Y_{\perp} - Y_{\parallel}}{Y_{\perp} + Y_{\parallel}} \quad \text{mit} \quad Y_{\perp(\parallel)} = \frac{Z_{\perp(\parallel)}}{\langle f \rangle_{\perp(\parallel)} \cdot Q_{\text{eff}}}$$

wobei Y_{\perp} und Y_{\parallel} die auf Untergrund korrigierten Raten Y_1 und Y_2 sind. Unter der Voraussetzung

$$\frac{\Delta\langle f \rangle_{\perp}}{\langle f \rangle_{\perp}} = \frac{\Delta\langle f \rangle_{\parallel}}{\langle f \rangle_{\parallel}} \equiv \frac{\Delta\langle f \rangle}{\langle f \rangle}$$

folgt

$$\Delta\Sigma = \pm \frac{1}{\sqrt{2} P} (1 - P^2 \Sigma^2) \frac{\Delta\langle f \rangle}{\langle f \rangle}$$

Für diesen Fehler erhält man $|\Delta\Sigma| \leq 0.06$, ausser bei $k = 5$ GeV, wo $\Delta\Sigma = \pm 0.15$ beträgt.

Die verschiedenen Fehler werden quadratisch zu einem Gesamtfehler addiert. Dagegen ist ein weiterer systematischer Fehler von $\Delta\Sigma/\Sigma = 0.05$ nicht eingeschlossen, der darauf beruht, dass die Theorie zur Berechnung des Polarisationsgrades der Photonen nur mit dieser Genauigkeit geprüft wurde (Kap. III.2.4).

Mit der Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^- p p_s$ soll eigentlich die experimentell unzugängliche π^- -Erzeugung am freien Neutron $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ untersucht werden. Um einen eventuellen Unterschied in der Asymmetriemessung am freien und an einem im Deuteron gebundenen Nukleon festzustellen, wurde bei zwei Impulsüberträgen auch die π^+ -Erzeugung vom Deuteriumtarget $\gamma d \rightarrow \pi^+ n n_s$ anstelle des Wasserstofftargets gemessen. Das Verhältnis der π^+ -Asymmetrien

$$R_{\Sigma} = \Sigma(D) / \Sigma(H)$$

wird in der folgenden Tabelle angegeben:

t GeV/c ²	R_{Σ}
-0.2	1.04 ± 0.10
-0.4	1.01 ± 0.12

Um den Fehler in R_Σ etwas zu verkleinern, wurde für $\Sigma(H)$ der Mittelwert von drei benachbarten t-Werten eingesetzt, da sich $\Sigma(H)$ in diesem Bereich des Impulsübertrages nur wenig ändert. R_Σ ist mit 1 verträglich, doch sind die Fehler ziemlich gross. Eine Modellrechnung zeigt ²⁹⁾, dass $|1 - R_\Sigma| < 0.04$.

V. Diskussion der Ergebnisse

V.1 Übersicht

Zur Vereinfachung der Schreibweise werden für die Wirkungsquerschnitte mit unpolarisierten und polarisierten Photonen und die Asymmetrien folgende Bezeichnungen eingeführt

$$\begin{array}{ll} \sigma_0^+ , \sigma_{\perp}^+ , \sigma_{\parallel}^+ , \Sigma^+ & \text{für } \gamma p \rightarrow \pi^+ n \\ \sigma_0^- , \sigma_{\perp}^- , \sigma_{\parallel}^- , \Sigma^- & \text{für } \gamma n \rightarrow \pi^- p \end{array}$$

Im weiteren wird angenommen, dass Σ^- innerhalb der Fehler mit der am Deuterium gemessenen Asymmetrie für π^- -Erzeugung übereinstimmt (vgl. Ref. 29). Für Σ^+ liegen Messungen bei Photonenergien zwischen 2.5 und 12 GeV vor. Die Daten in Abb. 21 zeigen keine signifikante Energieabhängigkeit. Beim differentiellen Wirkungsquerschnitt hat man bereits früher beobachtet, dass sich die t -Abhängigkeit zwischen 2 und 16 GeV nur unwesentlich ändert. Aus beidem geht hervor, dass die π^+ -Photoerzeugung bereits bei niedrigen Energien asymptotisches Verhalten aufweist. Die weitgehende Energieunabhängigkeit des π^-/π^+ -Verhältnisses $R^{7,30}$ deutet an, dass dies auch bei der π^- -Erzeugung der Fall sein könnte, jedoch wären zu einer Klärung dieser Frage Messungen der Asymmetrie Σ^- bei höheren Energien erforderlich.

Aus physikalischen Gründen verschwindet die Asymmetrie Σ^+ bei $t = 0$ (vgl. Gl. (51) weiter unten), wächst dann aber sehr rasch auf etwa +1 an bei $-t = m_{\pi}^2 = 0.02 \text{ (GeV/c)}^2$ und bleibt auch bei grösseren t -Werten gross und positiv. Die Asymmetrie Σ^- erreicht auch nahezu den Wert +1 in der Nähe von m_{π}^2 (der kleinste gemessene Impulsübertrag ist 0.05 (GeV/c)^2) und zeigt damit nahe der Vorwärtsrichtung einen ähnlichen Verlauf wie Σ^+ . Mit wachsendem $|t|$ fällt aber Σ^- schnell ab und hat einen Nulldurchgang bei $-t \approx 0.3 \text{ (GeV/c)}^2$. Messungen bei 3 GeV zeigen, dass Σ^- bei noch grösseren t -Werten wieder positiv wird ¹⁰⁾.

Das Verhalten der Asymmetrien Σ^+ und Σ^- soll gemeinsam mit früheren Ergebnissen für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma_0^+/dt$ und für das

Verhältnis

$$R = \frac{\frac{d\sigma_0}{dt} (\gamma d \rightarrow \pi^- p p_s)}{\frac{d\sigma_0}{dt} (\gamma d \rightarrow \pi^+ n n_s)} \quad (48)$$

erörtert werden. R liefert in guter Näherung über die Beziehung

$$\frac{d\sigma_e}{dt} (\gamma n \rightarrow \pi^- p) = R \frac{d\sigma_0}{dt} (\gamma p \rightarrow \pi^+ n) \quad (49)$$

den Wirkungsquerschnitt für die π^- -Erzeugung am Neutron ³¹⁾.

Über die Gl. (17) erhält man die Wirkungsquerschnitte für polarisierte Photonen $d\sigma_{\perp}^{\pm}/dt$ und $d\sigma_{\parallel}^{\pm}/dt$. Nach Stichel ²⁾ tragen im Grenzfall hoher Energien zu σ_{\perp} nur natürlicher Paritätsaustausch ($P\tau = +1$) und zu σ_{\parallel} nur unnatürlicher Paritätsaustausch ($P\tau = -1$) bei. P ist die Parität und $\tau = (-1)^J$ die Signatur des ausgetauschten Teilchens. Messungen mit polarisierten Photonen haben daher besondere Bedeutung für Austauschmodelle.

Zunächst sollen aber einige allgemeine Beziehungen für die Photoerzeugung von geladenen Pionen aufgeführt werden. Der elektrische Strom der Hadronen hat zwei Anteile, die sich unter Isospintransformationen wie ein Skalar und ein Vektor verhalten und entgegengesetzte G-Parität haben ³²⁾. Die entsprechenden Matrixelemente für die Pionenerzeugung durch isoskalare und isovektorielle Photonen T_s und T_v liefern die Wirkungsquerschnitte

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^+}{dt} &\sim |T_v + T_s|^2 \\ \frac{d\sigma^-}{dt} &\sim |T_v - T_s|^2 \end{aligned} \quad (50)$$

In Tabelle 2 sind die Teilchen aufgeführt, die im t-Kanal der beiden Reaktionen ausgetauscht werden können. Für isoskalare Photonen (S) mit $G = -1$ ist nur Austausch von $G = +1$ und für isovektorielle Photonen (V) mit $G = +1$ Austausch von $G = -1$ erlaubt.

