

Interner Bericht
DESY F34-77/02
Oktober 1977

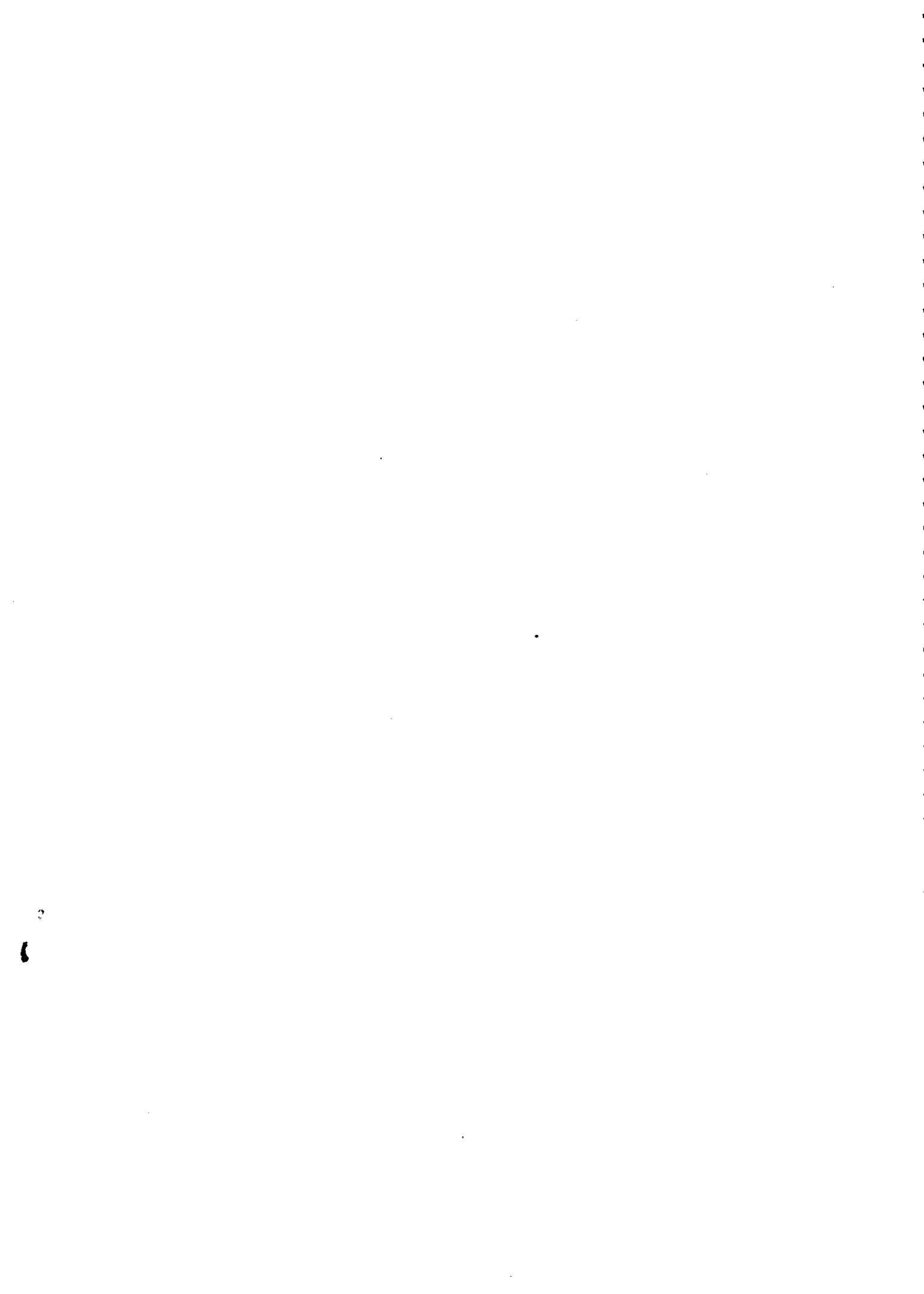
DESY-Bibliothek

10. NOV. 1977

Targetasymmetrie der Wirkungsquerschnitte in der π^- -Photoproduktion
am Neutron eines polarisierten Deuterontargets

von

Jochen Knütel



Targetasymmetrie der Wirkungsquerschnitte in der π^- -Photoproduktion
am Neutron eines polarisierten Deuterontargets

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Jochen Knütel
aus Hamburg

Hamburg
1977

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experimentes, das von Mitgliedern der Gruppe F 34 am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY durchgeführt wurde.

Gutachter der Dissertation: Prof.Dr.G.Weber
Prof.Dr.K.Lübelsmeyer

Gutachter der Disputation : Prof.Dr.H.M.Fischer
Prof.Dr.G.Weber

Datum der Disputation: 18.Oktober 1977

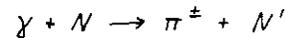
Vorsitzender des Fachbereiches Physik: Prof.Dr.H.G.Danielmeyer
stellv.Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof.Dr.R.Haag

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite		Seite
1. <u>Einleitung</u>	1	6.4 Testmessungen	34
2. <u>Grundlagen des Experiments</u>	3	6.5 Ergebnisse	37
2.1 Deuterontarget	4	7. <u>Diskussion der Ergebnisse</u>	39
2.2 Kinematik	6	8. <u>Zusammenfassung</u>	45
2.3 Messung der Targetasymmetrie	9		
2.4 Abtrennung von Untergrundprozessen	11	A <u>Anhang</u>	
3. <u>Experimenteller Aufbau</u>	14	A1 Prinzip der dynamischen Polarisation	46
3.1 γ - Strahl	14	A2 Messung der Targetpolarisation	57
3.2 Deuteriertes Butanoltarget	15	A3 Polarisationsapparatur DESPOT	63
3.3 Magnetspektrometer	18	A4 Deuteron-Signalform	72
3.4 Rückstoßarm	21		
4. <u>Elektronik</u>	23		
4.1 π - Trigger	23		
4.2 π -p Koinzidenz	23		
4.3 Quantameterkorrektur	24		
4.4 Kontrollelektronik	24		
5. <u>Durchführung der Messung</u>	26		
5.1 Datenaufzeichnung	26		
5.2 Experimentkontrolle	27		
6. <u>Auswertung</u>	28		
6.1 Abtrennung zufälliger Ereignisse	29		
6.2 Korrekturfaktor $1/\kappa$	31		
6.3 Berechnung der Neutronenpolarisation	32		

1. Einleitung

Die Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen ähnelt schon im Bereich mittlerer Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} \geq 2.5 \text{ GeV}$ in einer Reihe von Erscheinungen dem Verhalten hadronischer Reaktionen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt fällt, ausgehend von kleinen Streuwinkeln, exponentiell über mehrere Größenordnungen zu einem breiten strukturlosen Tal ab und zeigt erst in Rückwärtsrichtung einen geringen Anstieg im Bereich der u- Kanal-Austauschprozesse. Es lag daher nahe, die Wirkungsquerschnitte in Vorwärtsrichtung mit dem Regge-Austausch mesonischer Resonanzen im t-Kanal zu beschreiben. Dieses gilt z.B. in der π^\pm -Erzeugung für die "Spike-Struktur" bei Impulsüberträgen $|t| \leq 0.01 \text{ (GeV/c)}^2$, die mit dem Pion-Austausch in Verbindung zu bringen ist. Bei genauerem Studium ergab sich jedoch eine Fülle von Problemen. So muß aus Gründen der Drehimpulserhaltung für den Prozeß



der Wirkungsquerschnitt für Streuwinkel $\Theta = 0$ im Falle des π^\pm -Austausches verschwinden, was den experimentellen Ergebnissen widerspricht. Ohnehin verlangt die Eichinvarianz die Hinzunahme anderer Erzeugungsmechanismen, wie sie z.B. im elektrischen Born-Term Modell durch Hinzufügen von s-Kanal Beiträgen vorgenommen wird. Die Erweiterung der Regge-Pol-Terme durch Regge-Schnitt-Beiträge erhöht die Zahl der an die experimentellen Daten anzupassenden Parameter erheblich, so daß zur Klärung der Reaktionsprozesse die Analyse der differentiellen Wirkungsquerschnitte alleine nicht mehr ausreicht. Es müssen daher weitere physikalische Observable gemessen werden.

Gerade Polarisationsexperimente - mit polarisierten Photonen bzw. Nucleonen- sind hierfür geeignet, da Interferenzterme auch kleinere Beiträge zu den Photoproduktionsamplituden neben den eventuell dominierenden sichtbar werden lassen. Experimente mit polarisierten Photonen hatten aufzeigen können, daß außerhalb der extremen Vorwärtsrichtung der Austausch von Resonanzen oder Schnitten natürlicher Parität bei weitem dominiert. Experimente, bei denen die Targetasymmetrie für das Targetnucleon oder die Polarisation des Rückstoßnucleons gemessen wird, liefern einen Hinweis darauf, welche Mesonen natürlicher Parität ausgetauscht werden. Insbesondere

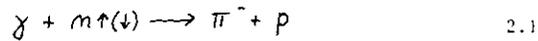
kann entschieden werden, ob der isoskalare oder isovektorielle Anteil überwiegt. Zu dieser Fragestellung sollen die Ergebnisse dieses Experiments einen Beitrag liefern, in dem die Targetasymmetrie

$$T = \frac{d\sigma/dt \uparrow - d\sigma/dt \downarrow}{d\sigma/dt \uparrow + d\sigma/dt \downarrow} \quad 1.1$$

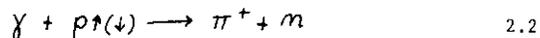
der π^- - Photoproduktion an senkrecht zur Reaktionsebene polarisierten Neutronen bestimmt wird.

2. Grundlagen des Experiments

In dem vorliegenden Experiment wurde die Targetasymmetrie $T(1.1)$ der Wirkungsquerschnitte in der Photoproduktion von π^- -Mesonen an senkrecht zur Reaktionsebene polarisierten Neutronen



im Bereich des invarianten Viererimpulsübertrags $0.1 \leq |t| \leq 1.0 \text{ (GeV/c)}^2$ für γ -Energien vor 3.4 und 5.0 GeV gemessen. Photonenquelle ist die von den Elektronen des Synchrotrons an einem internen Target erzeugte Bremsstrahlung mit den Maximalenergien von 3.5 und 5.1 GeV. Als Neutronentarget wird deuteriertes Butanol verwendet, in dem die Deuteronatome und damit die Neutronen polarisiert werden. Die Teilchen des Endzustands, π^- und p, werden bis auf die Meßpunkte mit einem Impulsübertrag von $|t| = 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$ beide nachgewiesen. Das π^- wird im wesentlichen durch Szintillationszähler und gasgefüllte Schwellen-Cerenkovzähler identifiziert, der Nachweis des Protons erfolgt mit einer Matrix aus Szintillationszählern in Koinzidenz (Flugzeit) mit dem erzeugten π^- -Meson. Der Viererimpulsübertrag t wird durch Messung von Impulsbetrag $|p_{\pi^-}|$ und Erzeugungswinkel Θ_{π^-} des Pions in einer abbildenden Magnetspektrometer bestimmt. Ziel des Experiments war es, Vorhersagen theoretischer Modelle zur Targetasymmetrie in der Photoproduktion zu prüfen. Insbesondere kann im Rahmen der Modelle von Kramer (4) und Worden (5) entschieden werden, welche der interferierenden ρ^- oder A_2 -Austauschamplituden dominierend ist. Ein vorhergehendes Experiment der Photoproduktion von π^+ -Mesonen an polarisierten Protonen (6)

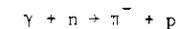


hatte negative Werte für die Targetasymmetrie ergeben und damit die Modellrechnungen für $T(\pi^+)$ bestätigt. Dieses Vorzeichen ergibt sich jedoch unabhängig von der relativen Stärke der Anteile. Für $T(\pi^-)$ werden dagegen zwei Vorhersagen gemacht. Ein dominanter A_2 -Anteil sollte ebenfalls negative Werte ergeben, während bei ρ^- -Dominanz eine Vorzeichenumkehr zu erwarten ist.

In den folgenden Abschnitten wird das Prinzip beschrieben, nach dem sich die Targetasymmetrie bei Verwendung von d-Butanol als Neutronentarget bestimmen läßt.

2.1 Deuteronentarget

Da es keine Neutronentargets mit einer ausreichenden Dichte freier Neutronen gibt, wird die Reaktion



an den Neutronen eines Deuteronentargets gemessen. Im Deuteron sind p und n sehr lose mit einer Bindungsenergie von 2.23 MeV gebunden, wobei der mittlere Abstand der Nukleonen mit 4.3 fm erheblich größer als die Reichweite der Kernkräfte von 1.7 fm (7) ist. Es wird daher im Rahmen des Zuschauermodells (8) angenommen, daß ein Photon, dessen Energie groß gegen die Bindungsenergie ist, nur mit einem Targetnukleon wechselwirkt, während das zweite unbeteiligt zuschaut (Spektator). Um deutlich zu machen, daß in der Kinematik dieser Reaktion die Fermibewegung und Bindungsenergie des gebundenen Nukleonensystems zu berücksichtigen sind, muß die untersuchte Reaktion daher exakt in der Form



geschrieben werden. Die Darstellung (2.1) ist als abkürzende Schreibweise aufzufassen.

In (9) werden die Probleme der Benutzung von Deuteronen als Neutronentarget ausführlich diskutiert. Die Anwendbarkeit und Grenzen des Zuschauermodells für Impulsüberträge und Energien, die diesem Experiment entsprechen, wurde experimentell durch die Messung der Wirkungsquerschnitte der π^+ -Photoproduktion am freien Proton und am Deuteron belegt (10).

Für Polarisationsexperimente sind allerdings reine Deuteriumtargets ungeeignet. Denn unter realistischen experimentellen Bedingungen können nur Polarisationswerte der Größenordnung 0.1% realisiert werden. Aus diesem Grund wird als Targetmaterial deuteriertes Butanol C_4D_9OD verwendet, in dem die Deuteronen durch dynamische Polarisation (s.A.1) in einem Magnetfeld

von 2.5 T bei 0.5 K parallel (P+) oder antiparallel (P-) zum Normalenvektor \vec{n} der Reaktionsebene auf einen Wert von ca. 18% polarisiert werden können. \vec{n} ist durch die Beziehung

$$\vec{n} = \frac{\vec{k} \times \vec{q}}{|\vec{k} \times \vec{q}|} \quad 2.4$$

definiert, wobei \vec{k} und \vec{q} die Impulse von Photon und Pion sind.

Das Deuteron als Zwei-Nukleonsystem hat den Gesamtdrehimpuls $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} = 1$ und befindet sich zu ca. 94% im 3S_1 -Zustand mit $L = 0$ und parallel gerichteten Nukleonenspins $S = 1$. Zu ca. 6% befindet es sich im 3D_1 -Zustand mit Bahndrehimpulsquantenzahl $L = 2$, wobei \vec{S} antiparallel zu \vec{J} gerichtet ist (7). Sind $n(+1)$, $n(-1)$ und $n(0)$ die Besetzungszahlen der im Magnetfeld durch Zeemaneffekt separierten $2J+1$ möglichen Energiezustände mit den dazugehörigen Spineinstellungen $m_J = +1, -1, 0$, so ist die Polarisation des Deuteron-targets durch

$$P(d) = \frac{n(+1) - n(-1)}{n(+1) + n(0) + n(-1)} \quad -1 \leq P \leq +1 \quad 2.5$$

gegeben. Gl.2.5 entspricht der allgemeinen Definition $P = \langle I_z \rangle / I$ für die Vektorpolarisation eines Spinsystems mit Spin I . Um Übereinstimmung mit der für Polarisationsexperimente verbindlichen Baseler Konvention (20) zu erhalten, muß die Magnetfeldrichtung so gewählt werden, daß die Spinrichtung für $m_J = +1$ mit \vec{n} übereinstimmt.

Da die Polarisation der Neutronen

$$P(n) = \frac{N(+1/2) - N(-1/2)}{N(+1/2) + N(-1/2)} \quad 2.6$$

$N(\pm 1/2)$: Besetzungszahlen mit $m = \pm 1/2$

nicht direkt meßbar ist, wird sie aus der mit einer Kernresonanzmethode bestimmten Deuteronpolarisation ermittelt. Beschränkt man sich auf den dominierenden 3S_1 -Zustand, so stimmen beide Werte überein. Denn die Nukleonenzustände $|m_n, m_p\rangle$, die sich zum Deuteronzustand $|j, m\rangle = |1, m\rangle$ zusammensetzen, lassen sich quantenmechanisch mit Hilfe der Clebsch-Gordan

Koeffizienten in der Form

$$\begin{aligned} |1/2, 1/2\rangle &= |1, 1\rangle \\ |1/2, -1/2\rangle &= 1/\sqrt{2}|1, 0\rangle + 1/\sqrt{2}|0, 0\rangle \\ |-1/2, 1/2\rangle &= 1/\sqrt{2}|1, 0\rangle - 1/\sqrt{2}|0, 0\rangle \\ |-1/2, -1/2\rangle &= |1, -1\rangle \end{aligned}$$

darstellen, wobei die Quadrate der C.G.-Koeffizienten der Wahrscheinlichkeit des Nukleonenzustands im entsprechenden Deuteronzustand entsprechen. Für die Besetzungszahlen der Neutronenspinrichtungen mit $m_n = \pm 1/2$ eines polarisierten Deuteron-targets im 3S_1 -Zustand erhält man auf diese Weise

$$N(+1/2) = n(+1) + 0.5 n(0) \quad 2.6a$$

$$N(-1/2) = n(-1) + 0.5 n(0)$$

woraus

$$P(n) = \frac{n(+1) - n(-1)}{n(+1) + n(0) + n(-1)} = P(d) \quad 2.7$$

folgt. Der 3D_1 -Zustand mit \vec{L} antiparallel zu \vec{S} führt zu einer Korrektur der Größenordnung von 10%, die in Kapitel 6.3 berechnet wird.

2.2 Kinematik

Zur Festlegung der Kinematik -in Fig.2.1 für ruhendes Neutron gezeichnet- muß die Fermibewegung der im Deuteron gebundenen Nukleonen mit dem Fermimpuls

$$\vec{p}_F = \vec{p}_m = -\vec{p}_p \quad 2.8$$

berücksichtigt werden. Die Impulsverteilung von Gl. 2.8 läßt sich aus der Wellenfunktion des Deuterons im Ortsraum durch Fouriertransformation in dem Impulsraum gewinnen:

$$\psi_\alpha(\vec{p}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{i\vec{p}\cdot\vec{r}} \psi_\alpha(\vec{r}) d\vec{r}$$

Geht man von der experimentell gut bestätigten Hulthén-Funktion (11)

$$\psi_d(\vec{r}) = \left[\frac{\alpha \beta (\alpha + \beta)}{2\pi(\alpha - \beta)^2} \right]^{1/2} e^{-\alpha r} - e^{-\beta r} \quad 2.9$$

$$\alpha = 45.7 \text{ MeV/c}$$

$$\beta = (260 \pm 2) \text{ MeV/c} \quad (12)$$

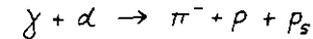
aus, so ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Beiträge des Fermiimpulses durch

$$W(|\vec{p}_F|) d|\vec{p}_F| = 4\pi |\psi_d(\vec{p}_F)|^2 |\vec{p}_F|^2 d|\vec{p}_F|$$

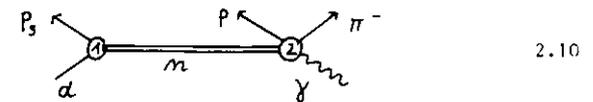
$$= \frac{4\alpha\beta(\alpha+\beta)}{\pi(\alpha-\beta)^2} \left[\frac{1}{|\vec{p}_F|^2 + \alpha^2} - \frac{1}{|\vec{p}_F|^2 + \beta^2} \right] |\vec{p}_F|^2 d|\vec{p}_F|$$

gegeben. Die sich hieraus ergebende Hulthén -Verteilung ist in Fig. (2.2) dargestellt. Man erhält einen wahrscheinlichsten Impuls \vec{p}_F der Nukleonen im Deuteron von 44 MeV/c, der mittlere Impuls beträgt ~ 86 MeV/c. Die Richtungsverteilung ist aus Symmetriegründen isotrop.

Der überwiegende Beitrag der vollständigen Peaktion 2.3



läßt sich im Zuschauermodell durch den Feynmangraphen

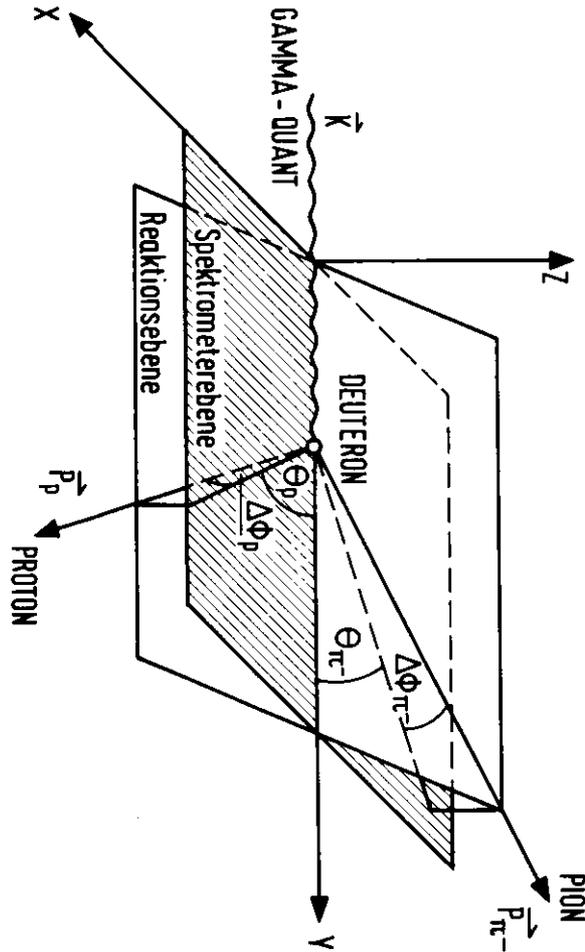


darstellen (9). Das Deuteron dissoziiert am 1. Vertex in ein Spekatatorproton p_s und ein nicht auf der Massenschale liegendes Neutron; das γ -Quant erzeugt am 2. Vertex ein π^- am virtuellen Neutron n' mit Impuls \vec{p}_F und Masse $m_{n'}$. Sind

$$P_d = (m_d, 0) \quad 2.11$$

$$P_{p_s} = (E_{p_s}, \vec{p}_F)$$

Fig. 2.1 Kinematik der Reaktion $\gamma n(d) \rightarrow \pi^- p$



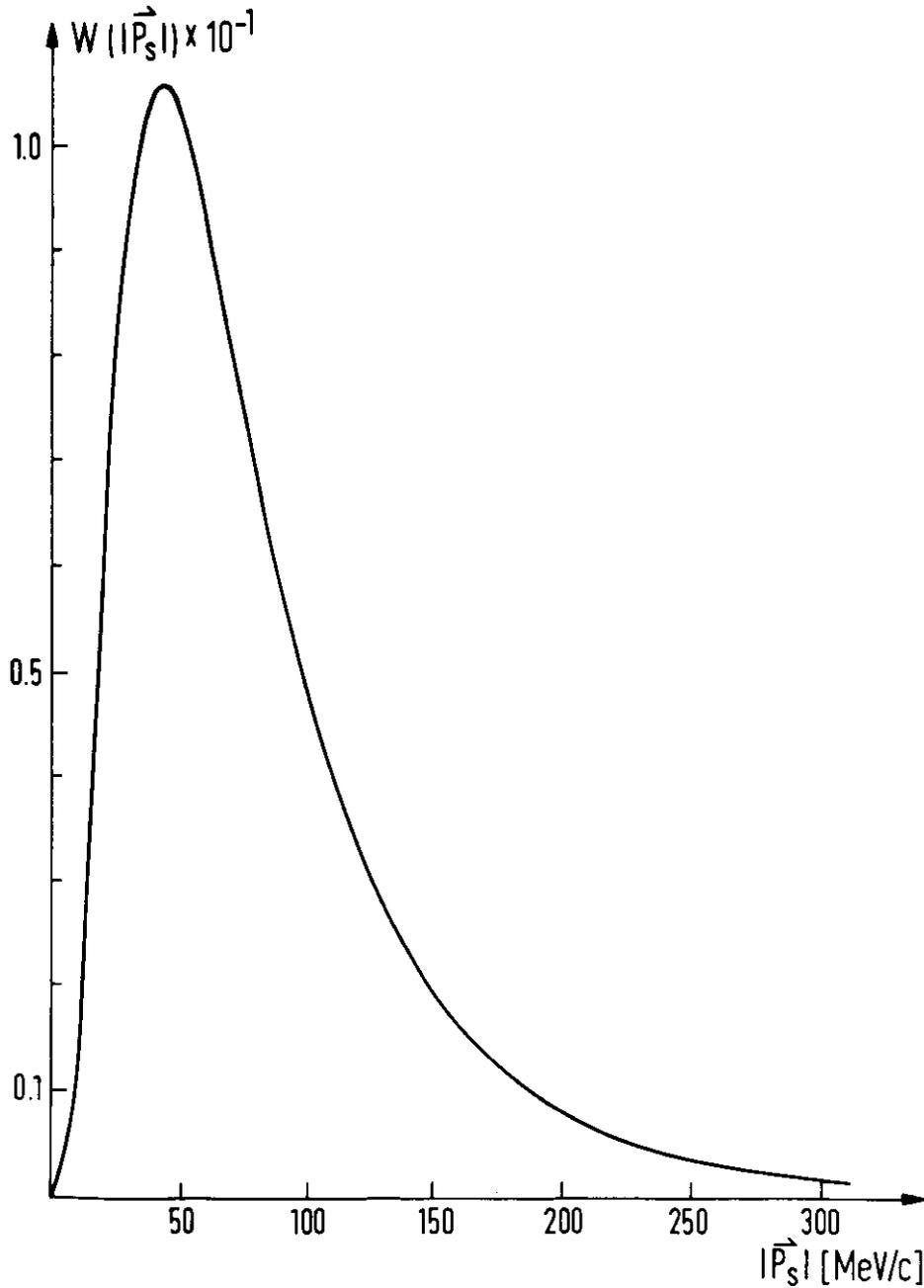


Fig.2.2 Hulthén-Impulsverteilung der Nukleonen im Deuteron

die Viererimpulse von Deuteron und Spektatorproton im Laborsystem, so ist das invariante Viererimpulsquadrat des virtuellen Neutrons

$$P_{m'}^2 = m_{m'}^2 = (P_d - P_p)^2$$

oder

$$m_{m'}^2 = m_d^2 + m_p^2 - 2m_d \sqrt{m_p^2 + |\vec{p}_F|^2}$$

Hieraus folgt unter Vernachlässigung von quadratischen Termen in $|\vec{p}_F|/m_p$ und bei Entwicklung der Wurzel für die virtuelle Masse

$$m_{m'} \approx m_m - E_b - |\vec{p}_F|^2 / m_p \quad 2.12$$

$E_b = \text{Bindungsenergie}$

Für den wahrscheinlichsten Fermiimpuls von 44 MeV/c ergibt sich damit eine Massendifferenz von ≈ 4.3 MeV, beim quadratischen Mittelwert von 109 MeV/c beträgt sie 15 MeV.