Tabelle 2: Austausch im t-Kanal der Reaktion $\gamma N \rightarrow \pi^+ N$

Photon	Austausch- teilchen	G	P	P_τ
V	π	-	-	-
V	A_1	-	+	-
V	A_2	-	+	+
S	ρ	+	-	+
S	B	+	+	-

Als Austauschteilchen sind hier auch Regge-Pole und Regge-Verzweigungs-schnitte zu verstehen, die die Quantenzahlen der aufgeführten Teilchen tragen. Die Wirkungsquerschnitte für polarisierte Photonen, ausgedrückt in den invarianten Amplituden A_i nach Ball ³³⁾ sind

$$\frac{d\sigma_{\perp}}{dt} = \frac{1}{32\pi} \left(1 - \frac{t}{4M^2}\right) (|A_1|^2 - t|A_4|^2) \quad (51)$$

$$\frac{d\sigma_{\parallel}}{dt} = \frac{1}{32\pi} (|A_1 + tA_2|^2 - t|A_3|^2)$$

V.2 π^+ -Photoerzeugung in der Nähe der Vorwärtsrichtung

Die Photoerzeugung geladener Pionen und insbesondere die π^+ -Erzeugung hat in den vergangenen Jahren besonderes Interesse gefunden, weil bis zu den höchsten experimentell untersuchten Energien ein scharfes Maximum des Wirkungsquerschnittes in Vorwärtsrichtung beobachtet wurde. $d\sigma_0^+/dt$ fällt oberhalb $-t = m_\pi^2$ relativ schwach mit $|t|$ ab und kann näherungsweise in der Form

$$\frac{d\sigma_0^+}{dt} = \frac{C}{(s - M^2)^2} e^{3t}$$

parametrisiert werden, während unterhalb m_π^2 ein sehr steiler Anstieg einsetzt, der den Vorwärtswirkungsquerschnitt gegenüber dem von grösseren Impulsüberträgen extrapolierten Wert verdoppelt. Die starke Änderung in dem kleinen Impulsübertragsbereich $0 \leq -t \leq m_\pi^2$ ist ein Hinweis darauf, dass Pionenaustausch eine wesentliche Rolle spielt. Ein ähnlich scharfes

Vorwärtsmaximum findet man in der Neutron-Proton-Ladungsaustausch-
streuung $n p \rightarrow p n$ ³⁴⁾, bei der ebenfalls Pionenaustausch von Bedeu-
tung sein sollte. Die Ergebnisse des vorliegenden Polarisationsex-
perimentes unterstreichen die Annahme, dass Pionenaustausch für die Struk-
tur im Wirkungsquerschnitt verantwortlich ist. In Abb. 23 sind die nach
Gl. 17 gebildeten Wirkungsquerschnitte $d\sigma_{\perp}^{+}/dt$ und $d\sigma_{\parallel}^{+}/dt$ dargestellt.
Bei $t = 0$ gilt nach Gl. (51)

$$\frac{d\sigma_{\perp}}{dt} = \frac{d\sigma_{\parallel}}{dt} = \frac{d\sigma_{\rho}}{dt}$$

Man erkennt, dass der steile Anstieg im Wirkungsquerschnitt für unpola-
risierte Photonen allein durch $d\sigma_{\parallel}^{+}/dt$ - also unnatürlichen Paritätsaus-
tausch - hervorgerufen wird, während sich $d\sigma_{\perp}^{+}/dt$ nahe der Vorwärtsrichtung
nur wenig verändert.

Dieses Verhalten der Wirkungsquerschnitte für $-t < 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$ wird nahe-
zu modellunabhängig über Summenregeln aus Photoerzeugungsdaten bei niedri-
gen Energien vorhergesagt ³⁾.

Eine Schwierigkeit in der Interpretation der Daten an Hand von Modellen
besteht darin, dass Pionenaustausch nicht allein für den Photoerzeugungs-
prozess verantwortlich sein kann, weil der Austausch eines elementaren oder
Regge-Pions nur zur invarianten Amplitude A_2 beiträgt und daher einen in
Vorwärtsrichtung verschwindenden Wirkungsquerschnitt liefert (siehe Gl. 51).
Die experimentellen Befunde können erklärt werden, wenn man eine zusätzliche
Amplitude einführt, die nahe der Vorwärtsrichtung nur schwach veränderlich
ist und in gleicher Weise zu σ_{\perp} und σ_{\parallel} beiträgt und die ausserdem des-
truktiv mit der Pionenaustauschamplitude interferiert. Das einfachste Modell,
das eine solche Amplitude liefert, ist das elektrische Bornterm-Modell, bei
dem der elementare Pionenaustausch durch den Nukleonenpol im s-Kanal er-
gänzt wird. Dieses Modell kann die Daten für $-t < m_{\pi}^2$ und alle Energien
oberhalb 1.2 GeV mit einer Abweichung von 20% beschreiben ³⁵⁾. Um den
 $/t$ -Abfall oberhalb m_{π}^2 auch nur annähernd wiederzugeben muss es durch Ab-
sorptionskorrekturen oder Formfaktoren modifiziert werden. Gegen das Mo-
dell spricht ferner ³⁶⁾, dass es nicht in entsprechender Form auf die np-
Ladungsaustauschstreueung anwendbar ist, da dort Pole im s-Kanal verboten
sind.

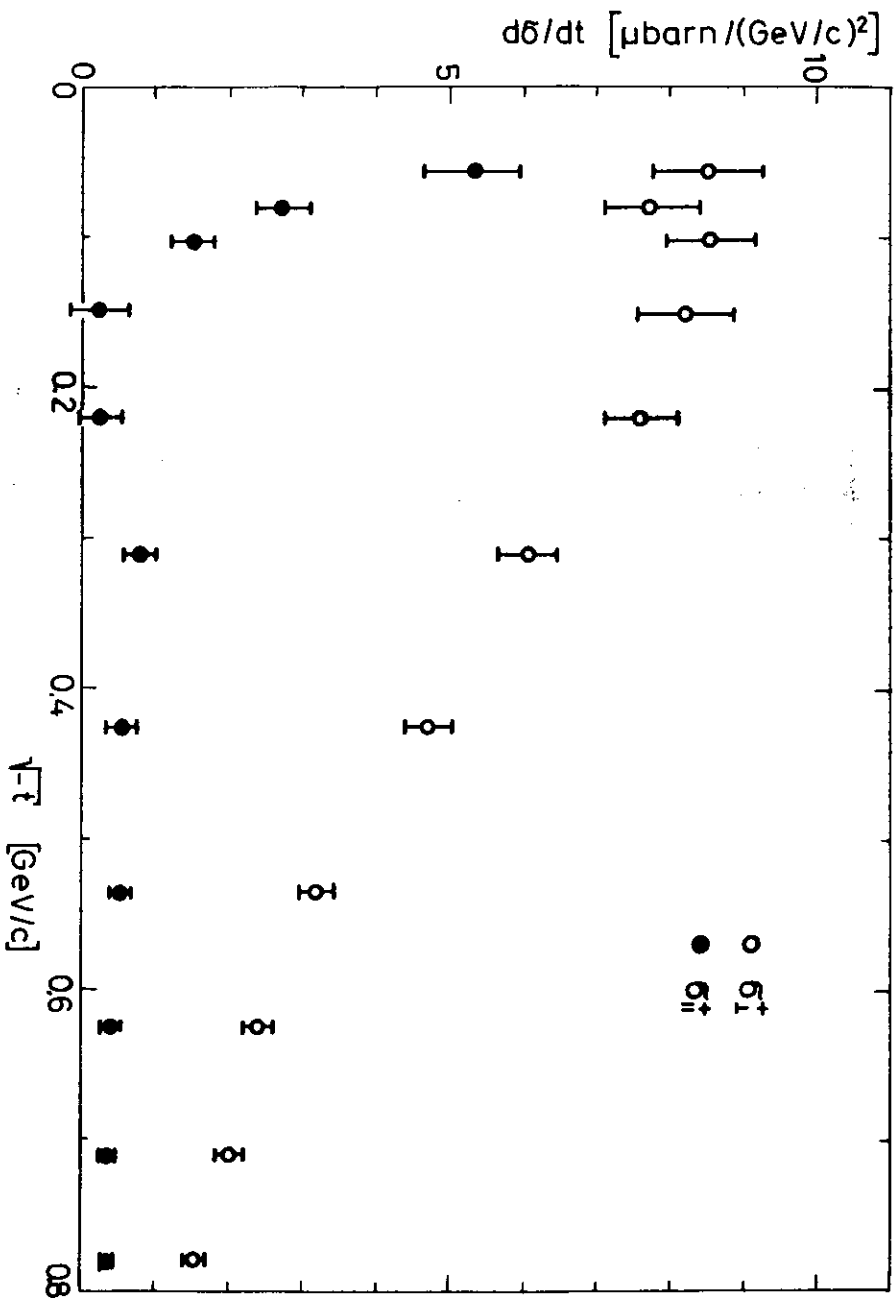


Abb. 23: σ_I und σ_{II} für $\pi^+\pi^-$ -Erzeugung

Unter den Regge-Modellen haben "Konspirations"-Modelle ³⁷⁾, die nur Pole verwenden, an Bedeutung verloren, da sie ein bisher unbekanntes skalares Teilchen π_c mit der Masse des Pions vorhersagen und mit der Faktorisierungsregel für die Residuenfunktionen nicht vereinbar sind. Dagegen sieht man heute die Lösung eher in Modellen, die zu den Regge-Polen Verzweigungsschnitte hinzunehmen.

Verzweigungsschnitte stellen eine folgerichtige Ergänzung zu reinen Polansätzen dar, da man sie als Vielfachstreuung oder Absorptionskorrekturen interpretieren kann ³⁸⁾. Es handelt sich im einfachsten Falle um Doppelaustauschamplituden, bei denen neben dem Austausch eines führenden Regge-Pols eine Diffraktionsstreuung stattfindet, die durch Pomeron-austausch beschrieben wird. Mit Ausnahme der Parität, die undefiniert ist, besitzen diese Schnitte die Quantenzahlen des führenden Pols. Die Schnittamplitude interferiert destruktiv mit der Polamplitude. In der Wahl der Parameter für die Regge-Schnitte besitzt man eine beträchtliche Freiheit, da man verschiedene Ansätze für den Regge-Pol machen kann und die Eigenschaften des Pomerons nicht geklärt sind. Ausserdem kann die Diffraktionsstreuung auch über Quasi-Zweitteilchenzwischenzustände ablaufen, die z.B. statt eines Nukleons ein angeregtes Nukleon enthalten. In der "strong-cut"-Version des Regge-Modells werden solche Zwischenzustände pauschal dadurch berücksichtigt, dass man einen freien Parameter $\lambda > 1$ einführt, mit dem der Schnittbeitrag multipliziert wird. In der "weak-cut"-Version bleiben sie mit $\lambda = 1$ unberücksichtigt.