Die Kinematik am Photoproduktionsvertex ist also durch die folgenden vier Viererimpulse

$$\begin{aligned} P_{m'} &= (E_{m'}, \vec{p}_F) \\ P_\gamma &= (K, \vec{k}) \\ P_\pi &= (E_\pi, \vec{p}_\pi) \\ P_p &= (E_p, \vec{p}_p) \end{aligned} \quad 2.13$$

mit der Metrik $p_i^2 = E_i^2 - p_i^2 = m_i^2$ bestimmt.

Werden von einem π^- der Impuls p_π^- sowie der Erzeugungswinkel θ_π^- gemessen, so folgt aus Energie- und Impulserhaltung

$$P_\gamma + P_{m'} = P_{\pi^-} + P_p$$

für die Energie des erzeugenden Bremsstrahlungsquants die Beziehung

$$K = \frac{m_p^2 - m_{m'}^2 - m_\pi^2 + 2E_{m'}E_\pi - 2|\vec{p}_F||p_\pi| \cos \alpha}{2(E_{m'} - |\vec{p}_F| \cos \beta - E_\pi + |p_\pi| \cos \theta_\pi^-)} \quad 2.14$$

$$\alpha = \angle(\vec{p}_F, p_\pi^-), \quad \beta = \angle(\vec{k}, \vec{p}_F)$$

Der invariante Viererimpulsübertrag ist

$$t = (p_y - p_{\pi^-})^2 = m_{\pi^-}^2 - 2k(E_{\pi^-} - |p_{\pi^-}| \cos \theta_{\pi^-}) \quad 2.15$$

Gl. 2.14 zeigt, daß k und damit t bei der Photoproduktion am Deuteron im Gegensatz zur Produktion am ruhenden Neutron ($P_F^+ = 0, E_{n^+} = E_n$) nicht eindeutig bestimmt werden kann. Unter Berücksichtigung der Auflösung des Magnetspektrometers wird in (10) gezeigt, daß $|P_F^+|$ für die Energien und Impulsüberträge dieses Experiments vernachlässigt werden kann, ohne die Meßgenauigkeit entscheidend einzuschränken. Berücksichtigt wird eine off-shell Masse des virtuellen Neutrons von 939 - 15 MeV.

2.3 Messung der Targetasymmetrie

Zur Berechnung der Targetasymmetrie

$$T = \frac{\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}}{\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}} \quad \sigma_{\uparrow(\downarrow)} \hat{=} d\sigma/dt_{\uparrow(\downarrow)} \quad 2.16$$

eines Meßpunktes werden die Zählraten Z_{\uparrow} und Z_{\downarrow} der im Deuteronatarget erzeugten negativen Pionen für die Polarisationsrichtungen P_{\uparrow} bzw. P_{\downarrow} gemessen. Da die Neutronen nicht vollständig polarisiert sind und ein hoher Anteil der Pionen an den im Kohlenstoff und Sauerstoff gebundenen unpolarisierten Nukleonen erzeugt wird, setzt sich jede der beiden Raten aus drei Beiträgen zusammen:

π -Photoproduktion an

- a) Neutronen mit Spinrichtung $m = +1/2$ und differentiellem Wirkungsquerschnitt σ_{\uparrow}
- b) Neutronen mit Spinrichtung $m = -1/2$ und differentiellem Wirkungsquerschnitt σ_{\downarrow}
- c) gebundenen unpolarisierten Nukleonen mit differentiellem Wirkungsquerschnitt σ_c , die unabhängig von der Polarisationsrichtung denselben Beitrag liefert

Trotz dieser Mischung der Beiträge läßt sich aus Z_{\uparrow} und Z_{\downarrow} die Targetasymmetrie T berechnen. Sind $n(+1)_{\uparrow}$, $n(-1)_{\uparrow}$ und $n(0)_{\uparrow}$ die Besetzungszahlen der Deuteronzustände für die Spinrichtungen $m = +1, -1, 0$ für die Polarisationsrichtung P_{\uparrow} , voraus sich nach Gl. 2.6a die Besetzungszahlen

$$N(+1/2)_{\uparrow} = n(+1)_{\uparrow} + 0.5 n(0)_{\uparrow}$$

$$N(-1/2)_{\uparrow} = n(-1)_{\uparrow} + 0.5 n(0)_{\uparrow}$$

der Neutronenzustände ergeben, und ist N_c die Teilchenzahl der gebundenen Nukleonen, so läßt sich die Zählrate Z_{\uparrow} in der Form

$$Z_{\uparrow} = CQ_{\uparrow} [\sigma_{\uparrow} m(+1)_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow} m(-1)_{\downarrow} + \frac{1}{2} m(0)_{\uparrow} (\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}) + N_c \sigma_c] \quad 2.17$$

darstellen. Q ist die über den Meßabschnitt integrierte Photonenintensität.

Der Faktor $1/2(\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow})$ in Gl. 2.17 entspricht dem differentiellen Wirkungsquerschnitt σ_c am unpolarisierten Neutron, da die Neutronenspinrichtungen im Deuteronzustand $n(0)$ gleichverteilt sind. In Verbindung mit der Definition 2.16 der Targetasymmetrie ergeben sich hieraus die Beziehungen

$$\sigma_{\uparrow} = \sigma_0 (1+T) \quad 2.18$$

$$\sigma_{\downarrow} = \sigma_0 (1-T)$$

Benutzt man weiterhin die Identität

$$n(+1) - n(-1) = Pn \quad (2.5)$$

wobei n die Gesamtzahl der Deuteronatome ist, so erhält man durch Einsetzen von 2.18 und 2.5 in die Gl. 2.17 die Darstellung

$$Z_{\uparrow} = CQ_{\uparrow} m \sigma_0 [1 + T P_{\uparrow} + \frac{N_c \sigma_c}{m \sigma_0}] \quad 2.19$$

und entsprechend

$$Z_{\downarrow} = CQ_{\downarrow} m \sigma_0 [1 + T P_{\downarrow} + \frac{N_c \sigma_c}{m \sigma_0}] \quad 2.19a$$

Werden beide Raten auf gleiche integrierte Photonenintensität normiert, so folgt hieraus die Gleichung

$$Z\uparrow [1 + TP\downarrow + N_c \sigma_c / m \sigma_0] = Z\downarrow [1 + TP\uparrow + N_c \sigma_c / m \sigma_0]$$

Durch Auflösung nach T erhält man mit $P\downarrow$ (negative Polarisierung!) = $-|P\downarrow|$ die Formel zur Berechnung der Targetasymmetrie:

$$T = \frac{Z\uparrow - Z\downarrow}{Z\uparrow |P\downarrow| + Z\downarrow |P\uparrow|} \cdot \frac{1}{K}$$

mit

$$\frac{1}{K} = \frac{m \sigma_0 + N_c \sigma_c}{m \sigma_0}$$

2.20

2.4 Abtrennung von Untergrundprozessen

Die zur Erzielung eines hohen Polarisationsgrades notwendige Verwendung von d-Butanol als Neutronentarget führt zu einem hohen Untergrund an negativen Pionen, der bei der Ableitung der Targetasymmetrieformel in der Teilzählrate $c N_c \sigma_c$ (s. Gl. 2.17) zusammengefaßt wurde. Dominierend ist die π^- -Erzeugung an den gebundenen unpolarisierten Nukleonen der Kohlenstoff- bzw. Sauerstoffatome. Diese Prozesse liefern für beide Polarisationsrichtungen denselben Beitrag und werden nach Gl. 2.20 durch den Korrekturfaktor $1/K$ abgetrennt. Er läßt sich durch Messung der π^- -Raten $Z(d)$ an unpolarisiertem d-Butanol (C_4D_9OD) und $Z(n)$ an unpolarisiertem n-Butanol (C_4H_9OH), normiert auf gleiche integrierte Photonenintensität und Molekülnzahl, bestimmen. Denn $Z(d)$ liefert den Beitrag der Reaktionen an den Kernen und Deuteronatomen, d.h.

$$Z(d) \propto N_c \sigma_c + m \sigma_0 \quad 2.21$$

während am n-Butanol die Rate

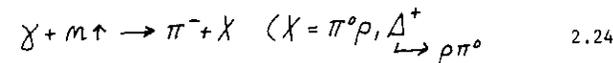
$$Z(n) \propto N_c \sigma_c \quad 2.22$$

gemessen wird, da es bis auf die Deuteronatome mit d-Butanol identisch ist. Reaktionen am Proton des Deuterons bleiben vorerst vernachlässigt. Der Korrekturfaktor $1/K$ kann daher aus dem Verhältnis

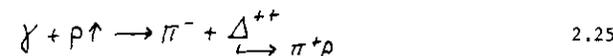
$$\frac{N_c \sigma_c + m \sigma_0}{m \sigma_0} = \frac{Z(d)}{Z(d) - Z(n)} \quad 2.23$$

berechnet werden.

Zu diskutieren bleiben die Beiträge von Mehrteilchenreaktionen wie



und

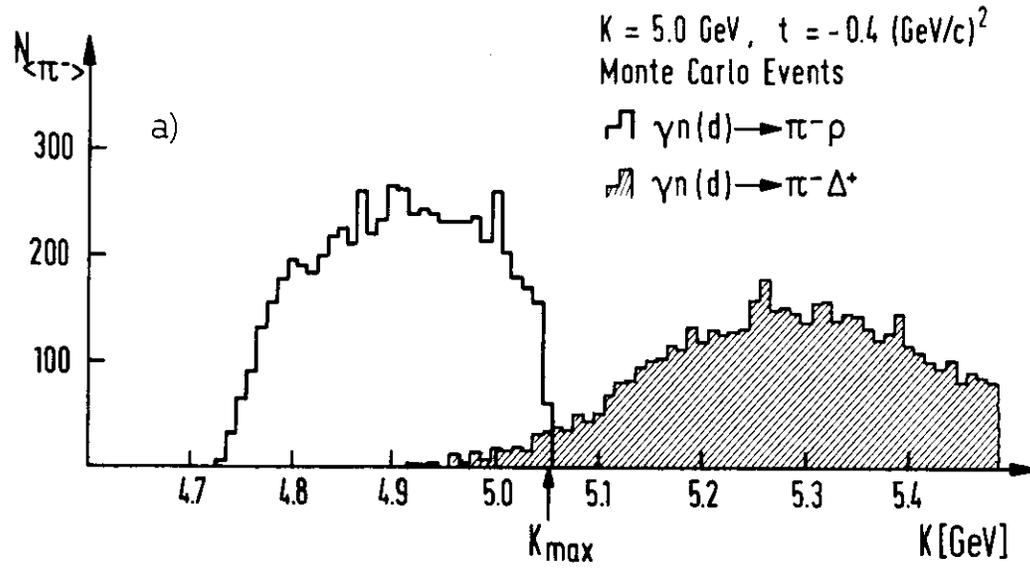


an den polarisierten Neutronen und Protonen der Deuteronatome. Letztere Prozesse werden durch den Korrekturfaktor nur unter der Voraussetzung abgetrennt, daß ihre Targetasymmetrie gleich null ist.

a) Mehrteilchenreaktionen an polarisierten Neutronen

In dem Energiegebiet des Experiments tragen die Reaktionen $\gamma n \rightarrow \pi^- \pi^+ n$ und $\gamma n \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ bei, von denen bei einer Zweiarmsmessung nur die letztere zu berücksichtigen ist. Für kleine invariante Pion-Nukleon Massen erfolgen diese Reaktionen bevorzugt über die Anregung der Δ^- -Resonanzen (25). Mit Hilfe von Monte-Carlo Rechnungen wurde geprüft, welcher Photonenbereich bei vorgegebener Akzeptanz des Spektrometers und fest eingestellter Bremsstrahlenergie für die untersuchte Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ ausgeblendet wird (Fig. 2.3a). Dieselbe Rechnung wurde bei hochgesetzter Bremsstrahlenergie für den Konkurrenzprozeß $\gamma n \rightarrow \pi^- \Delta^+$ durchgeführt (schraffierte Fläche), wobei das Verhältnis der gewürfelten Ereignisse beider Reaktionen dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte entspricht. Bei der eingezeichneten Position von k_{max} erhält man aus den Flächen der Verteilungen im Meßbereich $k \leq k_{max}$ eine $\pi^- \Delta^+$ -Kontamination von 2.5% für die Einarmmessung. Wird das π^- in Koinzidenz mit dem erzeugten Proton verlangt, so verringert sich dieser Beitrag um weitere zwei Größenordnungen, da die Impulsrichtung des Protons aus dem Δ^+ -Zerfall einen kleineren Winkel mit dem γ -Strahl bildet (44.9° statt 67.9° bei diesem Meßpunkt).

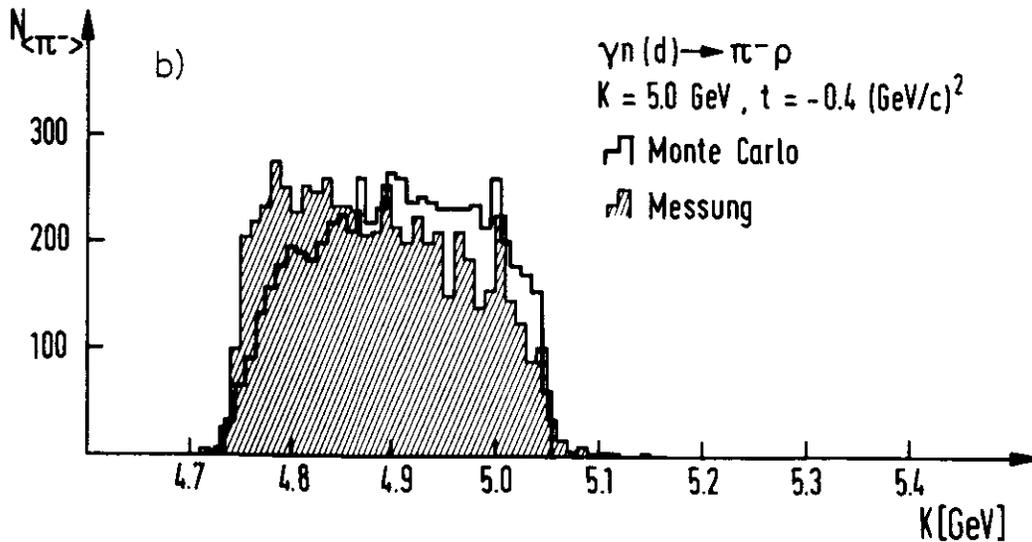
Fig. 2.3b soll zeigen, daß die Verteilung der im Experiment gemessenen Photonenenergien mit der Monte-Carlo Rechnung - hier auf gleiche Gesamtzählrate normiert - qualitativ übereinstimmt. Während der Akzeptanzbereich durch die Rechnung quantitativ reproduziert wird, ist die Übereinstimmung der



Häufigkeitsverteilungen weniger gut. Das ist dadurch zu erklären, daß eine sehr hohe off-shell Korrektur von -15 MeV angenommen wurde um durchgeführte Rechnungen direkt mit (10) vergleichen zu können. Legt man den wahrscheinlichsten Fermiimpuls der Nukleonen im Deuteron von 4.3 MeV zugrunde, so ergibt sich eine bessere Übereinstimmung.

b) Mehrteilchenprozesse am polarisierten Proton

Ein Blick auf die Häufigkeitsverteilung der invarianten Massen zeigt (26), daß bevorzugt die Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ beiträgt, deren Wirkungsquerschnitt gegenüber a) um eine Größenordnung höher liegt. In einem späteren Experiment (13) konnte jedoch gezeigt werden, daß die Targetasymmetrie dieses Prozesses mit Null verträglich ist. Er wird daher in guter Näherung durch den Korrekturfaktor $1/\kappa$ abgezogen, da sein für beide Polarisationsrichtungen gleicher Beitrag bei der Messung an unpolarisiertem n-Butanol (Kerne+ 'freie' Protonen) mit berücksichtigt wird.



Aus den Betrachtungen in a) und b) folgt, daß Mehrteilchenprozesse an den Nukleonen der polarisierten Deuteronatome vernachlässigt werden können. Diese Tatsache wird experimentell durch die Aufnahme von "missing-mass" Spektren der nachgewiesenen Pionen bestätigt (s. Kap. 6.4).

Fig. 2.3 Beitrag der Reaktion $\gamma+n(d) \rightarrow \pi^- + \Delta^+$

3 Experimenteller Aufbau

Das Experiment wurde an einem Photonenstrahl des 7.2 GeV Elektronen-Synchrotrons DESY durchgeführt. Eine schematische Übersicht des Aufbaus zeigt Fig. 3.1. Die Photonen werden am internen Target T1 erzeugt. Mit Hilfe von Kollimatoren wird ein γ -Strahl ausgeblendet, der nach Durchsetzen des Polarisierten Targets T2 auf das Quantameter QM trifft. Die im Targetmaterial entstehenden Pionen der untersuchten Reaktion $\gamma + n \rightarrow \pi^+ p$ werden im Magnetspektrometer identifiziert, der Nachweis der Protonen erfolgt im Rückstoßarm.

3.1 γ - Strahl

Der γ -Strahl besteht aus Photonen, deren Energieverteilung einem kontinuierlichen Bremspektrum entspricht. Er wird erzeugt, indem die im Synchrotron beschleunigten Elektronen nach jeder Beschleunigungsperiode während der Dauer konstanter Endenergie (flat top) durch gepulste Magnete (beam bump) auf das interne Target T1 gelenkt werden. Es besteht aus einem Wolframfaden von 0.2 mm Durchmesser mit einer Strahlungslänge von 6%.

Die Spilzeit ΔT konstanter Endenergie ($E_{\max} \pm 0.25\%$) wird durch Addition einer 200 Hz-Komponente zum 50 Hz-Magnetstrom erzielt:

$$B(t) = (B_0) - B_{50} \cos \omega t - B_{200} \cos 4\omega t$$

$$B_{200} / B_{50} \approx 8.5 \%$$

und beträgt maximal 3.2 msec. Während dieser Zeit werden mit 50 Hz Folgefrequenz Daten genommen. Die Höhe der Endenergie und damit K_{\max} des Bremsstrahlungsspektrums ergibt sich aus den Betriebsdaten des Synchrotrons. In Fig. 3.2 ist eine gemessene Pflüchtigkeitsverteilung von Einarm- ($\langle \pi \rangle$) und Koinzidenzraten ($\langle \pi p \rangle$) im Bereich $-\Delta T/2 \leq t \leq \Delta T/2$ dargestellt. Die nahezu konstante $\langle \pi \rangle$ -Rate gibt einen Hinweis auf konstante Photonenintensität, aus der $\langle \pi p \rangle$ -Verteilung kann auf konstante Photonenenergie innerhalb des Spills geschlossen werden.

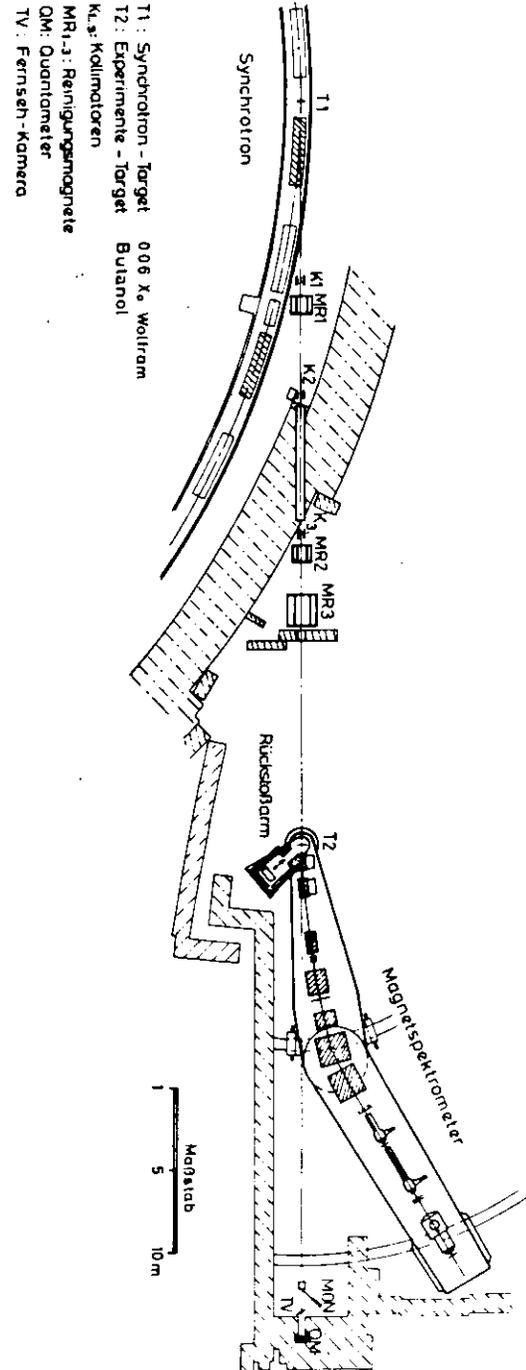


Fig. 3.1 Aufbau des Experimentes (schematisch)

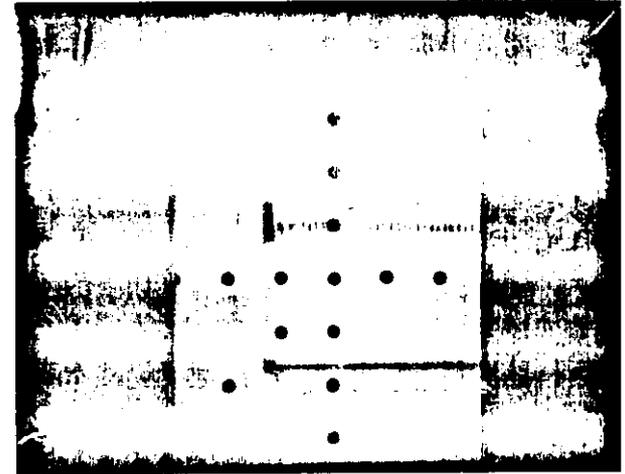
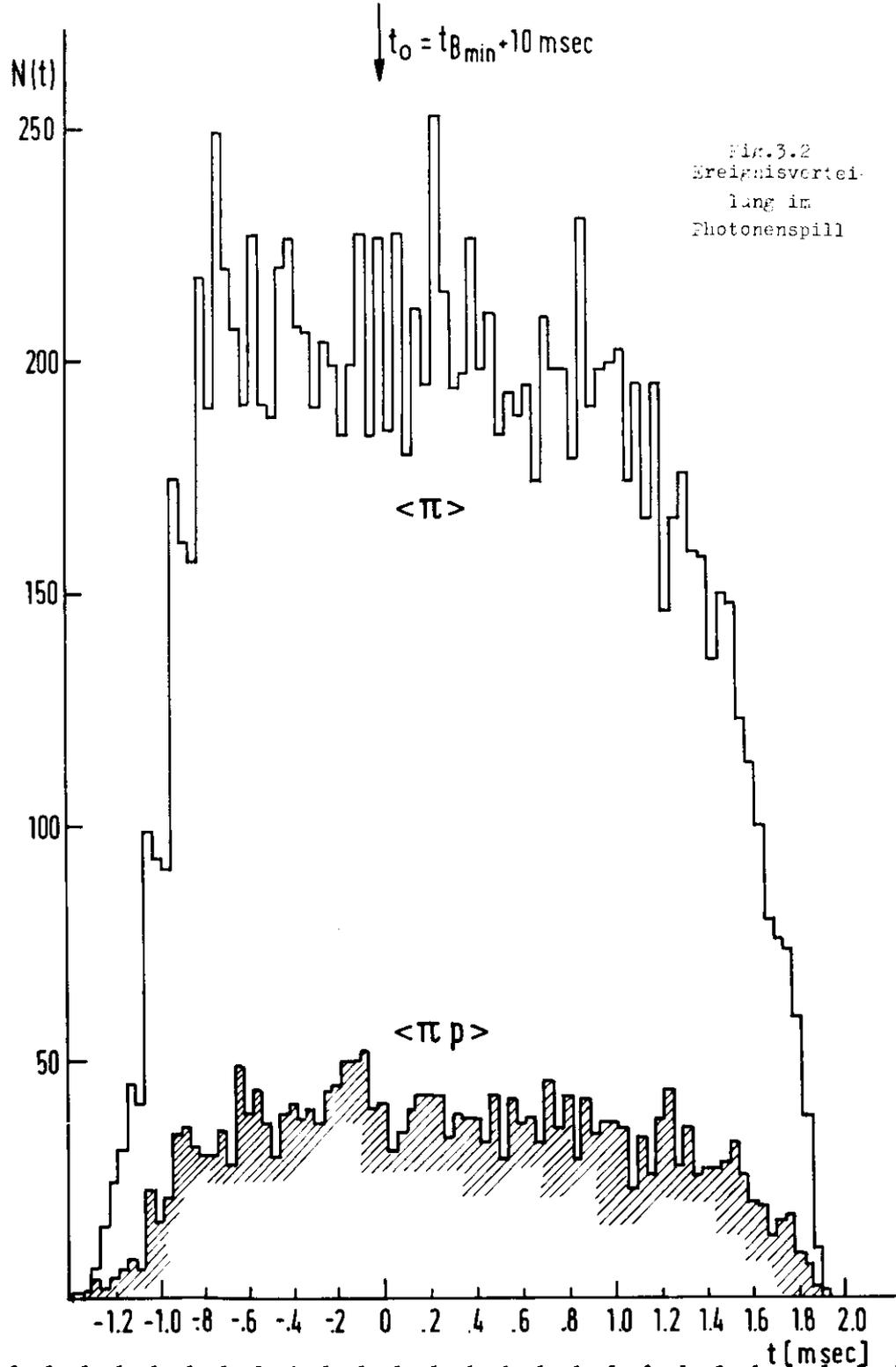


Fig. 3.3 Strahlaufnahme der Kavität

Der im Vakuumrohr geführte γ -Strahl kann über den fernsteuerbaren Kollimator K1 auf den vom Targetvolumen ($20 \times 20 \times 40 \text{ mm}^3$) abhängigen zulässigen Strahlquerschnitt eingestellt werden. Er beträgt im allgemeinen $18 \times 18 \text{ mm}^2$ am Targetort. Der Kollimator K2 ($9 \times 9 \text{ mm}^2$) begrenzt den Strahlungshalo. Geladene Teilchen in Richtung T_1, T_2 werden durch die Reinigungsmagnete MP1, MR2 und MR3 aus dem Strahl entfernt. Zur Messung der Gesamtenergie bzw. Intensität des Gammastrahls dient das gasgefüllte Quantameter (90% N_2 , 10% He) vom Wilsontyp (14). Es gilt

$$E_{\text{ges}} = \int_0^K N(K) K dK = Q K_Q$$

mit

- K Energie der γ -Quanten
 N(K) Zahl der Quanten im Energieintervall K, $K + dK$
 Q gemessene Gesamtladung
 K_Q Quantameterkonstante ($1.83 \cdot 10^{19} \text{ MeV/Coul.}$)

Die Intensität wird üblicherweise in "effektiven Quanten"

$$Q_{\text{eff}} = E_{\text{ges}} / K_{\text{max}} \quad 3.1$$

angegeben. Während des Experiments betrug die durchschnittliche Intensität $10^{10} - 10^{11} Q_{\text{eff}} \text{ sec}^{-1}$.

Das Targetmaterial innerhalb des Kryostaten befindet sich in einem Cu-Behälter, dessen Boden und Deckel aus 1.5 mm starken Blechen bestehen. Um unerwünschte Untergrundreaktionen zu vermeiden, mußte daher auf eine exakte Strahlage geachtet werden. Aus diesem Grunde wurde vor jeder Runperiode die Strahlposition justiert (Fig. 3.3). Man erkennt deutlich die Konturen des Targetbehälters sowie Teile des Kryostaten. Die so justierte Lage konnte während der Datennahme über eine Fernsehkamera TV vor dem Quantameter kontrolliert werden.

3.2 Target

Mit klassischen Methoden, durch Ausrichtung der Spins in hohen Magnetfeldern bei tiefen Temperaturen ergibt die Anwendung der Boltzmannsta-

tistik auf die durch den Zeemaneffekt separierten Energieniveaus bei 0.5 K und 2.5 T einen Polarisationsgrad von 0.1045% für Deuteronen. Aus diesem Grunde konnten für Hochenergieexperimente geeignete Nucleontargets erst nach Entdeckung der "Dynamischen Polarisation" entwickelt werden. Bei dieser Methode werden heute organische Substanzen mit einem möglichst großen Anteil polarisierbarer Deuteronen und einer Beimischung freier Radikale als Targets substanz verwendet. Diese paramagnetischen Zentren, die wegen eines nicht abgesättigten Elektrons den effektiven Spin 1/2 und den g-Faktor des Elektrons haben, bewirken schwache Elektron-Nukleon Dipolkopplung. Unter Ausnutzung dieser Wechselwirkung kann durch Einstrahlen von Mikrowellenenergie mit einer Frequenz nahe der Larmorfrequenz des Elektrons die hohe Polarisation der "Elektronen" (bei 0.5 K und 2.5 T ca. 99%) zu einem großen Teil auf die Nucleonen übertragen werden (Anhang A1). Für Photoproduktionsexperimente wurde daher nach diesem Prinzip die Apparatur DESPOT zur Erzeugung von polarisierten Nucleontargets gebaut, mit der bei 0.5 K und 2.5 T eine Deuteronpolarisation von ca. 18% erreicht wird. Eine Beschreibung von DESPOT enthält der Anhang A3, die Methode der Polarisationsmessung wird in A2 erläutert. An dieser Stelle seien daher nur die für die Physik des Experiments wichtigen Daten und Konsequenzen angegeben, die sich aus der Verwendung einer solchen Apparatur ergeben:

Targetmaterial

Im vorliegenden Experiment wurde als Targets substanz eine Mischung von 95 Gew. Prozenten deuteriertem Butanol $C_4 D_9 OD^+$ (98% der H-Atome in $C_4 H_9 OH$ sind durch D ersetzt) und 5% $D_2 O$ mit einem Zusatz von 1 - 2% des freien Radikals Porphyrexid⁺⁺ verwendet. Sie wird aus kältetechnischen Gründen in die Form von kleinen Kugeln mit einem mittleren Durchmesser von 2mm gebracht.

Eigenschaften des Targetmaterials

Da wegen des erforderlichen hohen Polarisationsgrades kein reines Deuterium verwendet werden kann, ist das Verhältnis von gebundenen zu den sogenannten 'freien' Neutronen eine wichtige Größe. Denn nur die freien Neutronen der D-Atome ($C_4 D_9 OD$) können polarisiert werden so daß

⁺ Sharp & Dohme, München

⁺⁺ Fluka AG., CH-9470 Buchs

$n_{\text{frei}}/n_{\text{gebunden}}$ das Verhältnis von echten Reaktionen zu unerwünschten Reaktionen an den im Kohlenstoff bzw. Sauerstoff gebundenen Neutronen bestimmt. Aus der Summenformel ergibt sich der Wert 0.313. Von Bedeutung für den Ablauf des Experiments sind weiterhin die Relaxationszeit T_1 und die Depolarisationskonstante ϕ_0 des Targetmaterials. Um Langzeitschwankungen der Apparatur zu eliminieren, wird die Polarisationsrichtung bei Asymmetriemessungen in zeitlichen Abständen gewechselt. Die Aufbauzeit bei einem solchen Wechsel bis zum Erreichen der maximalen Polarisation und damit der Zeitverlust für das Experiment hängt von T_1 ab. Bei deuteriertem Butanol wurde eine Relaxationszeit von ca. 90 min gemessen. Die Aufbauzeit beträgt ca. 20 min (gemessen zwischen 10 und 90% vom Endwert).

ϕ_0 bestimmt einen weiteren Zeitverlust. Bei kontinuierlicher Bestrahlung des Targetmaterials mit γ -Quanten werden die freien Radikale zerstört bzw. ändern ihren g-Faktor vom Wert des Elektrons (57). Sie tragen damit nicht mehr zum Polarisationsmechanismus bei, was zu einer Abnahme der Polarisation führt. Bezeichnet P_0 die anfängliche Polarisation und $\phi(t)$ die Gesamtenergie der Photonen, so wurde der exponentielle Abfall

$$P = P_0 \exp[-\phi/\phi_0] \quad 3.2$$

beobachtet. Der gemessene Wert von ϕ_0 beträgt ca. $4 \cdot 10^{15} Q_{\text{eff}}$. Durch Aufheizen des Targetmaterials auf 120 K können die Strahlungsschäden weitgehend regeneriert werden (58). Diese Prozedur wurde während des Experiments immer dann durchgeführt, wenn die Polarisation unter $0.7 P_0$ abgesunken war. Der hiermit verbundene Meßzeitausfall beträgt ca. 95 min.

Lage des Targets

Targetbehälter ist die Mikrowellenkavität innerhalb des Kryostaten (Fig.3.4). Die Abmessungen des mit Substanz gefüllten und vom γ -Strahl durchsetzten Volumens betragen $20 \times 20 \times 40 \text{ mm}^3$, der γ -Strahl ist senkrecht zur Längsachse gerichtet. Deutlich erkennbar sind außerdem der Hohlleiter zur Einstrahlung der Mikrowellenenergie und die Zuleitung zur Kernresonanz-Spule. Die Kavität wird von drei konzentrischen Zylindern der Kryostatnase umgeben (Fig. 3.5) und liegt über dem gemeinsamen Drehpunkt von Magnetspektrometer und Rückstoßarm im Zentrum des



Fig.3.4
Targetbehälter
(Kavität)

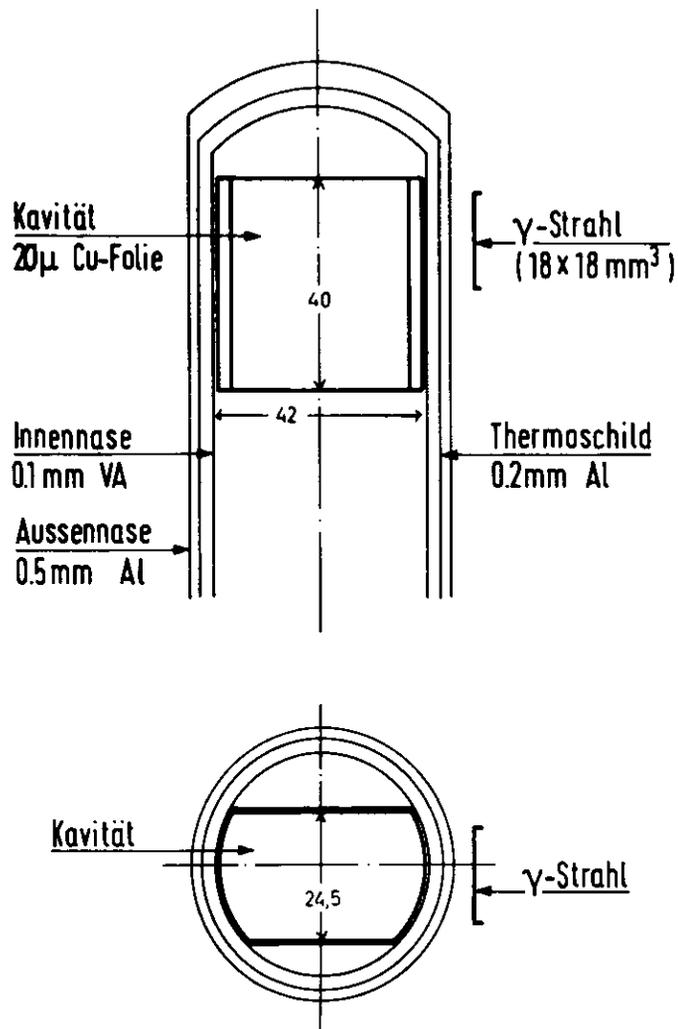


Fig. 3.5 Lage der Kavität im Kryostaten

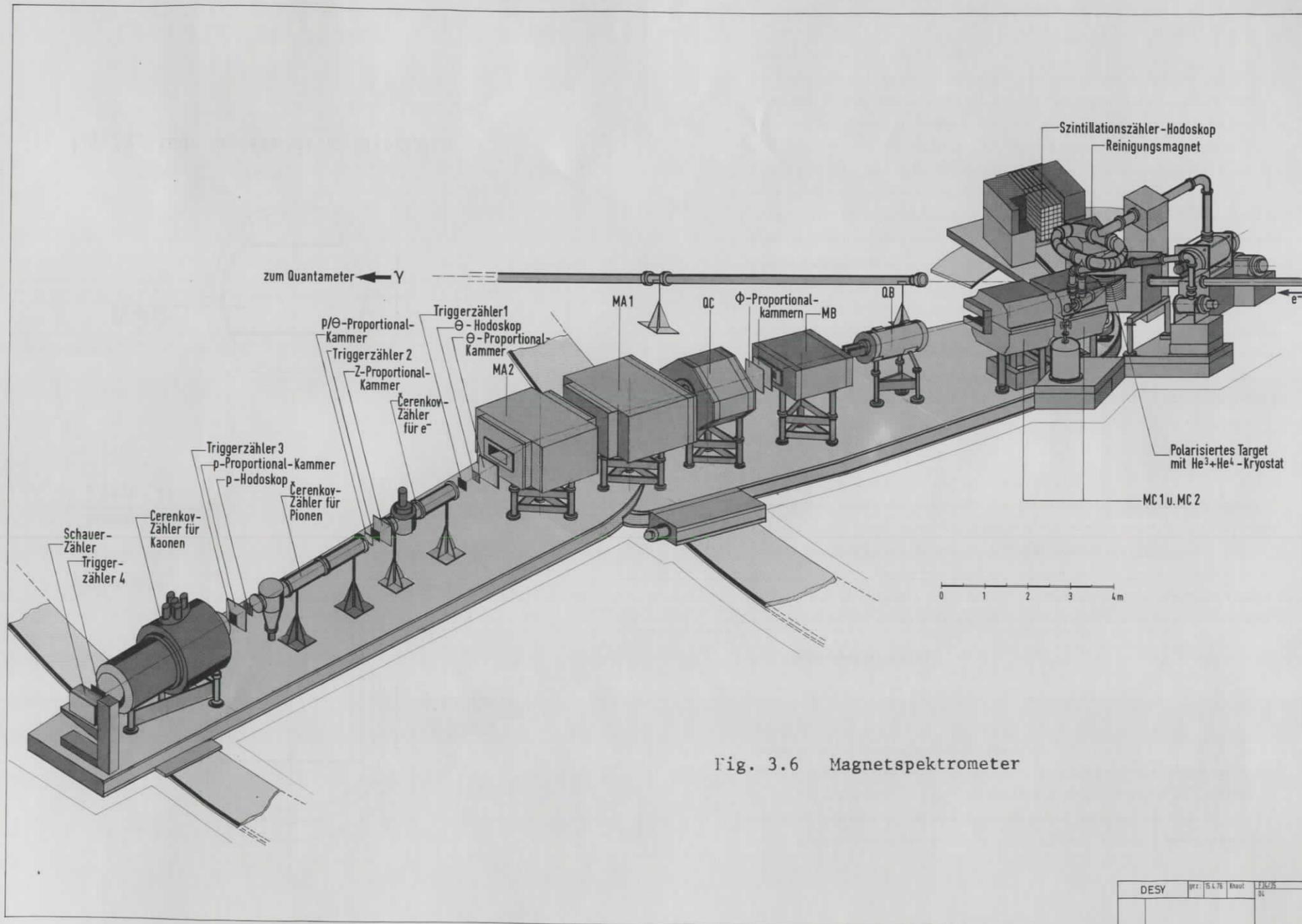
2.5 T Polarisationsmagneten. Die freie Öffnung zwischen den Polschuhen hat eine Höhe von 63 mm, die Öffnungswinkel betragen vertikal $\pm 30^\circ$ und horizontal $\pm 130^\circ$. Da das zusätzliche Material im γ -Strahl eine Erhöhung des elektromagnetischen Untergrunds bewirkt, wurden die Wandstärken so dünn wie möglich gewählt.

3.3 Magnetspektrometer

Zum Nachweis der negativ geladenen Pionen dient das Magnetspektrometer (Fig. 3.6). Es befindet sich auf einer Lafette, die im Winkelbereich von $1,5^\circ - 20,5^\circ$ gegen die γ -Strahlrichtung um das Target drehbar ist. Impuls und Winkel der erzeugten Teilchen werden mit Hilfe des Magnetsystems (DESY-Standardtypen) und der eingezeichneten Proportionalkammern und Hodoskope bestimmt, die Cerenkovzähler zusammen mit dem Schauerzähler dienen der Teilchenidentifikation.

Magnetsystem

Die Optik des Magnetspektrometers wird in Publikationen früherer Experimente ausführlich beschrieben (15,16). Es wird daher nur eine kurze Beschreibung gegeben. Die Magnete MC1...MA2 bilden ein Bildspektrometer, welches abhängig von seiner Stellung zum γ -Strahl am Targetort erzeugte geladene Teilchen eines bestimmten Impulsintervalls $p_0 \pm \Delta p/2$ und Winkelbereichs $\theta_0 \pm \Delta\theta/2$ (horizontal) bzw. $\pm \Delta\phi/2$ (vertikal) akzeptiert. Hierbei bezeichnen p_0 und θ_0 Impuls und Winkel eines Teilchens mit einer Bahn entlang der optischen Achse des Magnetsystems. Die Impulsdispersion wird durch die Ablenkmagnete MC1, MC2, MA1 und MA2 bewirkt, das Quadrupoldublett QB, QC fokussiert die Teilchenbahnen vertikal und horizontal und bildet das Target am Ort des p-Hodoskops im Verhältnis 1:1,6 verkleinert ab. Einige Teilchenbahnen unterschiedlicher Kombinationen in p , θ und ϕ für zwei Erzeugungsorte der Teilchen relativ zur optischen Achse des Systems zeigt Fig.3.7. Zur besseren Übersicht sind die Lage der Fokusebenen in θ und ϕ sowie die Positionen der Hodoskope bzw. Kammern ebenfalls eingezeichnet.



DESY	ppr. 15.4.76	Mausl	1.12.75
			DL

Fig. 3.7 Teilchen-Trajektorien, Lage der Fokuspunkte und Hodoskope

Winkel- und Impulsmessung

Durch die Szintillator-Hodoskope und Proportional-Drahtkammern wird der akzeptierte Winkel- und Impulsbereich in kleinere Intervalle aufgelöst. Die Kammern haben einen Drahtabstand von 2 mm (in diesem Experiment sind je zwei benachbarte Drähte zusammengefaßt) und werden mit einem CH₄-CO₂ Gemisch im Verhältnis 3:2 betrieben. Das θ -Hodoskop besteht aus 20 Szintillationszählern mit den Abmessungen 1x0.5x16 cm³ (BxDxL), das p-Hodoskop ist aus 26 Szintillationszählern mit den Abmessungen 0.8x0.8x8 cm³ zusammengesetzt.

Wird von den Zählern S1...S3(S4) der Durchgang eines negativ geladenen Teilchens registriert und als π^- identifiziert, so werden Kammern und Hodoskope ausgelesen. Aus den ermittelten Koordinaten können dann über die Abbildungsgleichungen des Magnetsystems (15,16) p, θ und ϕ bestimmt werden.

Auflösung und Akzeptanz

Die Impulsdispersion des Spektrometers beträgt in der Ebene des p-Hodoskops

$$D = \frac{\Delta p/p_0}{\Delta x} = 0.3 \% \text{ cm}^{-1} \quad 3.3$$

Δp ist die Abweichung vom Sollimpuls p_0 entlang der optischen Achse, Δx die Ortsverschiebung im Hodoskop. Aus den Abmessungen der einzelnen Fingerzähler ergibt sich daraus unter Berücksichtigung von Targetausdehnung und Vielfachstreuung eine Auflösung von $\delta p/p = 0.6\%$. Entsprechend erhält man eine Winkelauflösung von $\delta\theta = 2.7 \text{ mrad}$ und $\delta\phi = 1.2 \text{ mrad}$ (15).

Die Akzeptanz des Spektrometers wird im wesentlichen horizontal von den Zählern S1...S3(S4), vertikal durch den Bleikollimator AK begrenzt. Ausführliche Berechnungen wurden von P.Heide (10) und I.Kötz (17) vorgenommen. Aus den Abmessungen folgen die Akzeptanzwerte

$$\Delta p/p = 6 \% , \quad \Delta\theta = 20 \text{ mrad} \quad \text{und} \quad \Delta\phi = 20 \text{ mrad} ,$$

die eine Gesamtakzeptanz des Spektrometers von

$$A = (\Delta p/p \cdot \Delta\theta) = 17.9 \text{ msterad} \quad 3.4$$

ergeben.