Aufgrund der prinzipiellen Eigenschaften von Verzweigungsschnitten bietet sich ein Modell mit einem Pion-Regge-Pol und einem Pion-Pomeron-Schnitt zur Erklärung der Wirkungsquerschnitte σ_{\perp}^+ und σ_{\parallel}^+ bei sehr kleinen Impulsüberträgen geradezu an: der π P-Schnitt trägt, da er keine definierte Parität besitzt, im gleichen Masse zu σ_{\perp} und σ_{\parallel} bei, wobei der Beitrag zu σ_{\parallel} destruktiv mit dem Pion-Pol interferiert. Allerdings ist ein sehr starker Schnitt erforderlich. In Ref. 39 wird ein Wert $\lambda = 2.7$ angegeben, der mit den Voraussetzungen des Modells eigentlich nicht vereinbar ist.

V. 3 Beschreibung der π^+ - und π^- -Photoerzeugung im Rahmen von Austauschmodellen

Pion-Pol und π P-Schnitt reichen zur Beschreibung des Photoerzeugungsprozesses nicht aus, da dann nur isovektorielle Photonen an der Reaktion beteiligt wären und die Wirkungsquerschnitte für π^+ - und π^- -Erzeugung nach (50) gleich sein müssten. Experimentell findet man jedoch, dass R deutlich von 1 abweicht ^{7,30}). Das kann nur durch eine Interferenz von T_V und T_S in (50) erreicht werden, d.h. sowohl isovektorielle als auch isoskalare Photonen nehmen an der Reaktion teil. Das bedeutet für den Teilchenaustausch, dass Teilchen mit gleichem P_T aber verschiedener G-Parität miteinander interferieren, dass man also z.B. zum Pion das B-Meson oder das Paar ρ - A_2 hinzunehmen muss. Die Polarisationsmessungen entscheiden für den letzteren Fall. In Abb. 24 sind dazu die π^-/π^+ -Verhältnisse für unpolarisierte und polarisierte Photonen

$$R = \frac{\sigma_0^-}{\sigma_0^+} = \frac{\frac{d\sigma_0}{dt}(\gamma d \rightarrow \pi^- p p_s)}{\frac{d\sigma_0}{dt}(\gamma d \rightarrow \pi^+ n n_s)}$$

$$R_{\perp} = \frac{\sigma_{\perp}^-}{\sigma_{\perp}^+} = R \frac{1 + \Sigma^-}{1 + \Sigma^+} \quad R_{\parallel} = \frac{\sigma_{\parallel}^-}{\sigma_{\parallel}^+} = R \frac{1 - \Sigma^-}{1 - \Sigma^+}$$

aufgetragen. Für $-t \leq m_{\pi}^2$ liegen keine Messungen von Σ^- vor. Es wird angenommen, dass $\Sigma^- = \Sigma^+$ ist und dass bei $t = 0$ $R = 1$ gilt, woraus $R_{\perp} = R_{\parallel} = 1$ folgt. Die entsprechenden Werte sind in Abb. 24 durch das Symbol "□" gekennzeichnet. R_{\perp} hat nahezu den Wert 1 bei $t \rightarrow 0$ und sinkt ab bis auf 0.2 bei $\sqrt{-t} = 0.7$ GeV/c. Es zeigt sich also eine sehr grosse Isoskalar-Isovektor-Interferenz im natürlichen Paritätsaustausch. R_{\parallel} dagegen ist überall mit 1 verträglich, wenn auch wegen der grossen Fehler dieses Verhältnis eine Interferenz im unnatürlichen Paritätsaustausch nicht ausgeschlossen werden kann. Da aber σ_{\parallel} wesentlich kleiner als σ_{\perp} ist, kann eine solche Interferenz nur einen geringen Einfluss auf R haben.

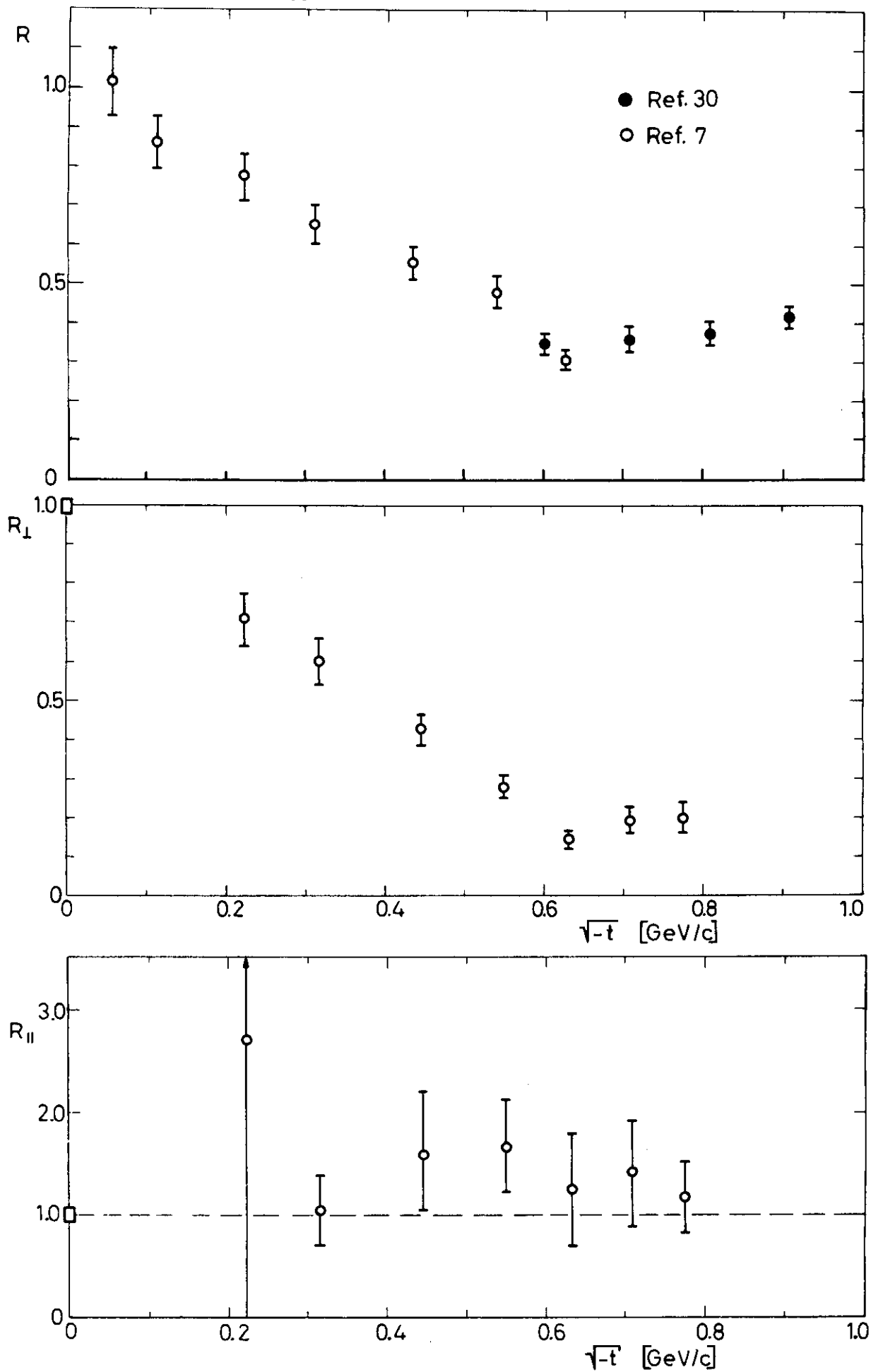


Abb. 24: π^-/π^+ -Verhältnis für unpolarisierte und polarisierte Photonen, $k = 3.4$ GeV.

Die zusätzlichen Beiträge erfordern wiederum Verzweigungsschnitte, denn bei einem reinen Polansatz für die ρ -Amplitude sollte der Interferenzterm

$$\operatorname{Re}(T_V T_S^*) \sim \frac{d\sigma_0^+}{dt} (1-R)$$

ein Minimum bei $t \approx -0.6 \text{ (GeV/c)}^2$, der Nullstelle der ρ -Trajektorie, haben. Experimentell hat aber dort das π^-/π^+ -Verhältnis R keineswegs einen Wert in der Nähe von 1. Insgesamt haben Regge-Modelle für die Photoerzeugung von geladenen Pionen so viele Parameter, dass keine echten Modellvorhersagen möglich sind. Es soll daher hier auf die Diskussion spezieller Regge-Modelle verzichtet werden. Eine Übersicht und ausführliche Literaturangaben findet man in Ref. 37 und insbesondere über Regge-Schnitte in Ref. 38, 40.

V.4 Vektormeson-Dominanz-Modell

Nach dem Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM) können Photoerzeugungsreaktionen zu Vektormesonreaktionen in Beziehung gesetzt werden ⁴¹⁾. In diesem Modell koppelt ein isovektorielles Photon über einen ρ^0 -Zwischenzustand an Hadronen, ein isoskalares Photon über einen ω - oder ϕ -Zwischenzustand. Das Matrixelement für Pionphotoerzeugung ist nach der Beziehung

$$T(\gamma N \rightarrow \pi N) = \sum_V \frac{\sqrt{\alpha \pi}}{\gamma_V} T(V_{\text{trans}} N \rightarrow \pi N)$$

$V = \rho^0, \omega, \phi$; γ_V Kopplungskonstante

mit der Pionerzeugung durch transversal polarisierte Vektormesonen verknüpft. Unter Anwendung von Isospin- und Zeitumkehrinvarianz kann man stattdessen die experimentell zugänglichen Reaktionen $\pi^- p \rightarrow V_{\text{trans}} n$ zum Vergleich heranziehen. Der Beitrag der ϕ -Reaktion wird wegen des kleinen Wirkungsquerschnitts vernachlässigt. Betrachtet man die Summe von π^+ - und π^- -Photoproduktion, dann fällt nach Gl. (50) der unbekannte ρ - ω -Interferenzterm weg und man erhält eine Beziehung zwischen Wirkungsquerschnitten.

Hierbei kann auch noch der ω -Beitrag vernachlässigt werden, weil

$$\frac{1}{\delta_\rho^2} \cdot \frac{1}{\delta_\omega} \approx 9 : 1$$

und $\sigma(\pi N \rightarrow \rho^0 N) > \sigma(\pi N \rightarrow \omega N)$ gilt. Mit Hilfe der ρ^0 -Meson-Dichtematrixelemente im s-Kanal-Helizitätssystem kann man die Wirkungsquerschnitte für Pionerzeugung mit unpolarisierten und polarisierten Photonen und die Asymmetrie in folgender Weise darstellen:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma_c^+}{dt} + \frac{d\sigma_c^-}{dt} \right) = \rho_{11} \cdot \left(\frac{p_\rho^*}{p_\pi^*} \right)^2 \cdot \frac{\alpha \pi}{\delta_\rho^2} \cdot \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \rho^0 n) \quad (52a)$$

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma_\perp^+}{dt} + \frac{d\sigma_\perp^-}{dt} \right) = (\rho_{11} + \rho_{1-1}) \left(\frac{p_\rho^*}{p_\pi^*} \right)^2 \cdot \frac{\alpha \pi}{\delta_\rho^2} \cdot \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \rho^0 n) \quad (52b)$$

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma_\parallel^+}{dt} + \frac{d\sigma_\parallel^-}{dt} \right) = (\rho_{11} - \rho_{1-1}) \left(\frac{p_\rho^*}{p_\pi^*} \right)^2 \cdot \frac{\alpha \pi}{\delta_\rho^2} \cdot \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \rho^0 n) \quad (52c)$$

$$\underline{\Sigma}^+(\pi^+, \pi^-) \equiv \frac{(\sigma_\perp^+ + \sigma_\perp^-) - (\sigma_\parallel^+ + \sigma_\parallel^-)}{(\sigma_\perp^+ + \sigma_\perp^-) + (\sigma_\parallel^+ + \sigma_\parallel^-)} = \frac{\Sigma^+ + R \Sigma^-}{1 + R} = \frac{\rho_{1-1}}{\rho_{11}} \quad (52d)$$

Die experimentelle Prüfung der Relationen für polarisierte Photonen führte in der Vergangenheit zu Diskrepanzen, die zum Teil in der nicht hinreichend genauen Bestimmung des ρ_{1-1} -Dichtematrixelementes begründet waren. Eine prinzipielle Schwierigkeit theoretischer Natur besteht darin, dass es a priori kein ausgezeichnetes Koordinatensystem gibt, in dem die ρ -Dichtematrixelemente zur Prüfung dieser Relation zu bestimmen sind. Wegen der verschwindenden Ruhemasse des Photons sind Rotationen um die Normale zur Reaktionsebene äquivalent zu Eichtransformationen und haben daher keinen Einfluss auf messbare Größen in der Photoproduktion. Bei der ρ -Erzeugung ist die Kombination $(\rho_{11} + \rho_{1-1})$ invariant gegen solche Rotationen, während sich $(\rho_{11} - \rho_{1-1})$ ändert. Daher ist nur die Relation (52b) unabhängig vom Bezugssystem. Zur Festlegung des geeigneten Koordinatensystems sind Annahmen über die Dynamik des Prozesses, beispielsweise über die Art der Massenextrapolation der Amplituden, erforderlich. Aufgrund verschiedener Arbeiten hat sich heute die Ansicht durchgesetzt, dass

das s-Kanal Helizitätssystem gewählt werden sollte ⁴²⁾. Von den vier Relationen (52) sind jeweils nur zwei unabhängig voneinander. In Abb. 25 werden die Relationen (52b) und (52d) geprüft. Die eine ist unabhängig vom Bezugssystem, die andere unabhängig von der Kopplungskonstanten γ_ρ . Für die ρ -Erzeugung werden Daten eines Experimentes bei 15 GeV/c ⁴³⁾ verwendet, das auch bei kleinen Impulsüberträgen eine wesentlich bessere Statistik besitzt als bisherige Experimente. Die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte wird mit einem Faktor $(s-M^2)^2$ berücksichtigt. Für Impulsüberträge $-t < m_\pi^2$ wurde angenommen, dass die Asymmetrien für π^+ und π^- -Photoerzeugung gleich sind, was gerechtfertigt erscheint, da dort das Verhalten der Asymmetrie im wesentlichen durch den Pion-Austausch bestimmt wird. Die entsprechenden Punkte in Abb. 25 sind durch das Symbol " \square " gekennzeichnet. Die Relation (52d) ist für $-t < 1.5 m_\pi^2$ gut erfüllt; oberhalb davon zeigt sich jedoch eine ähnliche Diskrepanz wie bei früheren VDM-Vergleichen von $\Sigma(\pi^+ + \pi^-)$ und ρ_{1-1}/ρ_{11} .

Die Wirkungsquerschnitte in Abb. 25a unterscheiden sich um einen Faktor $\approx 2-3$. Für die $\gamma\rho$ -Kopplungskonstante wurde der Wert $\gamma_\rho^2/4\pi = 0.5$ verwendet. Nimmt man stattdessen den neuesten Speicherring-Wert $\gamma_\rho^2/4\pi = 0.64 \pm 0.05$ ⁴⁴⁾, so ist die Abweichung noch grösser. Um die Wirkungsquerschnitte annähernd in Übereinstimmung zu bringen wäre ein Wert für $\gamma_\rho^2/4\pi$ erforderlich, der zwischen 0.2 und 0.3 liegt. Ähnliche niedrige Werte ergeben sich, wenn man den totalen Photon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt oder die Comptonstreuung mit der Photoerzeugung von Vektormesonen in Beziehung setzt ⁴⁵⁾.