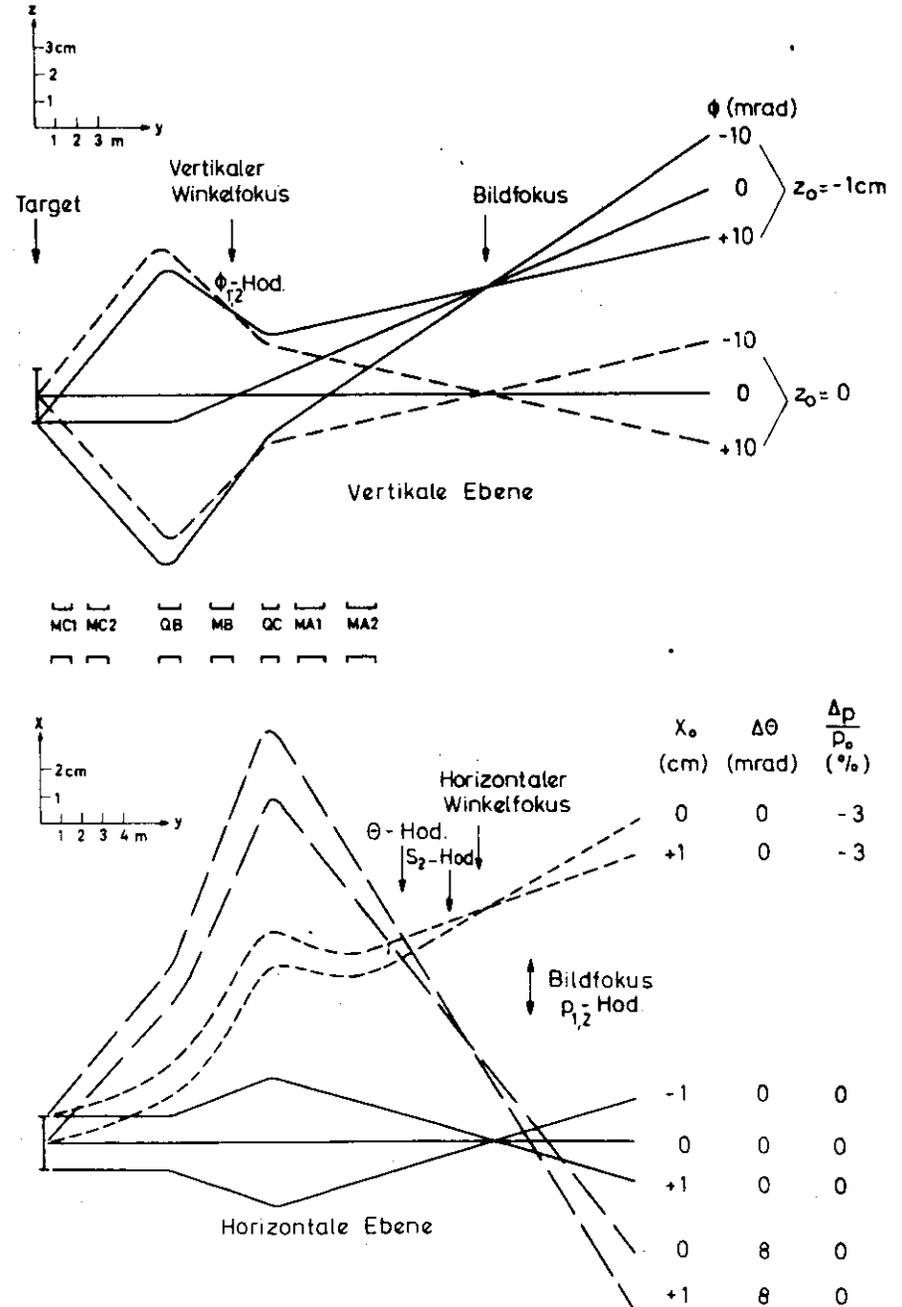


Fig. 3.8

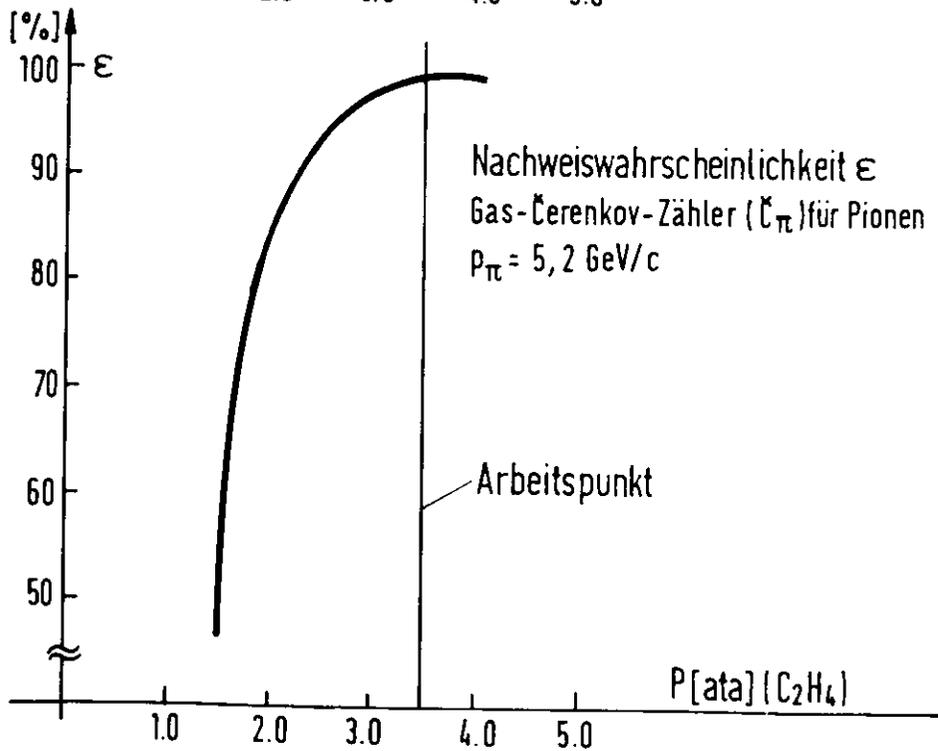
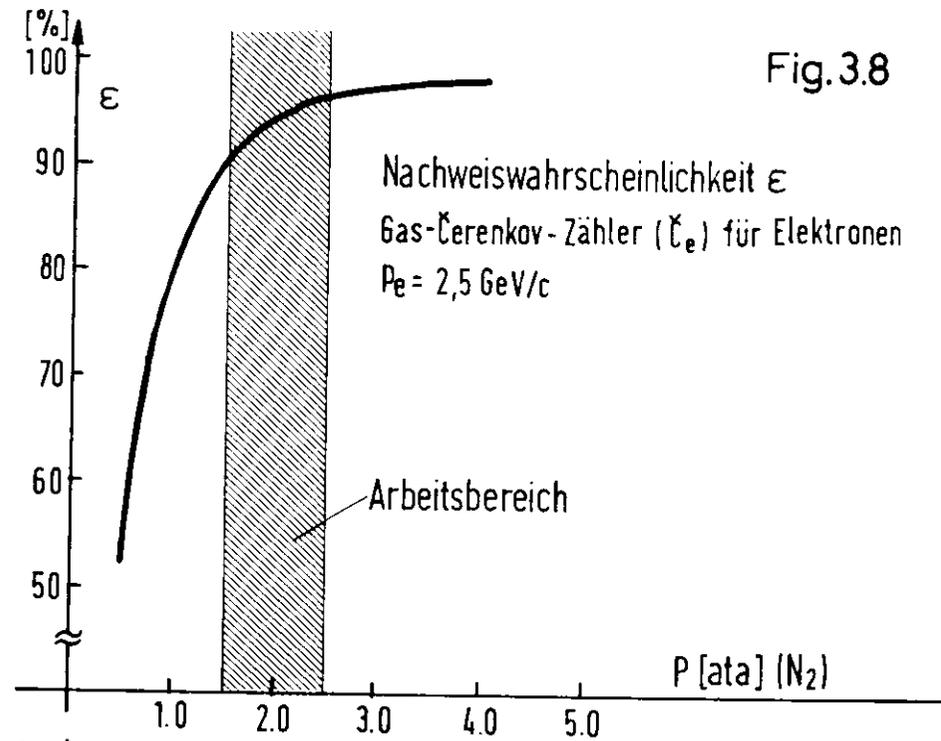
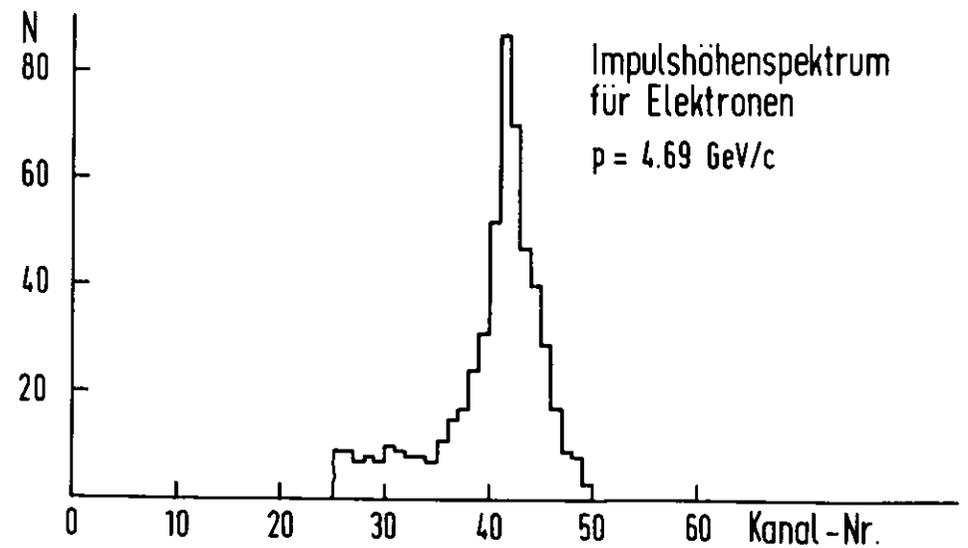
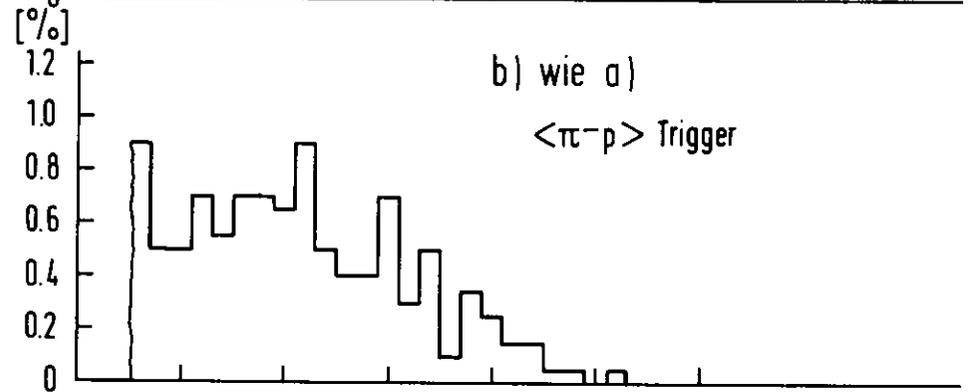
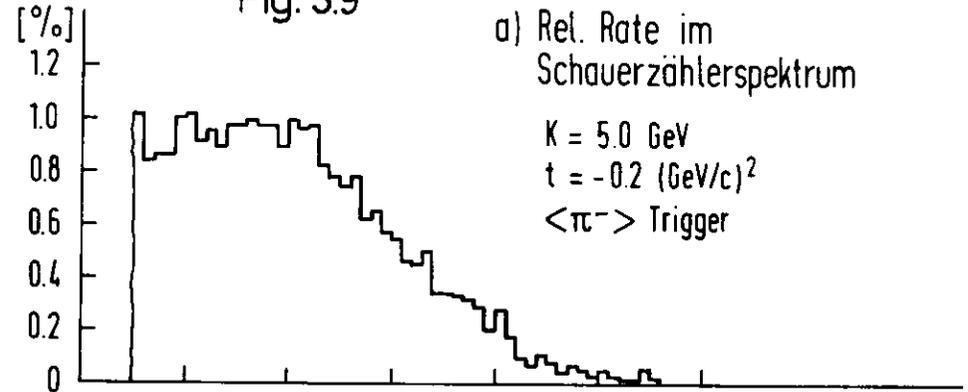


Fig. 3.9



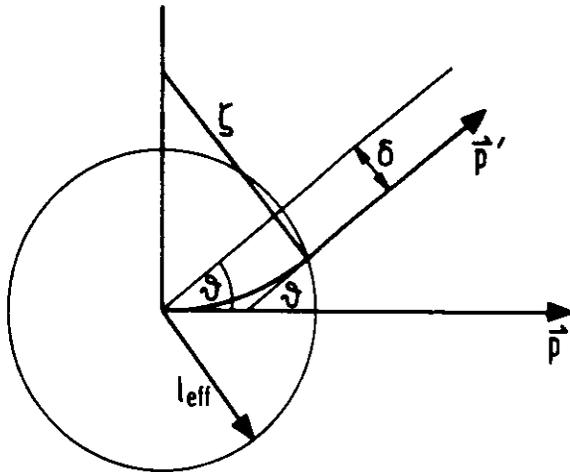


Fig. 3.10 Teilchenbahnkorrektur im Polarisationsmagneten

Teilchenidentifikation

Zwei Gas-Schwellen-Cerenkovzähler C_e und C_π werden zur Teilchenidentifikation benutzt. Sie bestehen aus innen verspiegelten zylindrischen Rohren, die eine Länge von 185 bzw. 285 cm bei einem Durchmesser von 26 cm haben und mit Stickstoff bzw. Äthylen betrieben werden. Der Gasdruck in den Zählern wird so eingestellt, daß im C_e nur Elektronen, im C_π auch Pionen nachgewiesen werden.

Durch das Koinzidenzsignal $C_\pi \cdot \bar{C}_e$ können dann die zu messenden Pionen identifiziert werden. Fig. 3.8 zeigt die gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit der Cerenkovzähler in Abhängigkeit vom eingestellten Gasdruck. Sie liegt für den C_e zwischen 90 % (1.5 ata) und 96 % (2.5 ata) und beträgt 99.5 % für den C_π beim Arbeitspunkt von 3.5 ata.

Mit einem Schauerzähler (18) am Ende des Spektrometers konnte die Elektronenkontamination der π^- -Raten überprüft werden. Der Zähler ist in Sandwichbauweise aus 23 Bleiplatten mit insgesamt 12.32 Strahlungslängen und 24 Szintillatorplatten Pilot M aufgebaut und hat eine Elektronen-Nachweiswahrscheinlichkeit von 99 %. In den Spektren a) und b) der Fig. 3.9 sind die Zählraten im Schauerzähler, normiert auf die gemessenen $\langle \pi^- \rangle$ -Raten bzw. Koinzidenzraten $\langle \pi^- p^- \rangle$ für $k = 5.0 \text{ GeV}$ und $|t| = 0.2 (\text{GeV}c)^2 \approx p_\pi = 4.89 \text{ GeV}c$ aufgetragen. Das untere Bild zeigt im Vergleich hierzu das Impulshöhenspektrum eines mit Elektronen stark angereicherten Teilchenstrahls bei einem vergleichbaren Impuls von $4.69 \text{ GeV}c$. Hieraus wird deutlich, daß eine Elektronenkontamination der π^- -Raten zu vernachlässigen ist.

Winkelkorrektur

Die θ -Winkleinstellung des Spektrometers muß bei Messungen mit einem polarisierten Target korrigiert werden, da die geladenen Pionen im Polarisationsmagneten eine zusätzliche Ablenkung erfahren. Aus der integrierten Feldlänge $\int B dl = 0.432 \text{ Tm}$ und dem Feldverlauf erhält man eine effektive Feldlänge von $l_{\text{eff}} = 0.17 \text{ m}$ bei maximaler Feldstärke von 2.5 T. Da für den Krümmungsradius der Teilchenbahn im homogenen Magnetfeld die Beziehung

$$S = \frac{l \vec{p}}{e \cdot B} = \frac{l_{\text{eff}}}{e \cdot \int B dl} |\vec{p}|$$

gilt, folgt aus Fig. 3.10 der Ablenkwinkel

$$\vartheta = \arccos \left[1 - \frac{l_{\text{eff}}^2}{2g^2} \right]$$

und eine Parallelverschiebung

$$\delta = \frac{l_{\text{eff}}^2}{2g}$$

Für Impulse des Pions zwischen 4.94 und 2.86 GeV/c im Meßbereich ergeben sich Korrekturwinkel von $\pm (1.51 - 2.60^\circ)$ je nach Polung des Magneten. Die Parallelverschiebung δ beträgt im Mittel 2.5 mm und kann vernachlässigt werden.

3.4 Rückstoßarm

Der Rückstoßarm (Fig. 3.6) ist ebenso wie das Magnetspektrometer auf einer Lafette, drehbar um eine vertikale Achse durch den Mittelpunkt des Targets, montiert. Er besteht aus der Zählermatrix SN und dem Reinigungsmagneten ($\int Bdl = 0.13 \text{ Tm}$) zur Reduktion weichen magnetischen Untergrunds, der durch den Targetmagneten in die Richtung von SN gelenkt wird.

Die Zählermatrix ist auf einem fahrbaren Schlitten montiert, sodaß ihre Akzeptanz dem eingestellten Winkel des Spektrometers angepaßt werden kann. Während des Experiments betrug der Abstand zum Target 288 cm. SN hat eine Gesamtfläche von $500 \times 700 \text{ mm}^2$ und ist in 35 Szintillationszählerelemente unterteilt. Diese Elemente mit einer Stirnfläche von $100 \times 100 \text{ mm}^2$ sind in 7 Zeilen von je 5 Elementen angeordnet. Zur Messung des Teilchendurchgangs sind die einzelnen Zähler mit Photomultipliern vom Typ 56 AVP verbunden, an deren Anoden und letzten Dynoden die Signalmomente zur elektronischen Weiterverarbeitung abgenommen werden. Die Eichung der Zähler erfolgte mit Hilfe von Höhenstrahlteilchen, deren wahrscheinlicher Energieverlust bei 100 mm Szintillatormaterial ca. 18.5 MeV beträgt. Über Hochspannungsverteiler wurden die Multiplierspannungen so eingestellt, daß die Höhenstrahlsignale gerade oberhalb der Diskriminatorschwelle liegen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Zählermatrix, die im vorhergehenden Experiment der Photoproduktion von π^+ -Mesonen als Neutronenzähler diente, wird für dieses Experiment im wesentlichen durch zwei Effekte begrenzt:

a) Kinematik

Wegen der Fermibewegung des Targetneutrons liegt die Impulsrichtung des erzeugten Protons innerhalb eines Kegels, dessen Achse durch die Richtung von

p_0 für die Erzeugung am ruhenden Neutron gegeben ist und dessen Öffnungswinkel vom Verhältnis p_F/p_0 abhängt. Da p_0 mit t abnimmt, vergrößert sich der Öffnungswinkel und überschreitet bei kleinen t -Werten die Akzeptanz der Matrix. In Fig. 3.11 und 3.12 sind die Ergebnisse von Monte-Carlo Rechnungen unter Berücksichtigung der Hulthénverteilung der Fermiimpulse und der Ablenkung der Protonen im Reinigungsmagneten für $k = 5.0 \text{ GeV}$ und $|t| = 1.0$ bzw. $0.2 (\text{GeV}/c)^2$ dargestellt. Zusätzlich eingezeichnet sind die Dimensionen der Matrix. Die Monte-Carlo Rechnungen wurden für alle Meßpunkte durchgeführt, und ergeben die t -abhängige geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit nach Fig. 3.13a.

b) Untergrund

Bei Photoproduktionsexperimenten an polarisierten Targets mit ihren komplexen Kernen entsteht stets ein hoher elektromagnetischer Untergrund, der durch das Feld des Polarisationsmagneten zu einem großen Teil in die Nachweisapparatur gelenkt wird. Während man den hierdurch entstehenden Beitrag zufälliger Koinzidenzen im Magnetspektrometer wegen seines kleinen Raumwinkels von ca. 0.4 msterad und der guten Abschirmung durch das Eisen der Ablenkmagnete geringer als 1% halten kann, beträgt er im Rückstoßarm ein Vielfaches der echten Koinzidenzen. Auch durch den Sweeping-Magneten kann die Zufälligenrate nur teilweise unterdrückt werden. Es war daher notwendig, Absorbermaterial vor der Matrix zu installieren. Die Materialstärke (Cu, Al) wurde abhängig vom eingestellten t -Wert so gewählt, daß die Restenergie der Protonen zur Erzeugung des Signals im Zähler mindestens 50 MeV beträgt. In Fig. 3.13b sind die Protonenverluste durch Kernabsorption in Abhängigkeit von t dargestellt (19).

Zur weiteren Herabsetzung des Untergrunds wurde die Momentanzählrate in den fünf "geoderten" Zählern einer Matrixzeile (s. 4.2) durch Drosseln der Bremsstrahlintensität auf einen Wert $< 1 \text{ Mhz}$ begrenzt; im allgemeinen auf ca. 100 Khz pro Einzelzähler.

Die endgültige Reduktion des Untergrundes erfolgte off-line durch Anbringen von Impulshöhen-Schnitten.