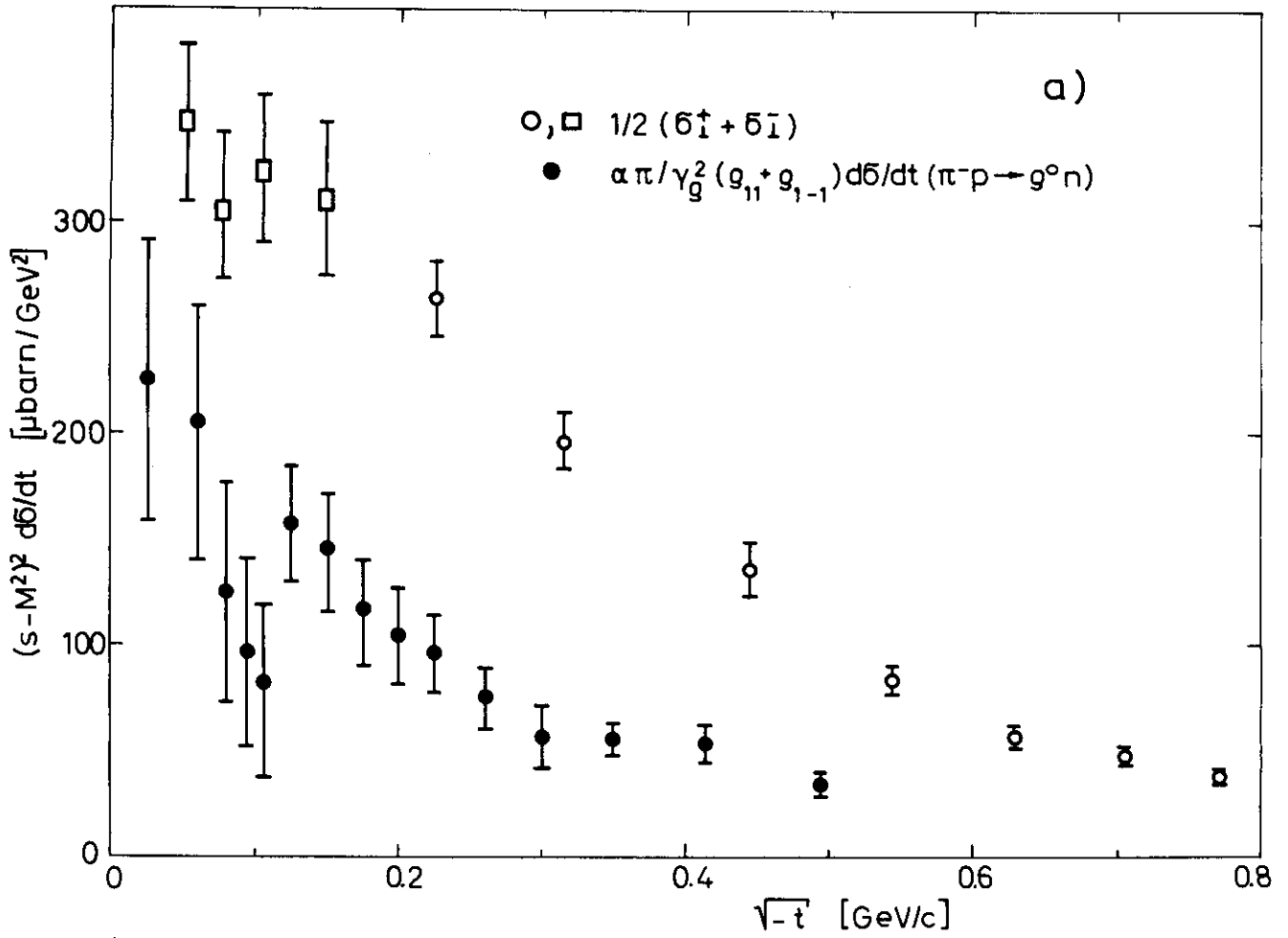


Abb. 25a

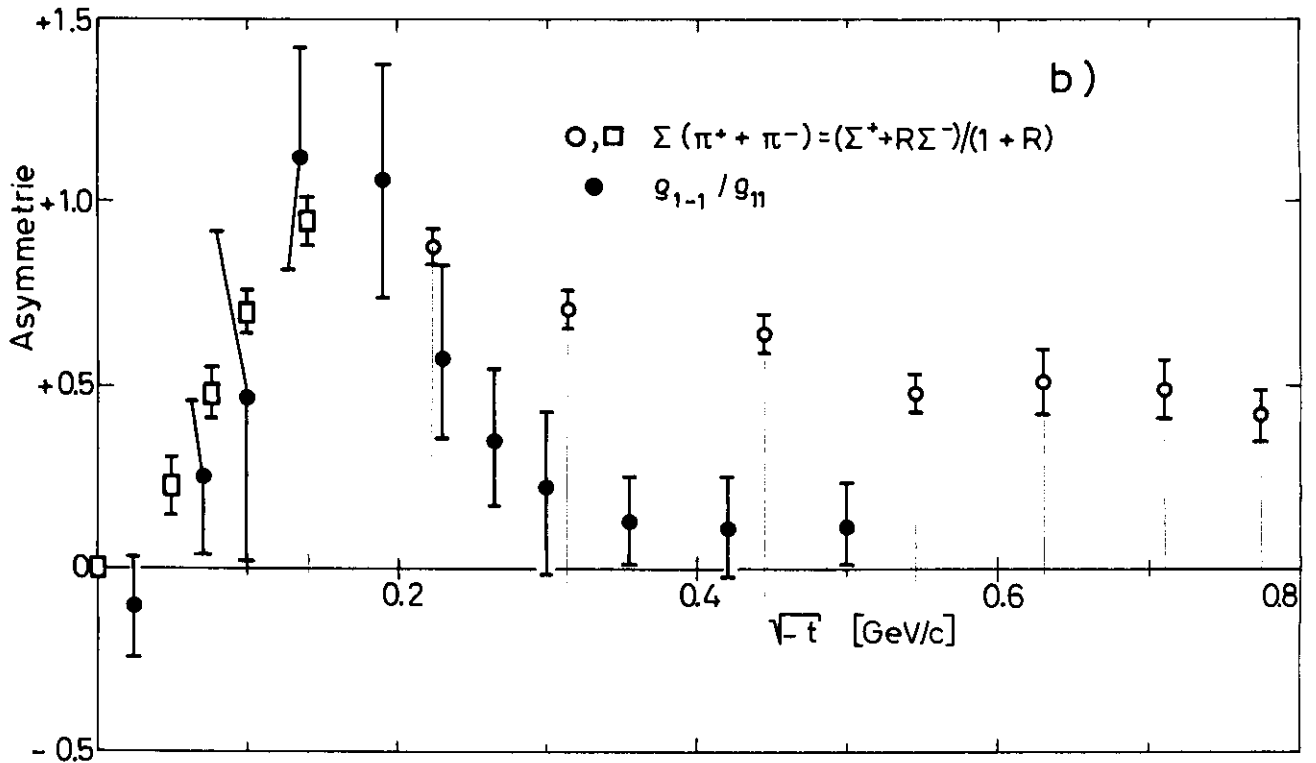


Abb. 25: Vergleich von π -Photoproduktion und ρ^0 -Produktion nach dem Vektormeson-Dominanz-Modell

Anhang

Kohärente Bremsstrahlung

Eine ausführliche Behandlung der kohärenten Bremsstrahlung findet man in den Übersichtsartikeln von Diambri ⁴⁶⁾ und Timm ⁴⁷⁾. Sie werden in den folgenden Ausführungen ohne nochmaliges Zitat mehrfach verwendet. Beim Bremsstrahlungsprozess $e + A \rightarrow A + e' + \gamma$ ist wegen der Erhaltung des Viererimpulses die Anwesenheit eines Objektes A zur Aufnahme eines sehr kleinen longitudinalen Impulsübertrages q_1 erforderlich. Für einen festen Gesamtimpulsübertrag \vec{q} sind die Photonen linear polarisiert. Experimentell kann man diskrete Rückstossimpulse realisieren, wenn man einen Kristall als Bremsstrahlungstarget verwendet. In Analogie zu den Erscheinungen bei der Interferenz von Röntgenstrahlen oder bei der Elektronenbeugung kann ein Kristall nur Rückstossimpulse aufnehmen, die den Vektoren oder Punkten des reziproken Gitters entsprechen. Man spricht dann von kohärenter Bremsstrahlung, weil wegen der Kleinheit von q_1 , d.h. wegen

$$q_1 a \ll \hbar \quad (a = \text{Gitterkonstante})$$

sehr grosse Gitterbereiche in den Prozess einbezogen werden.

Eine wichtige Grösse zur Berechnung von Bremsspektren bei festem Impulsübertrag ist der minimale Impulsübertrag δ , der von Energie des primären Elektrons E_0 und der Energie des Bremsquants k oder der Variablen

$$x = k/E_0$$

abhängt. Unter der Voraussetzung, dass die Masse von A gross gegen die Elektronenmasse m_e ist und dass

$$\left(\frac{m_e}{E_0 - k} \right)^2 \ll 1$$

ist, gilt

$$\delta = \delta(E_0, x) = \frac{m_e^2}{2 E_0} \cdot \frac{x}{1 - x} \quad (A1)$$

Für $E_0 = 7.2 \text{ GeV}$ und $x = 0.5$ findet man $\delta = 18 \text{ eV}/c$. δ ist gleichzeitig die untere Grenze für den longitudinalen Impulsübertrag:

$$q_1^{\text{min}} = \delta$$

Dagegen unterliegt der transversale Impulsübertrag q_t keinen kinematischen Einschränkungen.

Aus der Ungleichung $q_1 \geq q_1^{\min}$ folgt mit (A1) eine obere Grenze x_d für x :

$$x \leq x_d = \frac{q_l}{q_l + \frac{m_e^2}{2E_0}} \quad (\text{A2})$$

d.h. bei festem \vec{q} sind Photonen mit $x > x_d$ verboten. Abb. A1 zeigt schematisch die Form eines Bremsspektrums bei festgehaltenen Impulsübertrag \vec{q} . Man erkennt, dass die Intensität der Bremsstrahlung sprunghaft für $x > x_d$ verschwindet, dagegen für $x \leq x_d$ kontinuierlich mit x gegen 0 abfällt.

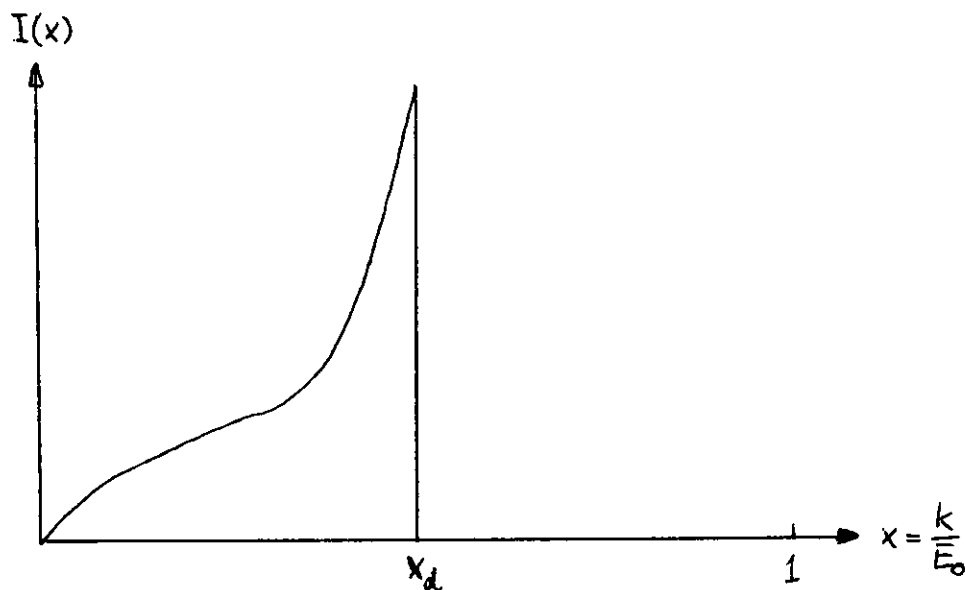


Abb. A1: Bremsspektrum bei festem Impulsübertrag (schematisch)

Tragen bei einem Kristalltarget mehrere reziproke Gitterpunkte zur Bremsstrahlung bei, so stellt das resultierende Bremsspektrum eine Überlagerung von Einzelspektren nach Abb. A1 dar.

Neben der kohärenten Bremsstrahlung gibt es wegen der Wärmebewegung der Gitteratome wie beim Mößbauereffekt auch einen inkohärenten Beitrag. Dieser hat eine Intensitätsverteilung wie Bremsstrahlung von einem amorphen Target.

Der vollständige Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlung von einem Kristall ist gegeben durch

$$\frac{d\sigma}{dk} = \frac{\alpha Z^2}{k} \left(\frac{e^2}{m_e} \right)^2 \left[(2 - 2x + x^2) (\psi_1^c + \psi_1^i) - \frac{2}{3}(1 - x) (\psi_2^c + \psi_2^i) \right] \quad (A3)$$

wobei ψ_1^c , ψ_2^c und ψ_1^i , ψ_2^i Funktionen von E_0 und x sind, die die kohärenten und inkohärenten Anteile beschreiben. Aus dem Wirkungsquerschnitt erhält man die Intensität

$$I(E_0, k) = C k \frac{d\sigma}{dk}$$

Wählt man als Normierung

$$C^{-1} = \frac{1}{k_{\max}} \int_0^{k_{\max}} k \frac{d\sigma}{dk} dk \quad (k_{\max} = E_0),$$

so erhält man die Spektrumsfunktion $f(k)$ (vgl. III.2.2).

ψ_1^i und ψ_2^i sind in guter Näherung konstant, und für einen Diamanten gilt bei Berücksichtigung der Bremsstrahlung an den Hüllenelektronen:

$$\psi_1^i = 18.2 \quad \psi_2^i = 17.4$$

Die kohärenten Anteile sind

$$\begin{aligned} \psi_1^c &= \frac{1}{4\pi} \left(\frac{b}{m_e} \right)^3 \frac{\delta}{m_e} \sum_{\vec{g}, g_1 \geq \delta} |S(\vec{g})|^2 e^{-Ag^2} F(g^2) \frac{g_t^2}{g_1^2} \\ \psi_2^c &= \frac{3}{4\pi} \left(\frac{b}{m_e} \right)^3 \frac{\delta}{m_e} \sum_{\vec{g}, g_1 \geq \delta} |S(\vec{g})|^2 e^{-Ag^2} F(g^2) \frac{g_t^2}{g_1^2} \left(\frac{\delta}{g_1} - \frac{\delta^2}{g_1^2} \right) \end{aligned} \quad (A4)$$

Die Abhängigkeit von E_0 und x kommt über den minimalen Impulsübertrag δ (siehe Gl. (A1)) herein. Die Summe in (A4) wird über Rückstossimpulse \vec{g} ausgeführt, die durch die Punkte des reziproken Gitters gegeben sind und der Einschränkung $g_1 \geq \delta$ für den longitudinalen Impulsübertrag unterliegen. $\vec{b}_1, \vec{b}_2, \vec{b}_3$ seien die Achsen des reziproken Gitters mit der Konstanten $b = |\vec{b}_1| = 2\pi/a$, wobei a die Gitterkonstante ist. Dann gilt

$$\vec{g} = \sum_{i=1}^3 g_i \frac{\vec{b}_i}{|\vec{b}_i|} = \sum_{i=1}^3 h_i \vec{b}_i \quad \text{mit } h_i \text{ ganzzahlig}$$

Daneben wird auch die abkürzende Schreibweise $\vec{h} = (h_1, h_2, h_3)$ verwendet. $F(q^2)$ ist der Formfaktor für das durch die Hüllenelektronen abgeschirmte Coulombpotential des Kerns, $\exp(-Aq^2)$ ist der Debye-Waller-Faktor, der das Gewicht für den kohärenten Anteil darstellt, und $S(\vec{g})$ ist der Strukturfaktor eines Gitterpunktes. Bei einem Diamanten lauten die Zahlenwerte:

$$\begin{aligned} a &= 3.56 \cdot 10^{-8} \text{ cm} & A &= 386 (\text{MeV}/c)^{-2} \quad (\text{bei } 20^\circ \text{ C}) \\ b &= 3.5 \text{ keV}/c & |S(\vec{g})|^2 &= 0, 32, 64 \end{aligned}$$

Im folgenden wird der kohärente Anteil des Bremsspektrums diskutiert. Der Formfaktor $F(q^2)$, der ungefähr wie q^{-4} abfällt, bewirkt, dass nur Gitterpunkte in der unmittelbaren Umgebung des Ursprungs wesentlich zur Intensität beitragen. Damit haben die Rückstossimpulse eine Grössenordnung von 10 keV/c. Der Debye-Waller-Faktor liegt dann sehr nahe bei 1 und zeigt nur eine geringe q^2 -Abhängigkeit. Das Spektrum von einem einzelnen Gitterpunkt \vec{g} bei gegebener Elektronenenergie E_0 hat nach Gl. (A3) und (A4) die Form:

$$I^C(x) \sim \delta(x) \frac{g_t^2}{g_1^2} \left[(1-x) \left(1 - 2 \frac{\delta(x)}{g_1} + 2 \frac{\delta^2(x)}{g_1^2} \right) + \frac{x^2}{2} \right] \text{ für } g_1 \geq \delta(x)$$

$$I^C(x) = 0 \quad \text{für } g_1 < \delta(x)$$

Die Intensität fällt von ihrem Maximum bei $g_1 = \delta$ mindestens wie g_1^{-2} ab. Daher kommen für hohe Intensitäten nur longitudinale Impulsüberträge in der Grössenordnung von δ in Frage, d.h. bei $E_0 \approx 7 \text{ GeV}$ einige 10 eV/c. Der gesamte Impulsübertrag ist in diesem Fall um einen Faktor 100 bis 1000 grösser, so dass der transversale Impulsübertrag mit $g_t \sim |g|$ praktisch konstant ist und keinen Einfluss auf die Form des Spektrums hat. Betrachtet man die maximal erreichbare Intensität - also die Intensität für $g_1 = \delta(x)$ - als Funktion von x und berücksichtigt, dass nach Gl. (A1)

$$\delta(x) \sim \frac{x}{1-x}$$

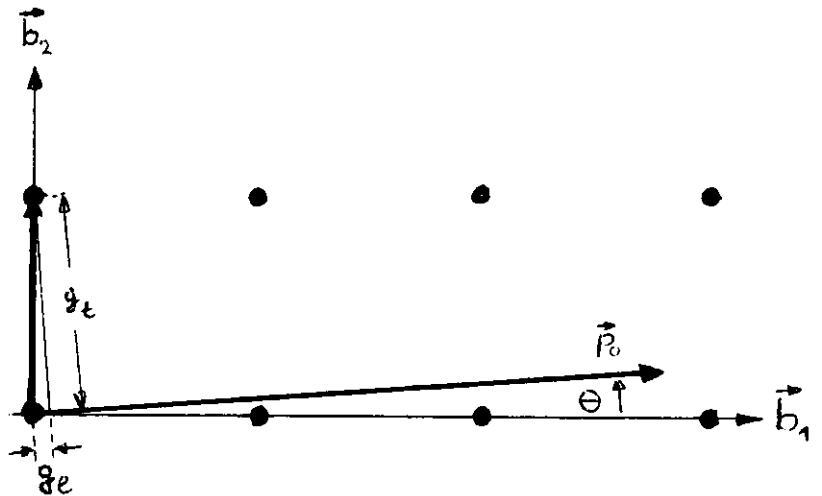
so erhält man

$$I^C(x) \sim \frac{1-x}{x} \left(1 - x + \frac{x^2}{2} \right)$$

Die maximale Intensität divergiert für kleine Photonenenergien ($x \rightarrow 0$) und verschwindet an der Bremskante ($x \rightarrow 1$). Vernünftige Intensitäten kohärenter Bremsstrahlung kann man daher nur bei Photonenenergien, die weit unterhalb der Bremskante liegen, erhalten.

Die relativ zum Gesamtimpulsübertrag sehr kleinen Werte von g_1 erreicht man dadurch, dass man die primären Elektronen unter einem sehr kleinen Winkel θ zu einer Kristallachse, z.B. \vec{b}_1 (siehe Abb. A2) auf den Kristall auftreffen lässt. Nur Gitterpunkte, die in der Ebene $g_1 = 0$ liegen,

liefern dann wesentliche Beiträge zur Gesamtintensität. Im allgemeinen hat \vec{p}_0 einen Azimutwinkel α bezüglich der durch \vec{b}_1 und \vec{b}_2 aufgespannten Ebene, die durch $g_3 = 0$ gegeben ist (vgl. Abb. A2).