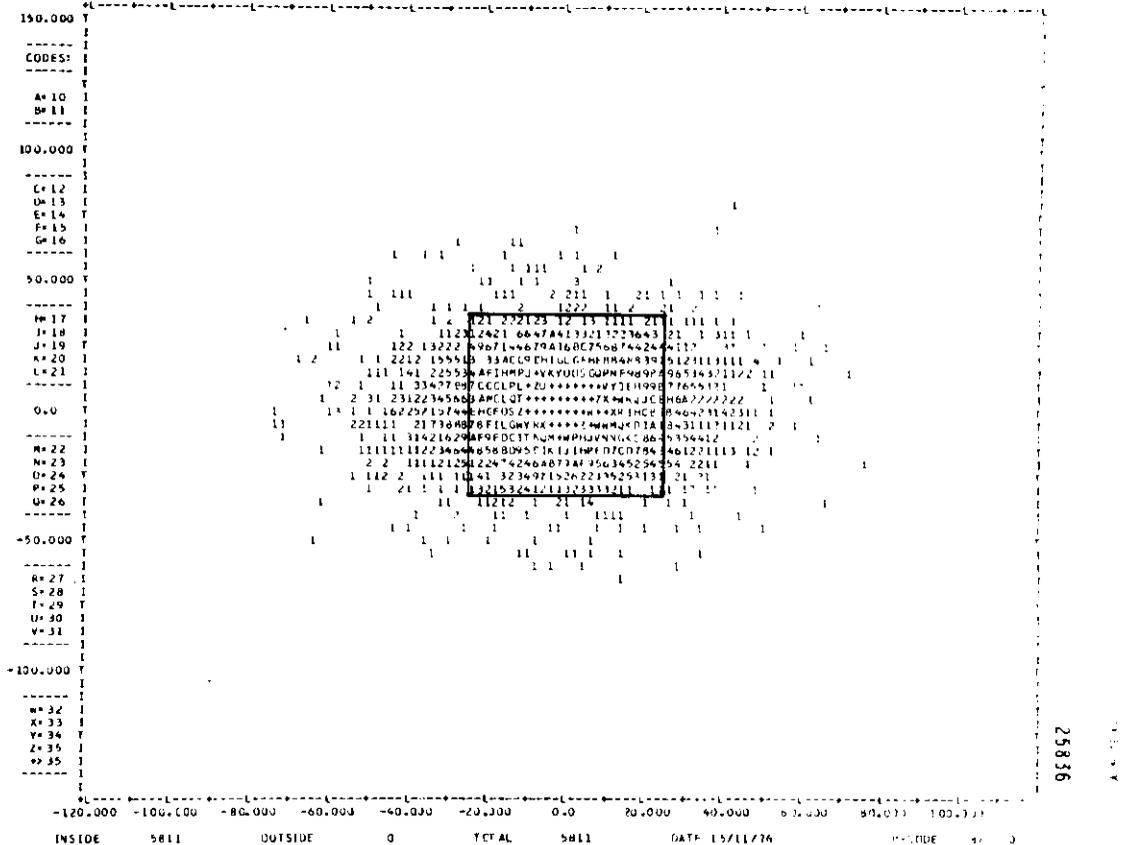


Fig. 3.11 Monte-Carlo Verteilung der Rückstoßprotonen
 ($k = 5 \text{ GeV}$, $t = -1.0(\text{GeV}/c)^2$)

25836

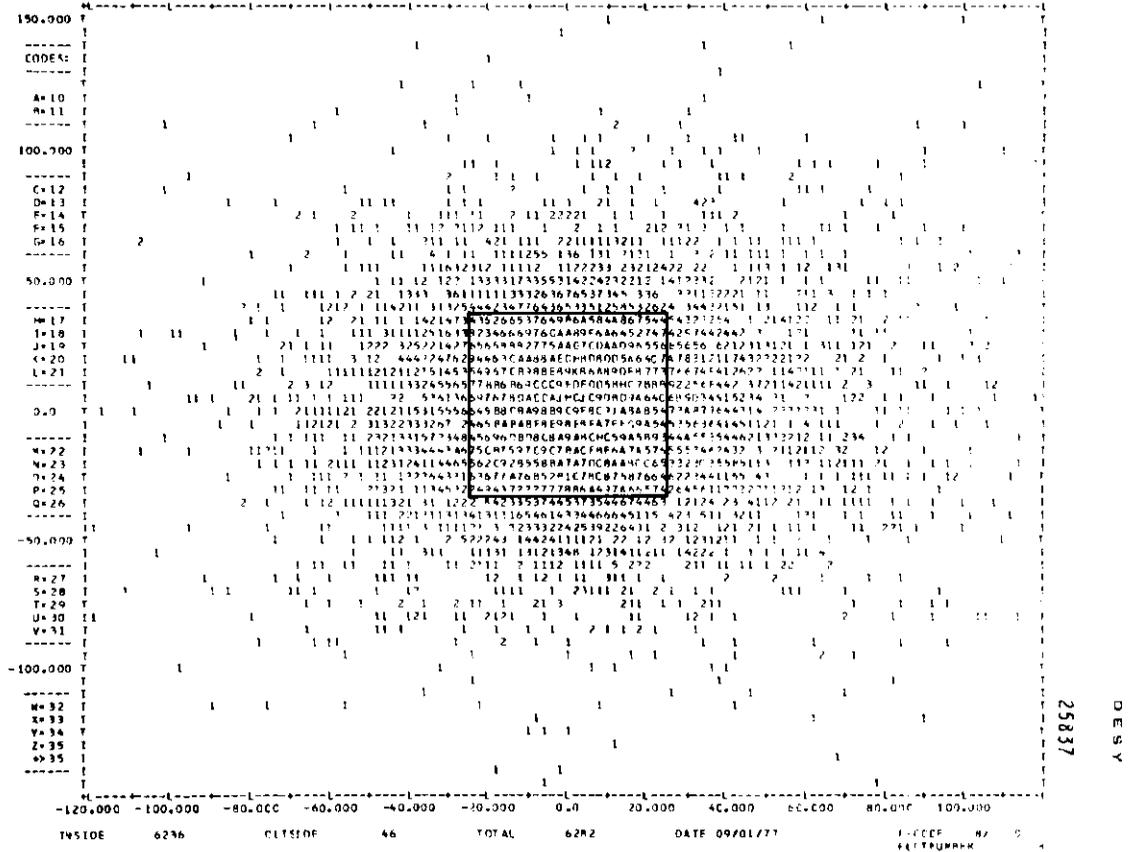


Fig. 3.12 Monte-Carlo Verteilung der Rückstoßprotonen
 ($k = 5 \text{ GeV}$, $t = -0.2 (\text{GeV}/c)^2$)

25837

4. Elektronik

Die Elektronik identifiziert durch logische Verknüpfung der Zählereignisse im Magnetspektrometer die negativen Pionen und speichert die für ein π^- -Event zur Verfügung stehende digitale und analoge Information zur weiteren Datenanalyse. Im Spektrometer werden die Koordinaten des Teilchendurchgangs zur Festlegung von Winkel und Impuls gemessen, im Rückstoßarm die Flugrichtung und Impulshöhe des Protons. Weiterhin wird die Flugzeit des Protons bestimmt.

4.1 π^- -Trigger

Fig. 4.1 zeigt die Logik zur Erzeugung des π^- -Triggers. Die zeitlich abgeglichenen und in Normimpulse von 4 nsec Breite umgewandelten Multipliersignale S1, S2 und S3 bilden die Geometrie-Koinzidenz G. Das Ansprechen der Koinzidenz heißt, daß ein geladenes Teilchen das Magnetspektrometer durchlaufen hat. Die Entscheidung ob π^- oder e^- wird mit Hilfe der Cerenkovzählereignisse C_e und C_π gefällt. Ein Teilchen wird dann als π^- akzeptiert, wenn die Triggerbedingung

$$HC_\pi = SA \cdot S2 \cdot S3 \cdot \bar{C}_e \cdot C_\pi$$

erfüllt ist. Die Zählraten der einzelnen Koinzidenzen werden zur Kontrolle auf 100 Mhz-Zähler gegeben (Sc) und nach jedem Meßabschnitt ausgelesen.

4.2 π^-p -Koinzidenz

Die Koinzidenz des Rückstoßprotons mit einem erzeugten negativen Pion wird durch Flugzeitmessung nachgewiesen. Verwendet werden TDC's mit 18 Kanälen und einem Kanalabstand von 0.5 nsec (37). Eine optimale Lösung wäre, für jedes der 35 Zählerelemente einen TDC zu verwenden. Da dieses aus Kostengründen nicht möglich war, wurden die Elemente zeilen- bzw. spaltenweise zusammengefaßt, sodaß zur Messung 7 Zeilen- und 5 Spalten-TDC's zur Verfügung stehen. Bei der Zusammenfassung der Spalten wurde zur Herabsetzung zufälliger Koinzidenzen auf die Elemente der oberen und unteren Zeile verzichtet. Fig. 4.2 zeigt als Beispiel die Koinzidenzschaltung der zweiten Zeile. Der HC_π -Trigger gibt über eine variable Verzögerung, mit der die t-abhängigen Flugzeiten des Rückstoßprotons in den mittleren Bereich der TDC-Akzeptanz geschoben werden, den Startimpuls. Das 'geordnete' Signal der 2. Zeile stoppt den TDC.

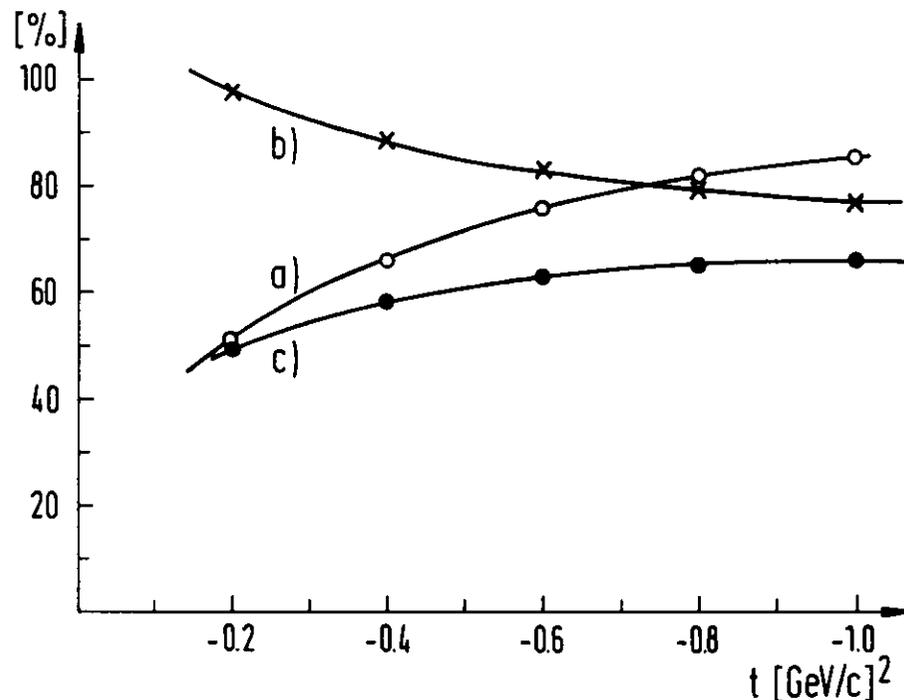


Fig. 3.13 Nachweiswahrscheinlichkeit der Zählermatrix
 a) geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit
 b) Reduktion der Protonenrate durch Kernabsorption
 c) aus a) und b) resultierende Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Impulshöhe des Rückstoßprotons wird mit ADC's gemessen. Zu diesem Zweck werden die Dynodenausgänge der Einzelzähler jeder Zeile zusammengefaßt und über ein lineares Gate mit Integrator auf einen ADC gegeben (Fig. 4.2).

Jeder der 35 Einzelzähler ist mit einem Flipflop verbunden, der bei Ansprechen des Zählers gesetzt wird. Der Ort des Teilchendurchgangs kann daher mit Hilfe des gesetzten Bits, der angesprochenen TDC Kombination und dem angesprochenen Zeilen-ADC bestimmt werden.

4.3 Quantameterkorrektur

Bei der Auswertung des Experiments müssen die gemessenen π -Raten auf die integrierte γ -Strahlintensität bezogen werden, welche das Target bei geöffneter Elektronik durchsetzt hat. Vom nicht gegateten Quantameter wird daher aus zwei Gründen ein zu großer Wert gemessen:

- Die Elektronik wird nach jedem π -Trigger innerhalb des E_{\max} -Gates für 500 μ sec zur Auslese und Speicherung der Eventinformation geschlossen
- Bei nicht optimal justierten Synchrotronparametern werden auch außerhalb des E_{\max} -Gates γ -Quanten erzeugt.

Um diese Differenz zu ermitteln, wurden neben den Koinzidenzen H und HC_{π} die ständig geöffneten Koinzidenzen H_{go} und $HC_{\pi go}$ installiert. Da die Zählraten der integrierten Photonenintensität proportional ist, ergibt das Verhältnis H/H_{go} bzw. $HC_{\pi}/HC_{\pi go}$ den Faktor, mit dem die Quantameteranzeige zu korrigieren ist. Er beträgt im allgemeinen 98-99%.

4.4 Kontrollelektronik

Zufällige Koinzidenzen: Der Anteil zufälliger Ereignisse an den in C_{13}, GC_e und HC_{π} (s. Fig. 4.1) gemessenen Raten wird mit Hilfe der verzögerten Koinzidenzen C_{13d}, GC_{ed} und $HC_{\pi d}$ ermittelt, bei denen eines der Eingangssignale zeitlich verzögert wurde. Die Beiträge betragen weniger als 1% und können daher vernachlässigt werden.

Timing: Zur Überwachung des richtigen zeitlichen Abgleichs der Zähler signale S_1, \dots, S_4 sowie des Cerenkovsignals C_e werden die Signale

$$OR = S_1 + S_2 + S_3 + S_4$$

und

$$UND = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4 \cdot \bar{C}_e$$

gebildet (Fig. 4.3). Da OR mit dem zeitlich ersten, UND mit dem zeitlich

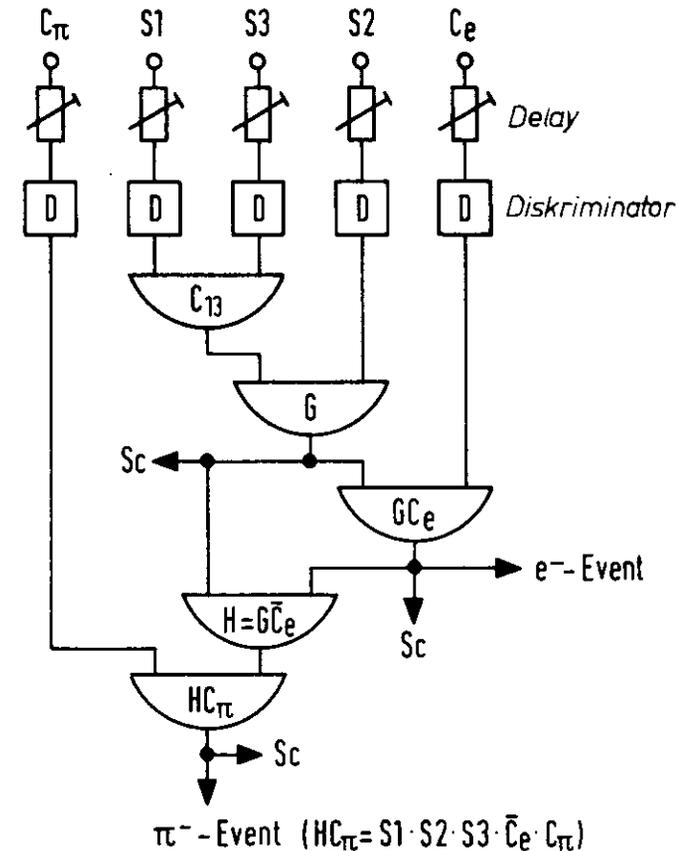
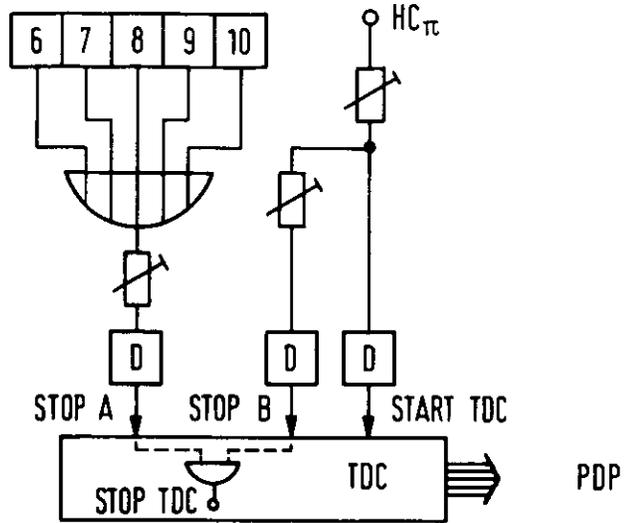


Fig. 4.1 π^- -Trigger



letzten Zählersignal ausgelöst wird, liefert das Zeitintervall Δt ein Maß für die Güte des Abgleichs. Δt wird mit einem TDC (128 Kanäle, 0.2 nsec Kanalabstand) gemessen, wobei die Vorderflanke von UND den Startimpuls, die um $T=const.$ verzögerte Vorderflanke von OR den Stopimpuls liefert. Ein optimaler Abgleich entspricht dem gleichzeitigen Ansprechen beider Signale ($\Delta t=0$) und liefert daher die Kanalzahl $T/0.2$ nsec im Flugzeitspektrum. Abgleichfehler führen zu höheren Werten. In Fig. 4.3 ist ein typisches Spektrum dargestellt, aus dem sich eine Zeitauflösung von 3 nsec (FWHM) ergibt.

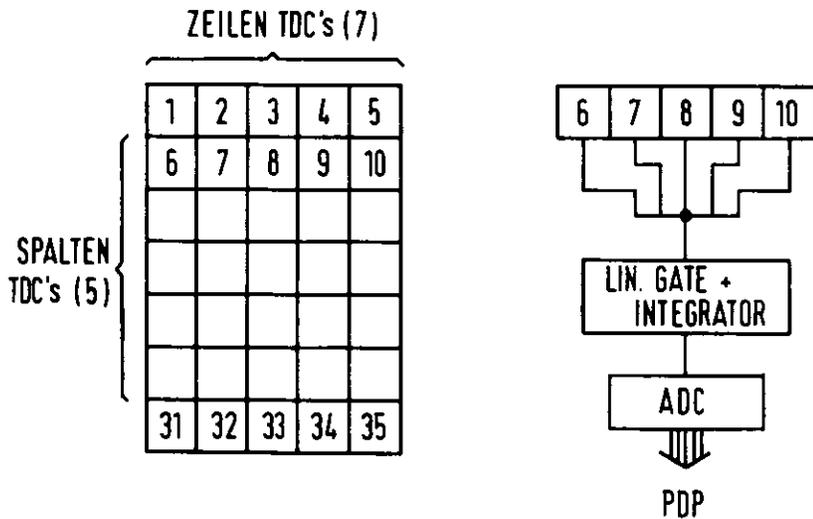
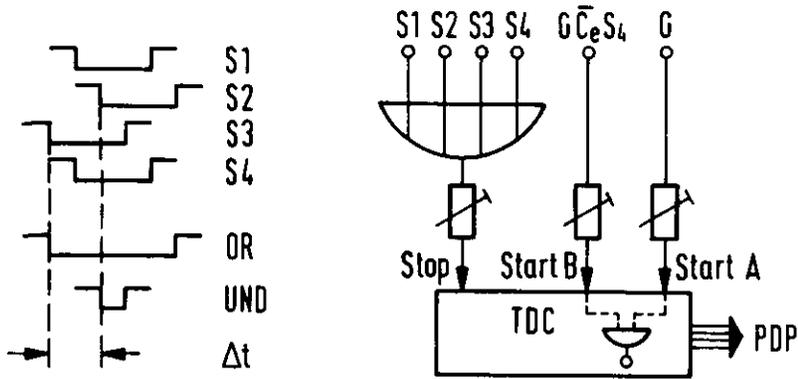


Fig.4.2 Flugzeitmessung



5. Durchführung der Messung

In diesem Experiment wurde die Targetasymmetrie für 12 Meßpunkte bei den Viererimpulsüberträgen 0.1, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8 und 1.0 $(\text{GeV}/c)^2$ für γ -Energien von 3.4 und 5.0 GeV bestimmt, wobei jeder Meßpunkt vier Einzelmessungen erfordert. Und zwar müssen (s. Kapitel 2.3, 2.4) die π -Raten

- $N \uparrow$ an positiv polarisiertem d-Butanol (C_4D_9OD)
- $N \downarrow$ an negativ " " "

der untersuchten Reaktion am polarisierten Neutron und die π -Zählraten

- $N(\bar{d})$ an unpolarisiertem d-Butanol
- $N(n)$ an " " n-Butanol (C_4H_9OH)

zur Abtrennung der Untergrundprozesse ermittelt werden.

Bei der Durchführung der Messungen bei polarisiertem Target wurden in abwechselnder Reihenfolge Beiträge zu $N \uparrow$ und $N \downarrow$ gemessen um Langzeitschwankungen der Apparatur zu eliminieren. Der Wechsel der Polarisationsrichtung erfolgt ca. alle 2 Stunden und hat keine systematischen Fehler zur Folge, da er bei 'dynamischer Polarisation' durch Änderung der eingestrahlteten Mikrowellenfrequenz ausgelöst wird. Der Magnetstrom bleibt unverändert. Insgesamt wurden die Raten $N \uparrow$ und $N \downarrow$ für etwa gleiche Anzahl effektiver Quanten ermittelt. Ca. alle 20 Stunden mußte die Datennahme unterbrochen werden um die Strahlungsschäden des Targetmaterials zu regenerieren.

Die Untergrundraten $N(d)$ bzw. $N(n)$ konnten mit Targetmaterial von Zimmertemperatur durchgeführt werden, da nur das Verhältnis der Zählraten als Korrekturfaktor benötigt wird.

5.1 Datenaufzeichnung

Die Datenaufzeichnung erfolgte mit einem Kleinrechner PDP-8I in einzelnen Meßabschnitten (runs), deren Zeitdauer einer vorwählbaren integrierten Photonenintensität entspricht. Ein run beginnt mit dem Einlesen eines 1. fixed-data-blocks (1.FDB), der alle wichtigen Parameter des eingestellten Meßpunktes enthält. Sodann wird nach jedem Event ($HC_{\bar{c}}$ -Trigger) die schnelle Elektronik geschlossen und die vollständige Eventinformation in den Speichern der Nachweiselektronik ausgelesen und gespeichert. Der Auslesevorgang dauert ca. 500 μsec und endet mit dem Zurücksetzen der Speicher und dem Öffnen der Elektronik für die Aufnahme eines neuen Events. Zwischen die Daten werden im Abstand von 3-5 min mehrere 2.FDB's eingefügt, die das von der PDP digitalisierte Polarisationsignal enthalten. Das Ende einer Meßperiode

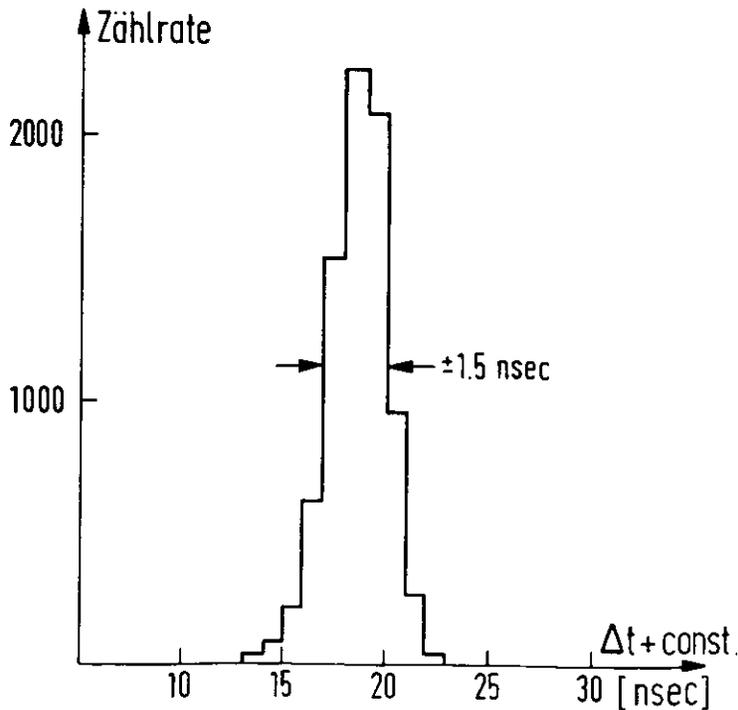


Fig. 4.3 Zeitauflösung im Spektrometer

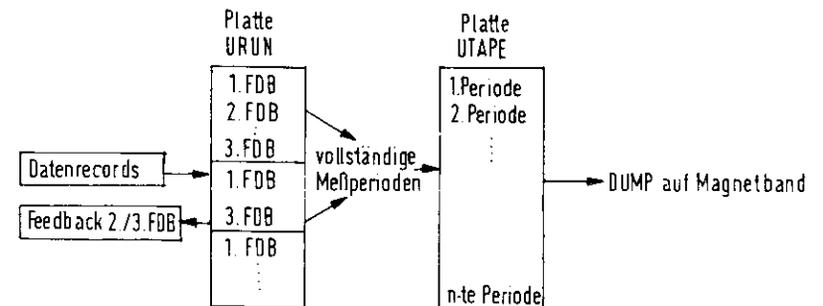
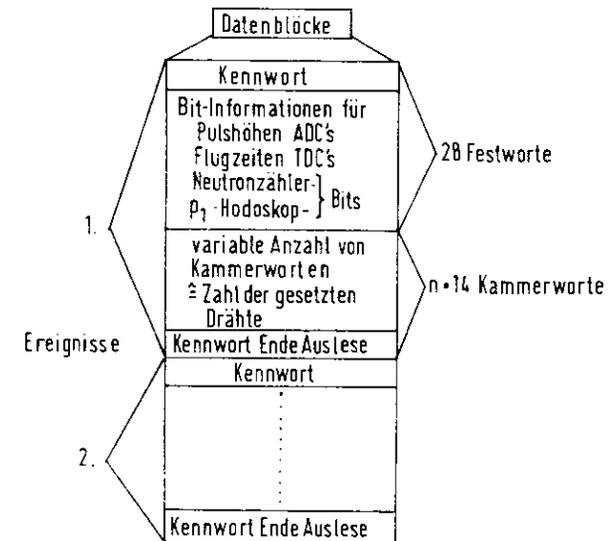
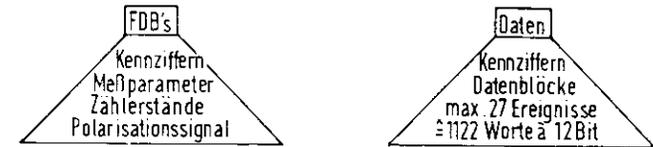
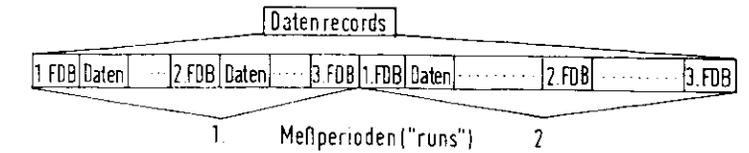
Fig. 5.1 Datenstruktur für den Kleinrechner

markiert ein 3.FDB (Fig. 5.1). Pro Spill können wegen der Auslesezeit des Kleinrechners maximal 6 Events gesammelt werden.