Dann gelten für die Gitterpunkte in der Ebene $g_1 = 0$ und für $\theta \ll 1$ die Beziehungen

Abb. A2: Schematisches Impulsdigramm im reziproken Gitter (die Größenverhältnisse von g_1 , g_t und p_0 sind stark verzerrt)

$$g_1 = \theta (g_2 \cos \alpha + g_3 \sin \alpha)$$

$$g_t = \sqrt{g_2^2 + g_3^2 - \theta^2 (g_2 \cos \alpha + g_3 \sin \alpha)^2} \approx \sqrt{g_2^2 + g_3^2} = g \quad (\text{A5})$$

Die lineare Polarisation P der Photonen bezüglich einer Referenzebene wird definiert als

$$P = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}}$$

wobei N_{\perp} (N_{\parallel}) die Zahl der Photonen angibt, deren elektrischer Vektor senkrecht (parallel) zu der Referenzebene steht. Sei die Referenzebene eine Ebene, die mit \vec{b}_1 als Achse um den Winkel β gegenüber der Ebene $g_3 = 0$ gedreht ist, dann gilt wiederum für $g_1 = 0$ in der Näherung $\theta \ll 1$:

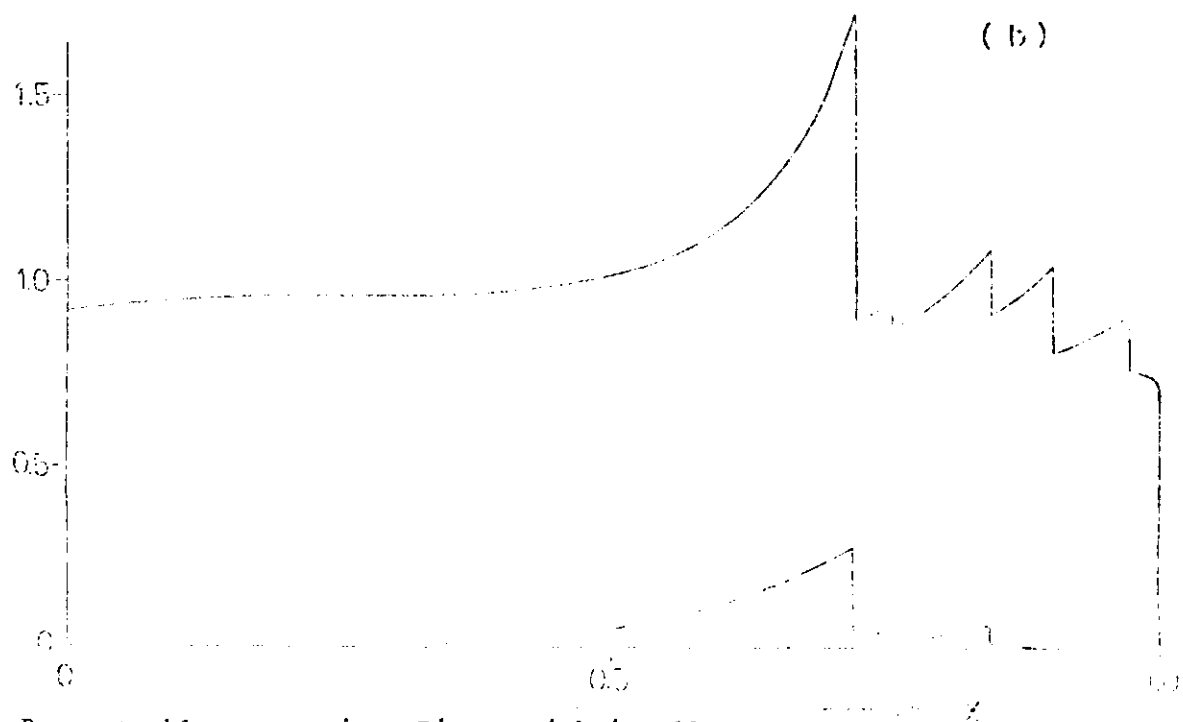
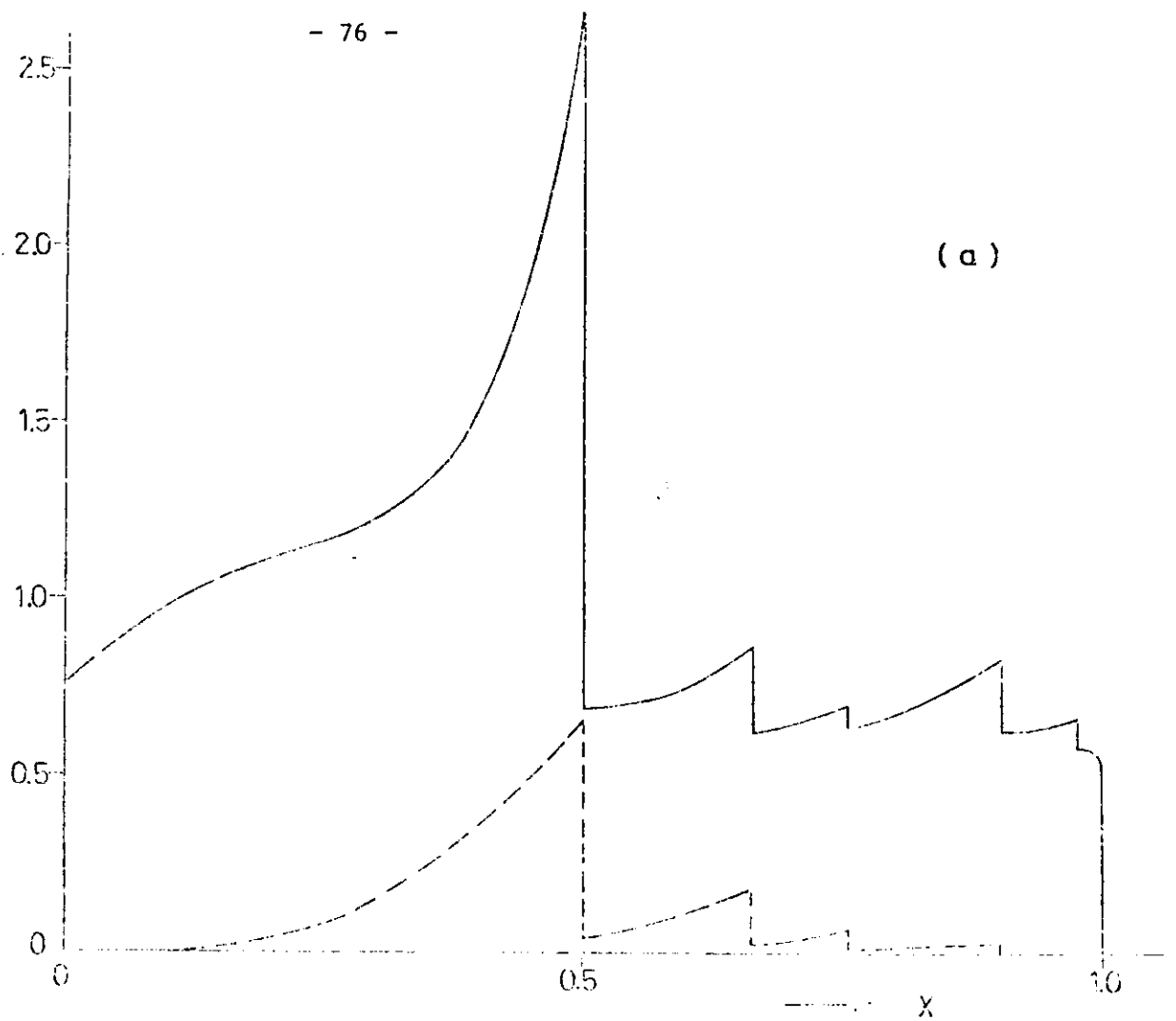


Abb. A²: Bremsstrahlung von einem Diamantkristall,
—— Spektrum, - - - - - Polarisationsgrad (theoretisch)
 $E_0 = 7.2 \text{ GeV}$, Impulsübertrag beim Hauptmaximum $q = 2.85 \text{ keV/c}$
(a) $q_1 = 18.2 \text{ eV/c}$ - (b) $q_1 = 22.2 \text{ eV/c}$

$$P \frac{d\sigma}{dk} = \frac{\alpha Z^2}{k} \left(\frac{e^2}{m_e} \right)^2 \cdot 2(1-x) \psi_3^c$$

$$\text{mit } \psi_3^c = -\frac{1}{4\pi} \left(\frac{b}{m_e} \right)^3 \frac{\delta}{m_e} \sum_{g_2, g_3; g_1 \geq \delta} |S(\vec{g})|^2 e^{-Ag^2} F(g^2) * \quad (\text{A6})$$

$$* \frac{\delta^2}{4g_1} \left[(g_2^2 - g_3^2) \cos 2\beta + 2g_2 g_3 \sin 2\beta \right]$$

P ist für einen bestimmten Gitterpunkt maximal, wenn $\text{tg}\beta = g_3/g_2$ ($\theta \ll 1$), d.h. der elektrische Vektor des Photons liegt bevorzugt in der durch \vec{p}_0 und \vec{q} aufgespannten Ebene. Die Polarisationsrichtungen unterscheiden sich daher für verschiedene Gitterpunkte, so dass beim Aufsummieren der Einzelbeiträge zum Gesamtspektrum eine Depolarisation eintreten kann. Die Gesamtpolarisation ist besonders hoch, wenn ein einzelner Gitterpunkt den Hauptbeitrag zum kohärenten Spektrum liefert. Beispiele für vollständige "Einpunkt"-Spektren sind in Abb. A3 wiedergegeben. Man erkennt, dass Intensität und Polarisationsgrad der charakteristischen Spitze im Spektrum mit wachsendem x abnehmen.