In der spillfreien Zeit von 17 msec werden die Daten in Blöcke zusammengefaßt und über das DESY-on-line Netz zum Großrechner IBM 370/168 des Rechenzentrums geschickt. Über eine Zwischenspeicherung auf Magnetplatten (URUN,UTAPE) erfolgt die Aufzeichnung der Daten auf Magnetbänder zur off-line Auswertung. Fig. 5.1 zeigt eine Zusammenfassung der beschriebenen Datenstruktur und Datenspeicherung.

5.2 Experimentkontrolle

Während der runs konnte das Experiment durch ein an der IBM 370/168 geladenes on-line Programm kontrolliert werden. Insbesondere wurden die genommenen Daten fortlaufend zu einer Vielzahl von Spektren aufsummiert. Über die Eingabe der PDP konnten sie angewählt und auf dem Sichtschirm überwacht werden.



6. Auswertung

Zur Auswertung muß die in Kapitel 2 abgeleitete Formel zur Bestimmung der Targetasymmetrie

$$T = \frac{Z\uparrow - Z\downarrow}{Z\uparrow|P\downarrow| + Z\downarrow|P\uparrow|} \quad (2.20)$$

mit

$$\frac{1}{K} = \frac{Z(\alpha)}{Z(\alpha) - Z(m)} \quad (2.23)$$

etwas modifiziert werden, da die in mehreren Meßabschnitten akkumulierte Zählrate $Z\uparrow$ bzw. $Z\downarrow$ mit $Z\uparrow(\downarrow) = \sum Z_i\uparrow(\downarrow)$ im allgemeinen bei unterschiedlicher Polarisation $P_i\uparrow(\downarrow)$ gemessen wurde. Der Grund hierfür ist in erster Linie die in Kapitel 3 erwähnte Depolarisation durch Strahlungsschäden. Aber auch Langzeitschwankungen der Polarisationsapparatur können zu einer Änderung der Targetpolarisation führen. Geht man von der Teilrate (s. Gl. 2.17)

$$Z_i\uparrow(\downarrow) = m\epsilon_0 Q_i\uparrow(\downarrow) [1 + T P_i\uparrow(\downarrow) + N_c \epsilon_c / m\epsilon_0]$$

aus, so erhält man durch Summation über alle Meßabschnitte und bei Normierung auf die Einheit effektiver Quanten die Gesamtrate

$$Z\uparrow(\downarrow) = \frac{\sum Z_i\uparrow(\downarrow)}{\sum Q_i\uparrow(\downarrow)} = m\epsilon_0 \left[1 + T \frac{\sum P_i\uparrow(\downarrow) Q_i\uparrow(\downarrow)}{\sum Q_i\uparrow(\downarrow)} + \frac{N_c \epsilon_c}{m\epsilon_0} \right]_{0.1}$$

Hieraus folgt analog zur Ableitung in Kap. 2 die Beziehung

$$T = \frac{Z\uparrow - Z\downarrow}{Z\uparrow \frac{\sum P_i\downarrow Q_i\downarrow}{\sum Q_i\downarrow} + Z\downarrow \frac{\sum P_i\uparrow Q_i\uparrow}{\sum Q_i\uparrow}} \cdot \frac{1}{K} \quad 6.2$$

Da die gemessenen Zählraten $Z\uparrow(\downarrow)$, $N(d)$ und $N(n)$ außer π^- -Events auch eine gewisse Anzahl zufälliger Ereignisse enthalten, ergibt sich mit Gl. 6.2 und 2.23 eine Auswerteprozedur, die sich für jeden Meßpunkt in drei Abschnitte gliedert:

- 1) Aus den gemessenen Zählraten $Z\uparrow$ und $Z\downarrow$ werden durch Abzug der zufälligen Ereignisse die π^- -Raten $Z\uparrow$ bzw. $Z\downarrow$ ermittelt
- 2) Aus den Raten $N(d)$ und $N(n)$ am unpolarisierten d-Butanol bzw. n-Butanol wird nach Abzug der zufälligen Ereignisse der Korrekturfaktor $1/K$ bestimmt
- 3) Es wird aus der gemessenen Deuteronpolarisation die Neutronenpolarisation berechnet und ein gewichteter Mittelwert gebildet.

Die Daten wurden bis auf die Meßpunkte bei Impulsüberträgen von $|t| = 0.1$ und 0.2 (GeV/c)^2 als Koinzidenzexperiment ausgewertet. Bei 0.1 (GeV/c)^2 konnte der elektromagnetische Untergrund wegen wegen des kleinen Impulses des Rückstoßprotons nicht ausreichend herabgesetzt werden; bei 0.2 (GeV/c)^2 ergab die Einarmmessung den kleineren statistischen Fehler. Hier konnte jedoch durch die Zweiarmsmessung überprüft werden, ob das 'missing-mass' Spektrum sauber ist.

6.1 Abtrennung zufälliger Ereignisse

Ausgangspunkt für die Bestimmung der $\langle \pi p \rangle$ -Koinzidenzen ist die Messung der relativen Flugzeit zwischen Pion und Proton. Fig. 6.1a zeigt als Beispiel für etwas schwierigere Meßbedingungen das Flugzeitspektrum für den Meßpunkt $k = 5.0 \text{ GeV}$ und $t = -0.4 \text{ (GeV/c)}^2$, in der Legende mit $\langle \pi p \rangle$ bezeichnet. Es wird gebildet, indem die mit IDC's gemessenen Flugzeiten in den zeilenweise 'geordneten' Zählerelementen der Matrix (s. 4.2) für alle sieben Zeilen kanalweise aufaddiert werden. Die zu separierende Koinzidenzrate Z bildet den Peak dieses Flugzeitspektrums und liegt über einem breiten Sockel zufälliger Ereignisse mit einem Signal/Rausch Verhältnis von ca. 2.5 im Maximum. Daß es sich bei dem Sockel tatsächlich um 'Zufällige' handelt, wird durch die Aufnahme von Spektren nachgewiesen, bei der der π^- -Trigger der Flugzeitmessung durch ein Signal ersetzt wird, das in keiner Korrelation zur Elektronik des π^- -Nachweises steht. Verwendet wird ein Signal aus dem Monitorteleskop vor dem Quantaneter (s. Fig. 3.10), dessen Pulsfolge nur von der Intensität des γ -Strahls abhängt. Ein so gewonnenes Zufälligen-Spektrum, in den Randbereichen um die Zählrate des Flugzeitspektrums normiert, ist ebenfalls in Fig. 6.1a ein um π^- mit π^- normierte Fläche) und zeigt gute Übereinstimmung im zeitlichen Verlauf. Die Rate zufälliger Ereignisse unterhalb des

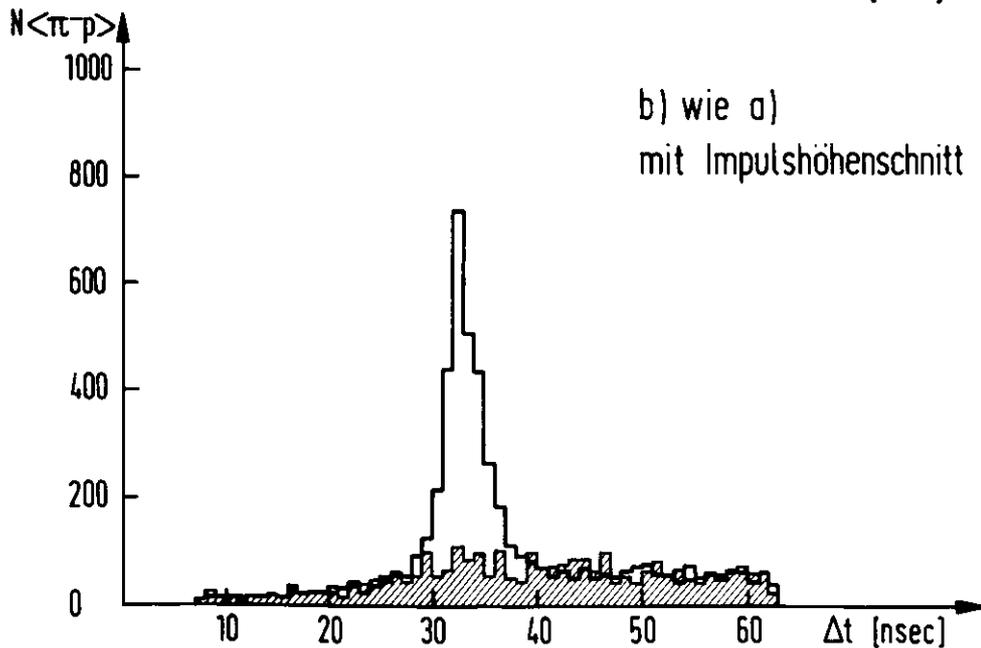
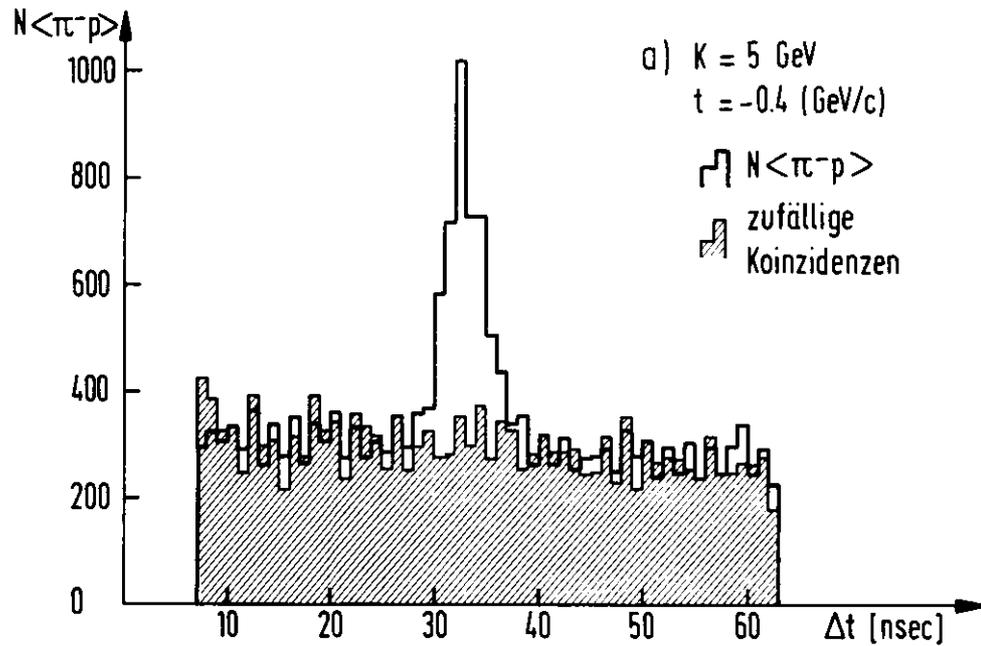


Fig. 6.1 Flugzeitspektren

Peaks kann daher durch Interpolation der Beiträge in den Randbereichen abgezogen werden.

Um die Koinzidenzrate Z mit möglichst kleinem statistischen Fehler bestimmen zu können, werden vor der Subtraktion Impulshöhenschnitte durchgeführt. Sie unterdrücken alle Ereignisse, bei denen die durch ADC's gemessenen Impulshöhen (s. 4.2) unter einer vorgegebenen Schwelle liegen. Die Schnitte werden so gesetzt, daß in den Flugzeitspektren bei möglichst hoher Reduktion des Untergrundes nur geringe Verluste an echten $\langle\pi^-p\rangle$ -Koinzidenzen entstehen. Ein so gereinigtes Flugzeitspektrum zeigt Fig. 6.1b zusammen mit einem in gleicher Weise behandelten Zufälligen-Spektrum. Nach Festlegung von Zeitschnitten (Pfeile) zur Begrenzung des Peakbereichs wird der verbleibende Zufälligenbeitrag wie oben erwähnt durch Interpolation aus den Raten der Seitenbereiche abgezogen.

Der stärkere Abfall zu kleinen Zeitabständen in der Fig. 6.1b hat eine elektronische Ursache. Er rührt daher, daß bei der Auswerteprozedur zur Festlegung des ansprechenden Zählers seine Bitinformation benutzt wird. Das Gatesignal zum Setzen der Bits liegt mit seiner Anstiegsflanke jedoch später als der Einsatzpunkt des TDC's.

Neben dem Beitrag von Zufälligen durch nicht korreliertes Ansprechen eines Zählers der Matrix des Rückstoßarmes gibt es auch Ereignisse bei denen mehr als ein Zähler einen Teilchendurchgang registriert. Das hat im wesentlichen zwei Gründe:

- ein Teilchen (echtes Proton oder 'Zufälliges') bringt durch Sekundärprozesse im Szintillatormaterial mehr als einen Zähler zum Ansprechen
- ein zufällig einfallendes Teilchen und ein echtes Proton werden gleichzeitig nachgewiesen.

Die Analyse dieser sogenannten Mehrfachereignisse erfolgt in ähnlicher Weise wie in (23) mit dem Unterschied, daß zum Aussondern falscher Signale das Impulshöhenspektrum ausgenutzt wird. Der Anteil von Doppelereignissen beträgt ca. 6%, der von Dreifachereignissen ca. 1%. Ereignisse > 3 können vernachlässigt werden.

Als Beispiel sind in Fig. 6.2a die mit Schnitten versehenen Flugzeitspektren $Z\uparrow$ und $Z\downarrow$ für den Meßpunkt $k = 5.0 \text{ GeV}$ und $t = -0.6 \text{ (GeV/c)}^2$ dargestellt. Um die resultierende Ratenasymmetrie $Z\uparrow - Z\downarrow$ auch graphisch zeigen zu können, wurde in Fig. 6.2b das bei kanalweiser Subtraktion entstehende Differenzspektrum aufgetragen. Je zwei benachbarte Kanäle sind zusammengefaßt.

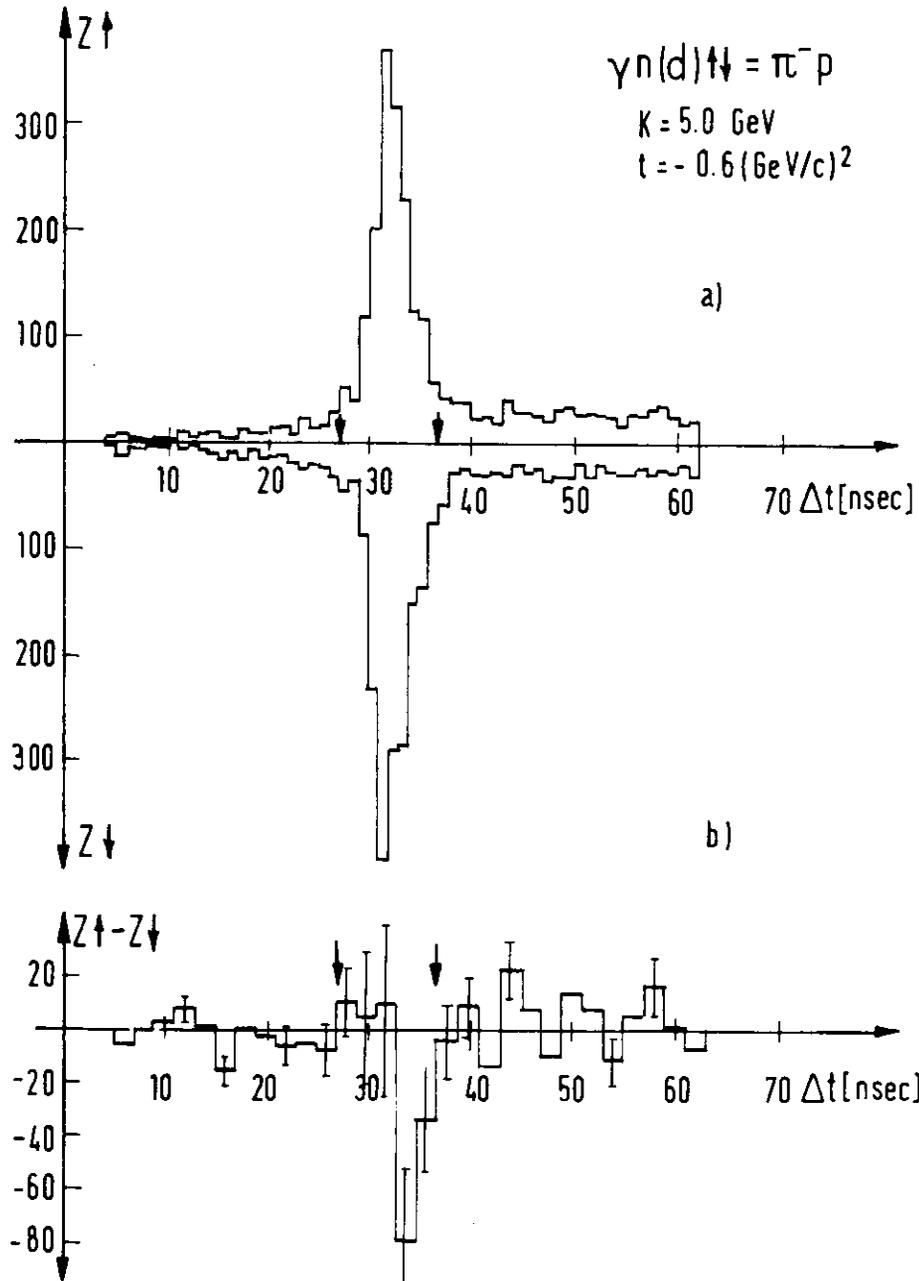


Fig. 6.2 Flugzeitspektren mit Schnitten
 a) für Polarisationsrichtung $P \uparrow$ und $P \downarrow$
 b) Differenzspektrum

6.2 Korrekturfaktor $1/\kappa$

$Z \uparrow$ und $Z \downarrow$ enthalten noch Raten der π^- -Produktion an den unpolarisierten Nukleonen des Targetmaterials, die für beide Polarisationsrichtungen denselben Beitrag liefern. Sie werden bei der Berechnung der Targetasymmetrie nach Gl. 6.2 durch den Korrekturfaktor κ eliminiert (s. Kap. 2.3). Nach den Ausführungen in Kapitel 2.4 gewinnt man κ durch Messung der π^- -Raten $Z(d)$ an unpolarisiertem d-Butanol und $Z(n)$ an unpolarisiertem n-Butanol aus dem Verhältnis $Z(d)/(Z(d)-Z(n))$, wobei beide Messungen auf gleiche effektive Quanten zu normieren sind. Die zufälligen Ereignisse aus den entsprechenden gemessenen Raten $N(d), N(n)$ werden mit denselben Flugzeit- und Impulshöhenschnitten abgetrennt wie bei der Bestimmung von $Z \uparrow(\downarrow)$ um keine künstliche Targetasymmetrie zu erzeugen.

In den Figuren 6.3a und 6.3b sind die ermittelten Korrekturfaktoren $1/\langle \kappa \rangle$ (Einarmmessung) und $1/\langle \kappa \rangle_p$ (Koinzidenzmessung) für alle Meßpunkte dargestellt zusammen mit den unter ähnlichen Bedingungen gewonnenen Korrekturfaktoren aus dem früheren π^+ -Experiment (23). Die Werte von $1/\langle \kappa \rangle$ liegen zwischen 3 und 5 und entsprechen annähernd dem Verhältnis aller im Targetmaterial vorhandenen Neutronen zur Anzahl polarisierbarer Neutronen. Die Koinzidenzmessung liefert wesentlich kleinere Werte; denn wegen des höheren Fermiimpulses der Kernnukleonen (24) werden die im Kohlenstoff bzw. Sauerstoff erzeugten Protonen über einen größeren Raumwinkel verteilt und daher nur teilweise von der Zählermatrix akzeptiert. Fig. 6.4 und 6.5 zeigen Monte-Carlo Rechnungen für die am Kohlenstoff erzeugten Rückstoßprotonen bei 5.0 GeV und den extremen Impulsüberträgen von $t = -1.0$ bzw. $-0.2 (\text{GeV}/c)^2$. Sie können direkt mit den Verteilungen der am Deuteron produzierten Protonen verglichen werden (Fig. 3.11, 3.12).