LITERATURVERZEICHNIS

- 1) M.Gell-Mann, F.Zachariasen,
Phys.Rev. 124 (1961), 953
N.M.Kroll, T.D. Lee, B.Zumino,
Phys.Rev. 157 (1967), 1376
- 2) P.Stichel, Zeitschr.f.Physik 180 (1964), 170
K.Schilling, P.Seyboth, G.Wolf,
Nucl.Phys. B 15 (1970), 397
- 3) Eine Zusammenstellung der Messgrößen findet man z.B. bei
J.D. Jackson, C.Quigg, Nucl.Phys. B 22, 301 (1970)
- 4) G.Buschhorn, P.Heide, U.Kötz, R.A.Lewis, P.Schmüser, H.J.Skronn,
Phys.Lett. 25 B (1967), 622
- 5) A.M.Boyarski, F.Bulos, W.Busza, R.Diebold, S.D.Ecklund, G.E.Fischer,
J.R.Rees, B.Richter,
Phys.Rev.Lett. 20 (1968), 300
- 6) Eine Übersicht gibt z.B. A.Dar, Ann.Phys. (N.Y.) 69 (1972), 1
- 7) P.Heide, U.Kötz, R.A.Lewis, P.Schmüser, H.J.Skronn, H.Wahl,
Phys.Rev.Lett. 21 (1968), 248; siehe auch Ref. 19
- 8) C.Geweniger, P.Heide, U.Kötz, R.A.Lewis, P.Schmüser, J.H.Skronn,
H.Wahl, K.Wegener,
Phys.Lett. 28 B (1968), 155 und Phys.Lett. 29 B (1969), 41;
H.Burfeindt, G.Buschhorn, C.Geweniger, P.Heide, R.Kotthaus,
H.Wahl, K.Wegener
Phys.Lett. 33 B (1970), 509
- 9) H.Burfeindt, G.Buschhorn, C.Geweniger, P.Heide, R.Kotthaus,
H.Wahl, K.Wegener,
Proceedings of the IV Int.Symp. on Electron and Photon Interactions
at High Energies, Daresbury (1969), Abstract 86

- 10) Z.Bar-Yam, J.de Pagter, J.Dowd, W.Kern
Phys.Rev.Lett. 24 (1970), 1078
Z. Bar-Yam, J.de Pagter, J.Dowd, W.Kern, D.Luckey, L.S.Osborne,
Phys.Rev.Lett. 25 (1970), 1053
- 11) R.F.Schwitters, J.Leong, D.Luckey, L.S.Osborne, A.M.Boyarski,
S.D.Ecklund, R.Siemann, B.Richter,
Phys.Rev.Lett. 27 (1971), 120
- 12) G.Wolf, Nucl.Phys. B 26 (1971), 317
- 13) E.Raquet, DESY Interner Bericht S2-68/2 (1968)
- 14) W.Heitler, The Quantum theory of Radiation, Oxford
University Press, London (1954)
- 15) G.Lutz, private Mitteilung
- 16) L.Criegee, G.Lutz, H.D.Schulz, U.Timm, W.Zimmermann
Phys.Rev.Lett. 16 (1966), 1031
- 17) E.Raquet, U.Timm, DESY-Bericht 68/24 (1968)
- 18) G.Kessler, DESY-Bericht 67/44 (1967)
- 19) P.Heide, Dissertation Hamburg 1969, DESY Interner Bericht F 35-69/1
- 20) D.F.Measday, C.Richard-Serre, CERN-Bericht 69/17 (1969)
- 21) Entwurf und Aufbau von H.J. Schirmacher
- 22) Ferranti XP 21
- 23) E.Pozar, R.Kajikawa, DESY-Bericht 68/13 (1968)
- 24) C.Geweniger, Diplomarbeit Hamburg 1968 (unveröffentlicht)
- 25) L.Hulthén, M.Sugawara, Handb.d.Phys., Bd. 39, S. 1 (1957)

- 26) Hersteller: Digital Equipment Corporation (DEC)
- 27) L.Criegee, G.Franke, G.Löffler, K.P.Schüler, U.Timm,
W.Zimmermann, H.Werner, P.W.Dougan, Phys.Rev.Lett.25 (1970), 1306
- 28) Berkeley - SLAC - Tufts - Kollaboration,
Phys.Rev.Lett. 25 (1970), 1223
- 29) D.I.Julius, Vorabdruck Universität Karlsruhe (1971)
- 30) Z.Bar-Yam, J.de Pagter, MM. Hoenig, W.Kern, D.Luckey, L.S.Osborne,
Phys.Rev.Lett. 19 (1967), 40
A.M.Boyarski, R.Diebold, S.D.Ecklund, G.E.Fischer, Y.Murata,
B.Richter, W.S.C.Williams,
Phys. Rev. Lett. 21 (1968), 1167
- 31) D.I.Julius, Nucl. Phys. B 27 (1971), 269
- 32) Zur Diskussion eines möglichen Isotensor-Terms
siehe A.Donnachie, G.Shaw, DNPL-Bericht P 79 (1971)
- 33) J.S.Ball, Phys.Rev. 124, (1961), 2014
- 34) J.Engler, K.Horn, F.Mönning, P.Schludecker, W.Schmidt-Parzefall,
H.Schopper, P.Sievers, H.Ullrich, R.Hartung, K.Runge, Yu.Galaktionov,
Phys.Lett. 34 B (1971), 528
- 35) R.Diebold, Plenarvortrag High Energy Physics Conference Boulder 1969
SLAC-PUB-673
- 36) J.Frøyland, CERN-Bericht TH 1433 (1971)
- 37) Siehe z.B. P.D.B.Collins, Physics Reports 1C (1971), 103
- 38) Eine ausführliche Diskussion findet man in der Arbeit von
B.Schrempp-Otto und F.Schrempp, DESY-Bericht 71/46 (1971)

- 39) F.Henyey, G.L.Kane, Jon Pumplin, M.H.Ross,
Phys.Rev. 182 (1969), 1579
- 40) R.J.N. Phillips, Plenarvortrag Amsterdam International
Conference on Elementary Particles (1971)
- 41) Siehe etwa D.Schildknecht, Z.f.Physik 229 (1969), 278 und
DESY Bericht 69/41 (1969)
- 42) Zur Wahl des Bezugssystems siehe C.F.Cho, Phys.Rev. D4 (1971),
197 und die dort zitierte Literatur
- 43) F.Bulos, R.K.Carnegie, G.E.Fischer, E.E.Kluge, D.W.G.S.Leith,
H.L.Lynch, B.Ratcliff, B.Richter, H.H.Williams, S.H.Williams,
M.Beniston, Phys.Rev.Lett 26 (1971) 1453 und 1457
- 44) J.Lefrancois, Plenar-Vortrag, 1971 International Symposium on
Electron and Photon Interactions at High Energies, Cornell
- 45) G.Wolf, Plenar-Vortrag, 1971 International Symposium on Electron
and Photon Interactions at High Energies, Cornell
und DESY-Bericht 71/50
- 46) G.Diambrini, Rev.Mod.Phys. 40 (1968), 611
- 47) U.Timm, Fortschr.d.Phys. 17, (1969), 766

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des Forschungsprogramms der Gruppe F 35 am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg.

Herrn Professor Dr. P.Stähelin danke ich für die grosszügige Förderung und sein Interesse an der Arbeit. Allen Mitgliedern der Gruppe F 35, die in den verschiedenen Abschnitten des Experimentes mitgewirkt haben, möchte ich für die gute Zusammenarbeit und die vielen Anregungen danken: Herrn Professor Dr. G.Buschhorn, den Herren Dres. P.Heide, U.Kötz, R.A.Lewis, P.Schmüser, H.J.Skronn, H.Wahl und K.Wegener, sowie den Herren Burfeindt und Kotthaus. Die besonders enge Zusammenarbeit mit Herrn Dr. H.Wahl, der der Gruppe während des gesamten Experimentes angehörte, war für mich sehr lehrreich. Herr Dr. P.Schmüser machte sich die Mühe, das Manuskript der Arbeit kritisch durchzusehen. Hervorgehoben sei die wertvolle Hilfe von Herrn Dr. U.Timm und seiner Gruppe, die die Einrichtungen zum Betrieb des polarisierten Photonenstrahls verfügbar gemacht haben. Die tatkräftige Unterstützung durch die Techniker der Gruppe F 35 und die verschiedenen Gruppen des technischen Bereiches von DESY trug wesentlich zum Gelingen des Experimentes bei.