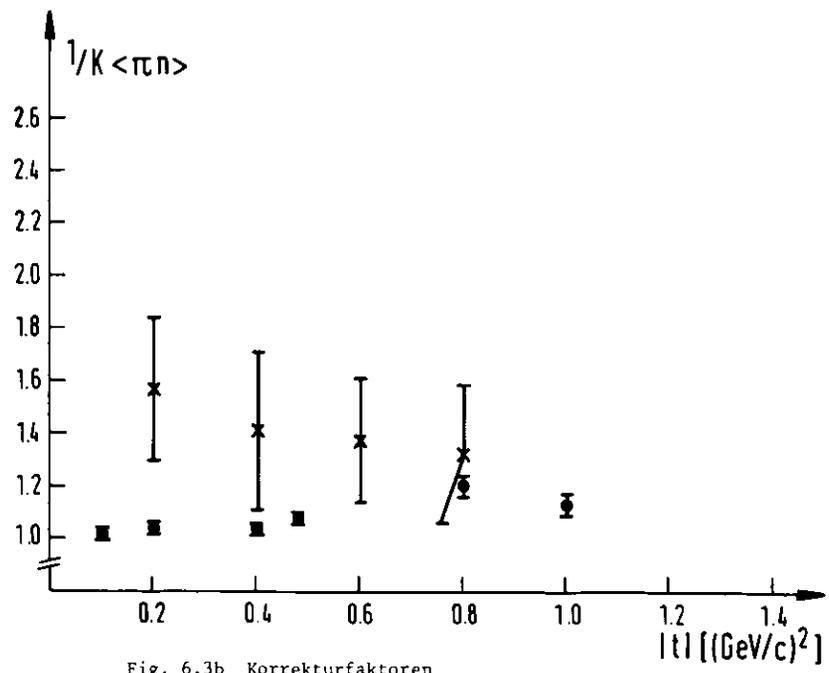
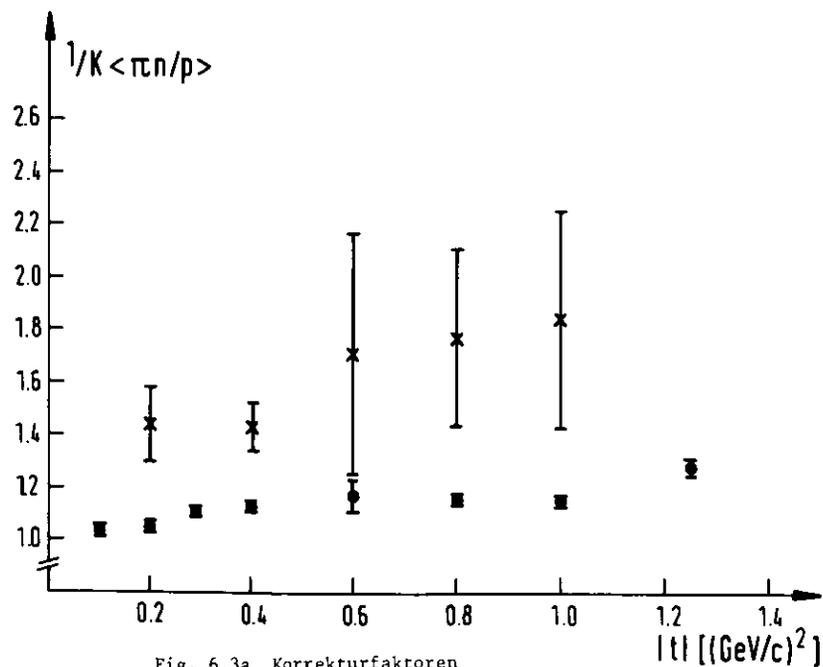
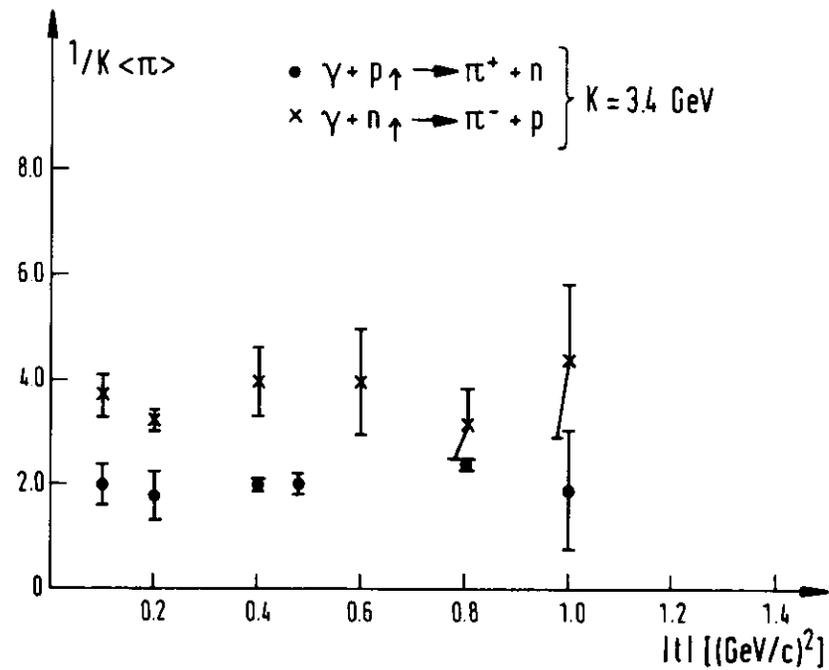
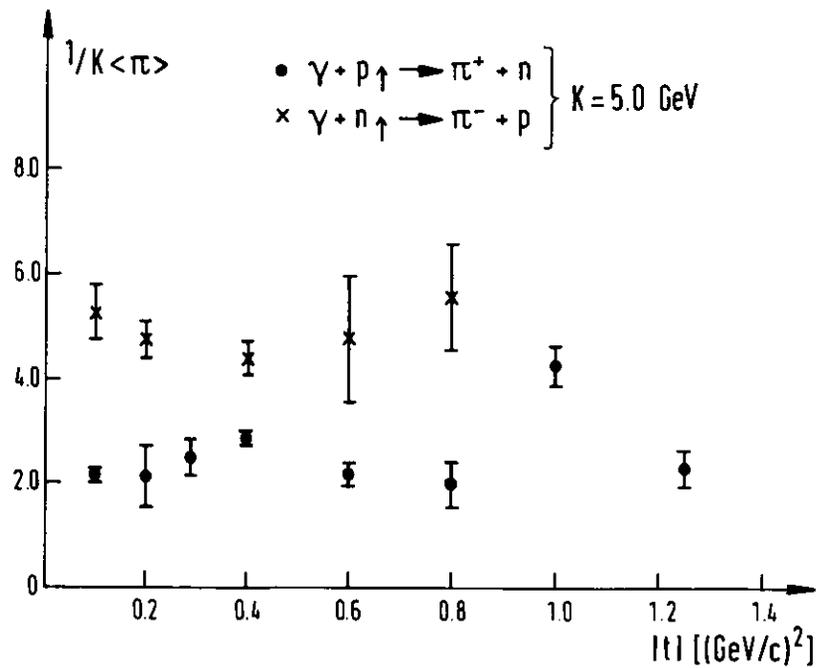


Fig. 6.3a Korrekturfaktoren

Fig. 6.3b Korrekturfaktoren

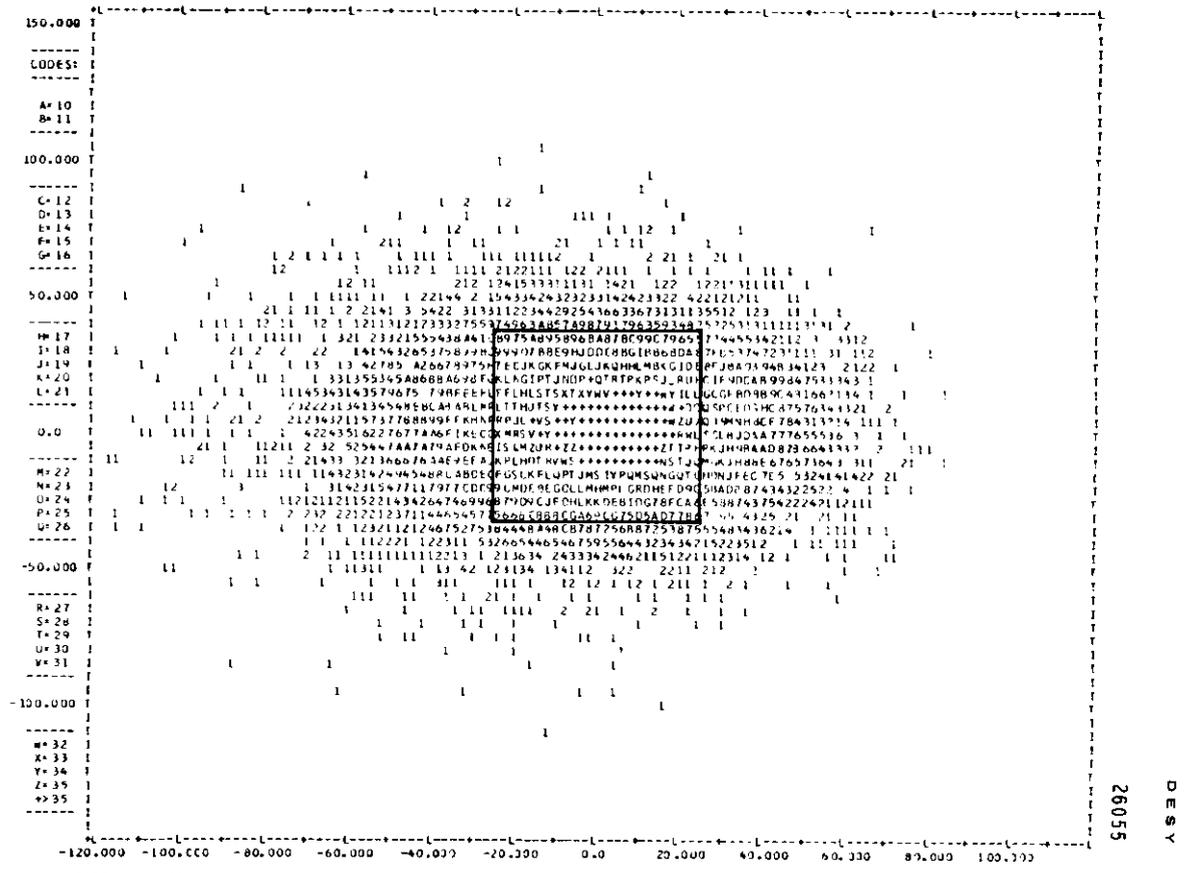


Fig. 6.4 Monte-Carlo Verteilung der gebundenen Rückstoßprotonen
($k = 5 \text{ GeV}$, $t = -1.0 \text{ (GeV/c)}^2$)

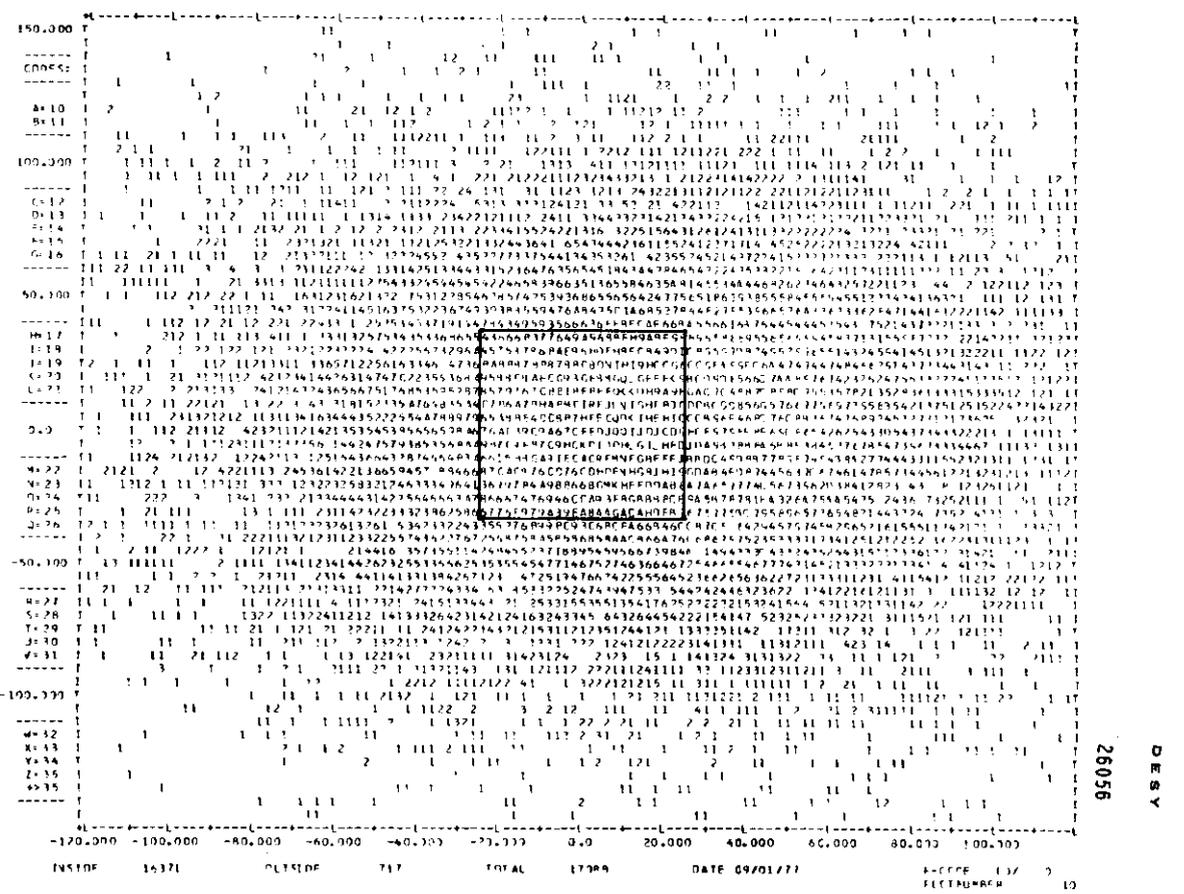


Fig. 6.5 Monte-Carlo Verteilung der gebundenen Rückstoßprotonen
($k = 5 \text{ GeV}$, $t = -0.2 \text{ (GeV/c)}^2$)

6.3 Berechnung der Neutronenpolarisation und Wichtung

Zur Bestimmung der Neutronenpolarisation

$$P(m) = \frac{N(+\frac{1}{2}) - N(-\frac{1}{2})}{N(+\frac{1}{2}) + N(-\frac{1}{2})} \quad (2.6)$$

aus der gemessenen Deuteronenpolarisation $P(d)$ (s. Anhang 2) muß die Anzahl $N(\pm 1/2)$ der Neutronen mit Spinrichtung $m_n = +1/2$ bzw. $m_n = -1/2$ sowohl für den 3S_1 -Zustand (ca. 94%) als auch für den 3D_1 -Zustand (ca. 6%) berechnet werden:

a) 3S_1 -Zustand

Hier gilt nach der Ableitung in Kapitel 2 die Beziehung

$$N_{3S_1}(+\frac{1}{2}) = n(+1) + 0.5 n(0) \quad (2.6a)$$

$$N_{3S_1}(-\frac{1}{2}) = n(-1) + 0.5 n(0)$$

und

$$P_{3S_1}(\text{Neutron}) = \frac{n(+1) - n(-1)}{n} = P(\text{Deuteron}) \quad (2.7)$$

$n(+1), n(-1)$ und $n(0)$ sind die Besetzungszahlen der drei möglichen Spinrichtungen des Deuterons mit $m = +1, -1, 0$. n ist die Gesamtzahl der Deuteronen.

b) 3D_1 -Zustand

Er wird gebildet, indem Proton und Neutron zum Kernspin $S=1$ koppeln und dann mit dem Bahndrehimpuls $L=2$ zum Gesamtdrehimpuls $J=1$. Sind $|1m_s\rangle_{pn}$ die Zustände des Nukleonensystems und $|2m_l\rangle_L$ die des Bahndrehimpulses, so erhält man für die möglichen 3D_1 -Zustände $|1m_j\rangle_d$ des Deuterons mit Hilfe der Clebsch-Gordan Koeffizienten die Zerlegung

$$|11\rangle_d = \sqrt{\frac{3}{5}} |22\rangle_L |11\rangle_{pn} - \sqrt{\frac{3}{10}} |21\rangle_L |10\rangle_{pn} + \sqrt{\frac{1}{10}} |20\rangle_L |11\rangle_{pn} \quad 6.3$$

$$|10\rangle_d = \sqrt{\frac{3}{10}} |21\rangle_L |1-1\rangle_{pn} - \sqrt{\frac{3}{5}} |20\rangle_L |10\rangle_{pn} + \sqrt{\frac{3}{10}} |2-1\rangle_L |11\rangle_{pn} \quad 6.4$$

$$|1-1\rangle_d = \sqrt{\frac{1}{10}} |20\rangle_L |1-1\rangle_{pn} - \sqrt{\frac{3}{10}} |2-1\rangle_L |10\rangle_{pn} + \sqrt{\frac{3}{5}} |2-2\rangle_L |11\rangle_{pn} \quad 6.5$$

Betrachtet man beispielsweise den $|11\rangle_d$ Zustand (6.3), so ergibt sich hieraus, da die Quadrate der C.-G. Koeffizienten die Wahrscheinlichkeit eines Zustandes bestimmen, daß sich die Neutronen der Deuteronenatome im Verhältnis 3/5:3/10:1/10 auf die möglichen Nukleonenzustände $|1m_s\rangle_{pn}$ verteilen. Um die Häufigkeitsverteilung der zwei Spinrichtungen dieser Neutronen zu gewinnen, zerlegt man die Nukleonenzustände nach Eigenzuständen von Proton und Neutron:

$$|11\rangle_{pn} = |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_p |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_n$$

$$|10\rangle_{pn} = \frac{1}{\sqrt{2}} |\frac{1}{2} -\frac{1}{2}\rangle_p |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_n + \frac{1}{\sqrt{2}} |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_p |\frac{1}{2} -\frac{1}{2}\rangle_n \quad 6.6$$

$$|1-1\rangle_{pn} = |\frac{1}{2} -\frac{1}{2}\rangle_p |\frac{1}{2} -\frac{1}{2}\rangle_n$$

Durch Einsetzen von 6.6 in die Gl. 6.3 folgt das Ergebnis, daß sich die Neutronen des betrachteten $|11\rangle_d$ Zustandes im Verhältnis

$$\frac{N(+\frac{1}{2})}{N(-\frac{1}{2})} = \frac{(\frac{1}{10} + \frac{3}{10} \frac{1}{2})}{(\frac{3}{5} + \frac{3}{10} \frac{1}{2})} = \frac{0.25}{0.75}$$

auf die Spinrichtungen $m_n = +1/2$ und $m_n = -1/2$ verteilen. Die Rechnung für die zwei übrigen Zustände $|10\rangle_d$ und $|1-1\rangle_d$ wird in gleicher Weise durchgeführt. Man erhält

$$\frac{N_{|10\rangle_d}(+\frac{1}{2})}{N_{|10\rangle_d}(-\frac{1}{2})} = \frac{(\frac{3}{10} + \frac{3}{10} \frac{1}{2})}{(\frac{3}{10} + \frac{3}{10} \frac{1}{2})} = \frac{0.50}{0.50}$$

bzw.

$$\frac{N_{|1-1\rangle_d}(+\frac{1}{2})}{N_{|1-1\rangle_d}(-\frac{1}{2})} = \frac{(\frac{3}{5} + \frac{3}{10} \frac{1}{2})}{(\frac{1}{10} + \frac{3}{10} \frac{1}{2})} = \frac{0.75}{0.25}$$

Mit den Bezeichnungen $n(+1)$, $n(0)$ und n aus a) für die Besetzungszahlen der Deuteronenenergiezustände lassen sich die Besetzungszahlen der Neutronen daher in folgender Form schreiben:

$$N_{3D_1}(+\frac{1}{2}) = 0.25 n(+1) + 0.75 n(-1) + 0.5 n(0)$$

$$N_{3D_1}(-\frac{1}{2}) = 0.75 n(+1) + 0.25 n(-1) + 0.5 n(0) \quad 6.7$$

Hieraus folgt mit Gl.2.6 die Neutronenpolarisation

$$P_{3D_x}(\text{Neutron}) = -0.5 \frac{m(+A) - m(-A)}{m} = -0.5 P(\text{Deuteron}) \quad 6.8$$

für den 3D_1 -Zustand der Deuteronatome.

Die resultierende Gesamtpolarisation bei einer Häufigkeitsverteilung des 3S_1 - und 3D_1 -Zustandes von 94:6 ist damit nach der Definitionsgleichung 2.6 durch

$$P(\text{Neutron}) = \frac{0.94 [N_{3S_1}(+1/2) - N_{3S_1}(-1/2)] + 0.06 [N_{3D_1}(+1/2) - N_{3D_1}(-1/2)]}{0.94 [N_{3S_1}(+1/2) + N_{3S_1}(-1/2)] + 0.06 [N_{3D_1}(+1/2) + N_{3D_1}(-1/2)]}$$

gegeben. Durch Einsetzen der Besetzungszahlen 2.6a bzw 6.7 erhält man

$$P(\text{Neutron}) = 0.91 P(\text{Deuteron}) \quad 6.9$$

Mit diesem Faktor sind die gemessenen Polarisationswerte des Deuteron-targets zu korrigieren.

Wichtung

Die Deuteronpolarisation wird in Abständen von ca. 3 - 5 min gemessen. Aus diesen Daten wird für jeden Meßabschnitt eine gemittelte Neutronenpolarisation \bar{P}_i berechnet. Zusammen mit den zugehörigen integrierten Photonintensitäten Q_i ergeben sich hieraus die zur Bestimmung der Targetasymmetrie benötigten gewichteten Mittelwerte der Polarisation (s.Gl. 6.1)

$$\bar{P} \uparrow = \frac{\sum P_i \uparrow Q_i \uparrow}{\sum Q_i \uparrow} \quad \text{bzw.} \quad \bar{P} \downarrow = \frac{\sum P_i \downarrow Q_i \downarrow}{\sum Q_i \downarrow}$$

Summiert wird über alle Meßabschnitte eines Meßpunktes.

6.4 Testmessungen

a) 'Missing-mass' Spektren

Um zu kontrollieren, ob Mehrteilchenreaktionen einen Beitrag zu den ermittelten $\langle \pi^- p \rangle$ Koinzidenzen liefern, werden 'missing-mass'-Spektren auf-

genommen. Betrachtet man die Reaktionen



so folgt aus der Kinematik Gl.2.14 unter Vernachlässigung des Fermiimpulses der Neutronen die Beziehung

$$M_{X_0}^2 = m_n^2 + m_\pi^2 - 2m_n E_\pi + 2k(m_n - E_\pi + p_\pi \cos \theta) \quad 6.10$$

indem m_p^2 durch $M_{X_0}^2$ ersetzt wird. Für m_n ist die off-shell Masse von 939 - 15 MeV einzusetzen. Aus dieser Gleichung wird bei gemessenem Pionenimpuls p_π und Erzeugungswinkel θ die 'missing-mass' $M_{X_0}^2$ berechnet, wobei als Energie des erzeugenden γ -Quants der Wert k_{\max} des Bremspektrums eingesetzt wird, da k wegen der möglichen Teilchensysteme X_0 nicht bekannt ist. Tatsächlich bei k_{\max} erzeugte Systeme X_0 erscheinen im 'missing-mass' Spektrum bei den Werten m_p^2 , $(m_p + m_{\pi^0})^2$ und $m_{\Delta^+}^2$. Werden sie bei kleineren Energien $k_{\min} \leq k \leq k_{\max}$ erzeugt, so verschiebt sich das ermittelte Massenquadrat wegen der zu hoch angesetzten Energie nach Gl.6.10 in Richtung höherer Werte. Die Größe der Verschiebung in Abhängigkeit von $\Delta k = k_{\max} - k$ erhält man durch Differenzieren von Gl. 6.10

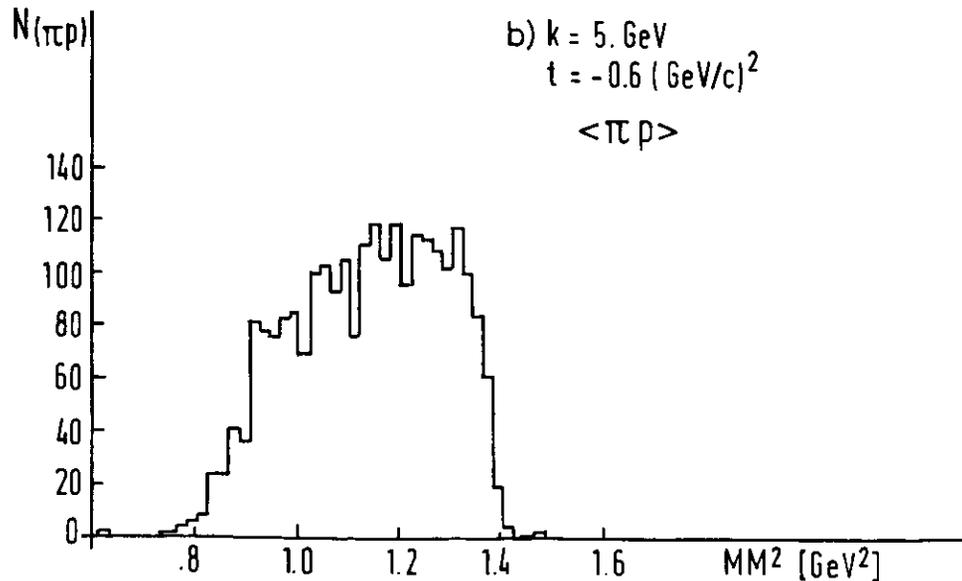
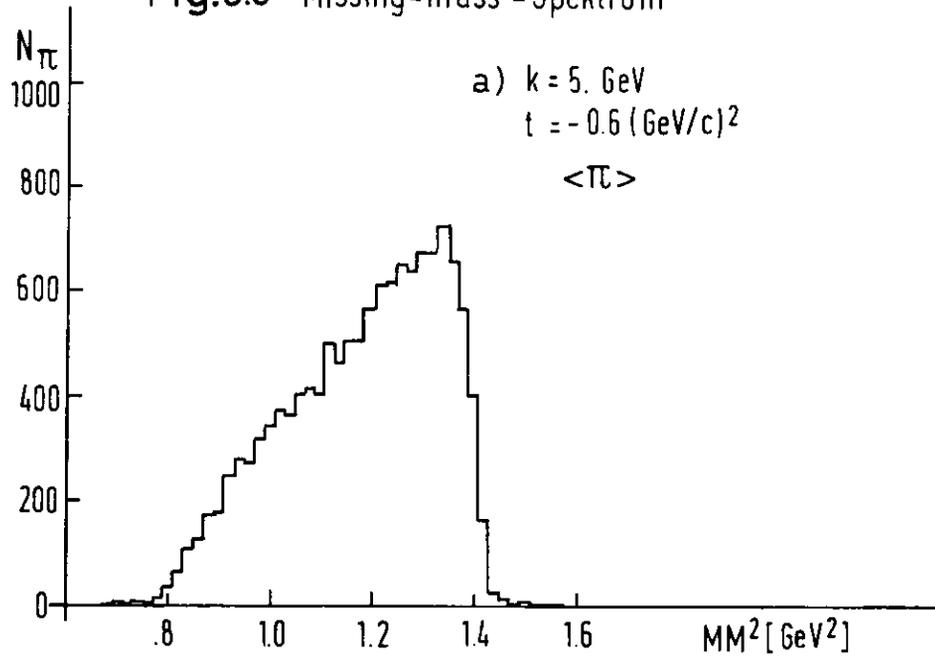
$$\frac{\partial M_{X_0}^2}{\partial k} = 2(m_n - E_\pi + p_\pi \cos \theta) \quad 6.11$$

woraus

$$M_{X_0}^2(k_{\max} - \Delta k) \approx M_{X_0}^2(k_{\max}) + \frac{\partial M_{X_0}^2}{\partial k} \Delta k \quad 6.12$$

folgt. Die obere Grenze wird durch die Photonenenergie k_{\min} des vom Spektrometer akzeptierten Energieintervalls bestimmt. Die Ableitung kann wegen der schmalen Spektrometerakzeptanz für einen eingestellten Meßpunkt in guter Näherung als konstante betrachtet werden. Aus 6.12 folgt daher, daß die Häufigkeitsverteilung der $M_{X_0}^2$ -Raten proportional zur Verteilung $N(k)dk$ des Bremspektrums ansteigt, d.h. mit $1/k$. Fig.6.5b zeigt das gemessene 'missing-mass' Spektrum für den Meßpunkt $k=5.0$ GeV und $\epsilon=-0.6$ (GeV/c) 2 bei koinzidentem Nachweis von Pion und Proton. Der Einsatzzpunkt der $\pi^- p^0$ -Reaktionen liegt bei 1.15 GeV 2 , die $\pi^+ p^+$ (1236) Produktion beginnt bei 1.53 GeV 2 bzw. 1.38 GeV 2 mit einer typischen Halbwertsbreite von 120 MeV. Da bei den genannten Werten in der Verteilung kein Anstieg zu erkennen ist

Fig.6.6 "Missing-mass"-Spektrum



der über den erwarteten $1/k$ Anstieg hinausgeht, werden die in Kapitel 2.4 durchgeführten Abschätzungen bestätigt, daß Mehrteilchenprozesse zu vernachlässigen sind.

Aus den entsprechenden 'missing-mass' Spektren der Einarbmessung (Fig.6.5a) kann diese Folgerung nur mit wesentlich größerer Vorsicht gezogen werden, da die Struktur der Spektren durch Reaktionen der π^- -Erzeugung an Kernnucleonen zu einer Geraden konstanter Steigung verwaschen wird.

b) Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma n(d) \rightarrow \pi^- p$

Die Messungen am unpolarisierten d-Butanol konnten gleichzeitig zu einem Test der Apparatur benutzt werden, indem die differentiellen Wirkungsquerschnitte der π^- -Photoproduktion am Deuterium bestimmt wurden. Der Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$, gemittelt über das vom Spektrometer akzeptierte Intervall des invarianten Impulsübertrages, ist gegeben durch

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right) = \frac{Z}{\frac{dt}{d\Omega} \left(\frac{d\Omega^*}{d\Omega} \frac{p}{k} \frac{\partial K}{\partial p} \right) \left(\Delta\Omega \frac{\Delta p}{p} \right) B(k, k_0) N_d \Delta Z Q \eta} \quad 6.13$$

mit	Z	gemessene Pionenrate
	$B(k, k_{\max})$	Spektrumsfunktion der Bremsquanten
	k_{\max}	Bremskante
	N_d	Anzahl der Deuteronatome
	Δz	Targetlänge
	$\Delta\Omega \frac{\Delta p}{p}$	Akzeptanz des Spektrometers
	Q_{eff}	Gesamtenergie der Photonen in effektiven Quanten
	η	Korrekturfaktor (π^- -Zerfall, Absorption etc)
	$\frac{dt}{d\Omega} \left(\frac{d\Omega^*}{d\Omega} \frac{p}{k} \frac{\partial k}{\partial p} \right)$	Kinematikfaktor (entspricht dem Schwerpunktsystem)

Die Ergebnisse zeigt Fig.6.7. Eingezeichnet sind die statistischen Fehler. Hinzu kommen systematische Fehler von ca. $\pm 15\%$. Aus der guten Übereinstimmung mit den ebenfalls eingetragenen Messungen von P.Heide (10) und Z.Bar-Yam et al. (21) folgt, daß auch Absolutwerte mit der verwendeten Apparatur in der richtigen Größenordnung gemessen werden können. Bei diesem Experiment ist die genaue Kenntnis der einzelnen systematischen Fehler wesentlich unkritischer, da sie sich bei einer Asymmetriemessung zum größten Teil herausheben.

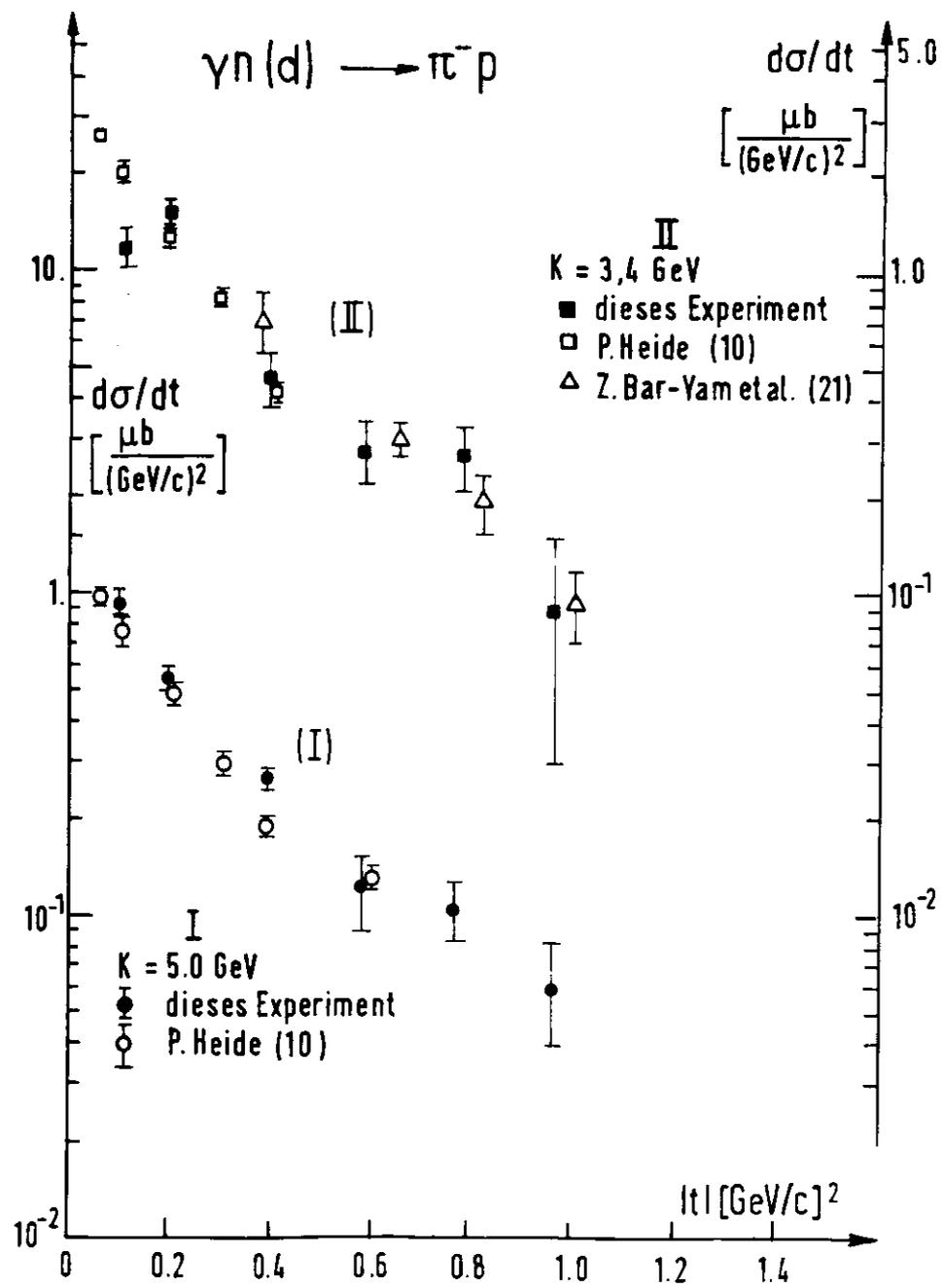


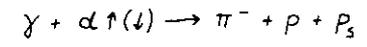
Fig. 6.7 π^- -Wirkungsquerschnitte an Deuterium bei 3.4 und 5.0 GeV

6.5 Ergebnisse

Eine Zusammenstellung der in diesem Experiment gemessenen Targetasymmetrien

$$T^- = \frac{\sigma^\uparrow - \sigma^\downarrow}{\sigma^\uparrow + \sigma^\downarrow}$$

für die Reaktion



bei γ -Energien von 3.4 bzw. 5.0 GeV und Impulsüberträgen des Bereichs $0.1 \leq |t| \leq 1.0$ (GeV/c)² zeigt Tabelle 6.1. Aufgeführt sind die Werte $T^- \pm \Delta T^-$, wobei ΔT^- der einfache statistische Fehler unter Berücksichtigung des ³D₁-Zustands der polarisierten Deuteronen ist. Hinzu kommt ein systematischer Fehler

$$\frac{\Delta T^-}{T^-} = \sqrt{\left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2 + \left(\frac{\Delta K}{K}\right)^2}$$

der die relativen Fehler der Polarisationsmessung von $\Delta P/P \sim 0.10$ und die in Kapitel 6.2 angegebenen Fehler der Korrekturfaktoren $1/\kappa$ enthält.

Bis auf den Meßpunkt bei 5.0 GeV und $|t| = 1.0$ (GeV/c)² ergeben sich wie in der π^+ -Photoproduktion negative Targetasymmetrien. In Fig. 7.3 sind die gemessenen Daten als Funktion von t dargestellt.

Die Targetasymmetrie der 5.0 GeV-Daten hat bei $|t| = 0.1$ (GeV/c)² einen mit null verträglichen Wert und fällt mit zunehmenden $|t|$ zu stärker negativen Werten ab. Nach einem Minimum von $T^- \sim -0.5$ im Bereich $t = -0.5$ (GeV/c)² nimmt die Asymmetrie in Richtung höherer $|t|$ -Werte zu und wird nach einem Nulldurchgang bei $t \sim -0.9$ (GeV/c)² positiv. Für die 3.4 GeV-Daten gilt bei allen Meßpunkten $T^- < 0$. Eine t -Abhängigkeit wie bei 5.0 GeV ist nicht erkennbar.

Test der Messungen

Durch falsche Zuordnung der Polarisationsrichtung zu den ermittelten π^- -Raten der einzelnen Meßabschnitte eines Meßpunktes wurde geprüft, ob man innerhalb des statistischen Fehlers die Targetasymmetrie $T^- = 0$ erhält. Dieses sollte der Fall sein, wenn sich sowohl Z^\uparrow wie Z^\downarrow zur Hälfte aus Raten zusammensetzt, die bei entgegengesetzter Polarisationsrichtung gemessen wurden. Fig. 6.8 zeigt als Beispiel verschiedene Zuordnungen für den Meßpunkt $k = 5.0$ GeV und $t = -0.6$ (GeV/c)². Unter a) sind die durch Striche symboli-

Tabelle 6.1

Targetasymmetrie T^- der π^- -Photoproduktion

$K = 5 \text{ GeV}$	
$ t $	T^-
0.1	-0.09 ± 0.42
0.2	-0.31 ± 0.20
0.4	-0.48 ± 0.22
0.6	-0.46 ± 0.27
0.8	-0.11 ± 0.34
1.0	0.39 ± 0.47

$K = 3.4 \text{ GeV}$	
$ t $	T^-
0.1	-0.11 ± 0.17
0.2	-0.04 ± 0.14
0.4	-0.43 ± 0.38
0.6	-0.17 ± 0.23
0.8	-0.35 ± 0.26

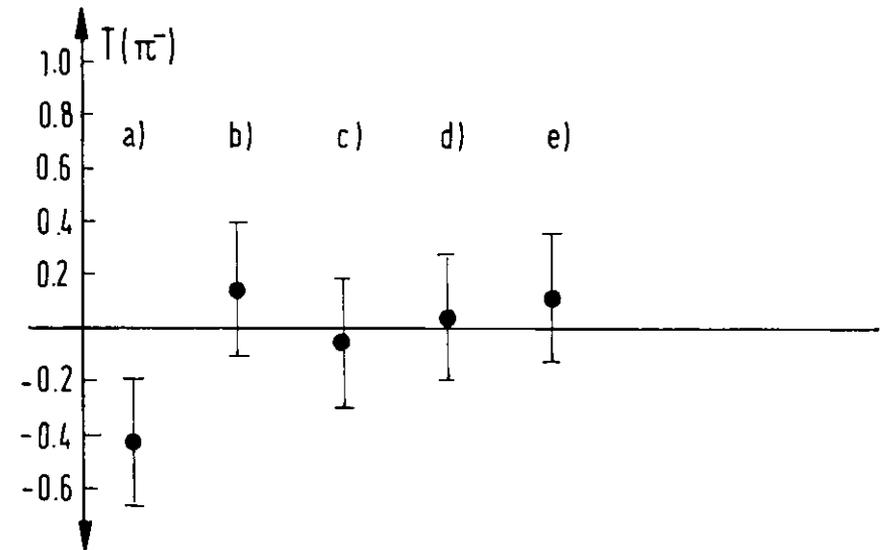
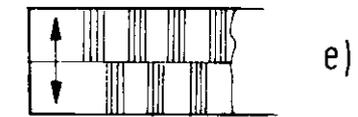
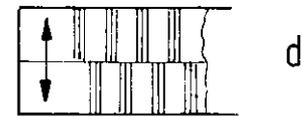
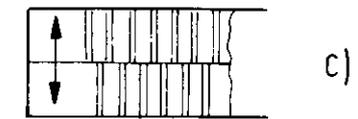
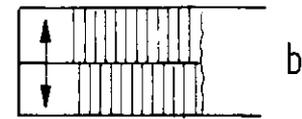
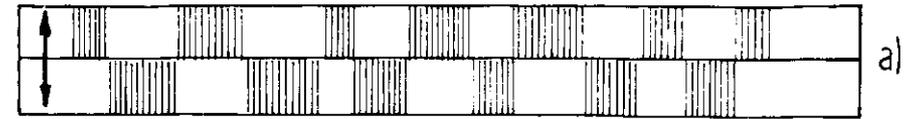
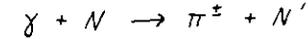


Fig. 6.8 Targetasymmetrie bei richtiger (a) und falscher (b,c,d,e) Zuordnung der Daten zur Polarisationsrichtung

sierten Meßabschnitte in der Reihenfolge ihrer Messung dargestellt. Die Pfeile am Anfang bezeichnen die zugehörige Polarisationsrichtung. b) bis e) zeigt vier Kombinationen mit falscher Zuordnung. Die hieraus berechneten Targetasymmetrien sind im unteren Teil der Figur eingezeichnet. Wie man sieht, sind die Ergebnisse mit null verträglich, während der richtige Wert a) eine deutlich negative Asymmetrie von ca. 2 Standardabweichungen ergibt.

7. Diskussion der Ergebnisse

Die vollständige Analyse der Pion-Photoproduktion



erfordert pro Isospin-Kombination die Kenntnis eines Satzes von genau 4 linear unabhängigen Amplituden. In den meisten Untersuchungen werden die s-Kanal-Helizitätsamplituden nach (22) benutzt:

$$h_\lambda = \langle \nu | T | \nu, \lambda \rangle \tag{7.1a}$$

$$\varphi_\lambda = \langle \nu | T | -\nu, \lambda \rangle \tag{7.1b}$$

Hierbei beschreiben die h den Helizitäts-non-flip für das Nukleon ($\nu = \pm 1/2 \rightarrow \nu = \pm 1/2$), die φ den Helizitäts-flip ($\nu = \pm 1/2 \rightarrow \nu = \mp 1/2$); λ ist die Helizität des Photons ($\lambda = \pm 1$). Es läßt sich abzählen, daß sich bei 2 mal 2 Spineinstellungen im Anfangszustand und 2 im Endzustand 8 Kombinationen ergeben, von denen jeweils 2 aus Gründen der Paritätserhaltung gleich sind. Somit verbleibt die oben angegebene Zahl von 4 Amplituden.

Da die Anregung durch Photonen sowohl elektrischer als auch magnetischer Natur sein kann, bildet man aus den Amplituden 7.1a und 7.1b geeignete Linearkombinationen definierter Parität, z.B

$$H_\pm = h_+ \pm h_- \tag{7.2a}$$

$$\phi_\pm = \varphi_+ \pm \varphi_- \tag{7.2b}$$

nach (27).

Im Grenzfall großer Schwerpunktsenergie $s \rightarrow \infty$ bei gleichen Massen der Baryonen im Anfangs- und Endzustand beschreiben H_+ und ϕ_+ den Austausch mesonischer Resonanzen natürlicher Parität im t-Kanal, H_- und ϕ_- den Austausch unnatürlicher Parität. In der π^\pm -Photoproduktion nimmt man Beiträge der folgenden Mesonen an:

Meson	J	P	G	Amplitude
π	0	-1	-1	ϕ_-
A_1	1	+1	-1	H_-
B	1	+1	+1	\ddagger_-
A_2	2	+1	-1	\ddagger_+, H_+
ρ	1	-1	+1	\ddagger_+, H_+

Die Zugehörigkeit zu den einzelnen Amplituden ist in der letzten Spalte vermerkt.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte sind bei Verwendung der Amplituden 7.2 durch folgende Beziehung gegeben:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{4K^2} (|H_+|^2 + |\phi_+|^2 + |H_-|^2 + |\phi_-|^2) \quad 7.3$$

Aus der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von Energie und Impulsübertrag lassen sich Kombinationen der einzelnen Austauschamplituden an die experimentellen Daten⁺ anpassen. So hängt der "Spike" in Vorwärtsrichtung sicher in 'irgendeiner Weise' zusammen mit dem π -Austausch, dessen Pol dem physikalischen Gebiet am nächsten liegt, während für größere Impulsüberträge A_1 - oder B - bzw. A_2 - oder ρ -Beitrag stärker hervortreten.⁺⁺ Wie in der Einleitung schon erwähnt, können reine Regge-Pol-Modelle z.B. das Nichtverschwinden des differentiellen Wirkungsquerschnittes für $|t|=0$ nicht erklären, sondern es müssen Regge-Schnitt Beiträge hinzugenommen werden wie im elektrischen Born-Term Modell mit s- und u-Kanal Termen (27), wie in einem Modell mit Absorptionskorrekturen (32) oder wie bei Regge-Regge-Schnitten (33).

Vor- und Nachteile der einzelnen Modelle können nicht alleine aus den Meßwerten des differentiellen Wirkungsquerschnittes aufgezeigt werden sondern es müssen andere physikalische Observable gemessen werden.

Die Photonasymmetrie der Wirkungsquerschnitte

$$\Sigma = \frac{\frac{d\sigma}{dt} \perp - \frac{d\sigma}{dt} \parallel}{\frac{d\sigma}{dt} \perp + \frac{d\sigma}{dt} \parallel} \quad 7.4$$

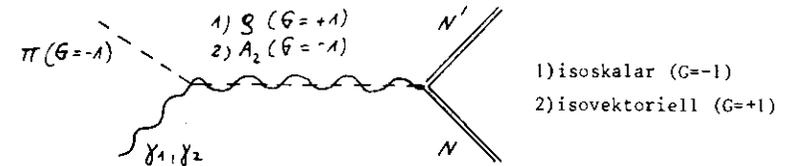
⁺ Daten zur Pion-Photoproduktion sind in (28,29,30) mit ihren Werten oder Literaturzitaten aufgeführt. ⁺⁺ Zur Diskussion der einzelnen Modelle sei auf die zusammenfassenden Konferenz-Vorträge verwiesen (31)

bei einer Photonenpolarisation senkrecht bzw. parallel zur Reaktionsebene enthält die Beiträge der Amplitudenquadrat in folgender Form

$$\Sigma = \frac{(|H_+|^2 + |\phi_+|^2) - (|H_-|^2 + |\phi_-|^2)}{(|H_+|^2 + |\phi_+|^2) + (|H_-|^2 + |\phi_-|^2)} \quad 7.5$$

Wie bei den meisten Photoproduktionsexperimenten zeigen die Ergebnisse der Messung von Σ für nicht zu kleine Impulsüberträge ($|t| \approx 0.1$ (GeV/c)²) eine eindeutige Bevorzugung des Austausches natürlicher Parität, zumindest bei höheren Energien entsprechend dem Theorem (34). Im Fall der π^{\pm} -Photoproduktion bedeutet dies eine Bevorzugung des A_2 und/oder ρ -Austausches bzw. der entsprechenden Regge-Schnitte.

Die Frage, ob ρ - oder A_2 -Austausch dominieren ist gleichbedeutend mit der Frage, ob der isoskalare Photonenanteil (ρ -Austausch) oder der isovektorielle Photonenanteil (A_2 -Austausch) dominiert:



Antwort hierauf können Experimente zum Erwartungswert P der Polarisation des Rückstoßnucleons oder zur Targetasymmetrie T der Wirkungsquerschnitte an senkrecht zur Produktionsebene polarisierten Nucleonen geben, da diese Observablen nicht nur die Beträge sondern auch relative Phasen der Amplituden messen (siehe z.B. Ref. 27). P und T sind durch die folgenden Amplitudenanteile gegeben:

$$P = \frac{\langle I \rangle}{j \text{Tr}(S)} = \frac{2 \text{Im}(H_+ \phi_+^* + H_- \phi_-^*)}{|H_+|^2 + |H_-|^2 + |\phi_+|^2 + |\phi_-|^2} \quad 7.6$$

$$T = \frac{\sigma^{\uparrow} - \sigma^{\downarrow}}{\sigma^{\uparrow} + \sigma^{\downarrow}} = \frac{2 \text{Im}(H_+ \phi_+^* - H_- \phi_-^*)}{|H_+|^2 + |H_-|^2 + |\phi_+|^2 + |\phi_-|^2} \quad 7.7$$

Beide Experimente messen in der Näherung, daß nur natürlicher Paritätsaustausch nennenswert beiträgt, dieselben Werte

$$T = P \sim \text{Im}(H_+ \phi_+^*) \quad 7.8$$

Im Rahmen eines Regge-Pol Modells muß die Targetasymmetrie null ergeben, wenn nur eine einzige Regge-Trajektorie (ρ bzw. A_2) beiträgt oder wenn man für beide Trajektorien Austauschentartung ansetzt. Dieser Konsequenz widersprechen jedoch die experimentellen Ergebnisse von Messungen zur π^+ -Photo-Produktion (Fig.7.1,7.2). Ein möglicher Ausweg ist die Hinzunahme von Schnitten, so z.B.

- a) Die Berücksichtigung des N-Austausches im s- und u-Kanal bei Kramer (27). Man erhält damit einen neuen reellen Beitrag zu ϕ_- und ϕ_+ , der eine andere Voraussage für die Targetasymmetrie ergibt. Es wird auch gleichzeitig die Forderung der Eichinvarianz erfüllt.
- b) Schnittbeiträge mit Absorptionskorrekturen zum π -Austausch bei Worden (32), die ebenfalls zu ϕ_- und ϕ_+ beitragen.⁺
- c) Voraussagen ähnlich wie unter b) werden von Goldstein und Owens (33) gemacht, zum Unterschied jedoch mit Beiträgen von Mehrfach-Regge-Austauschen.

Die in den Figuren 7.1 und 7.2 eingezeichneten Kurven entsprechen Ergebnissen von Modellrechnungen mit dominierendem A_2 -Anteil.

In folgender Tabelle werden die χ^2 -Werte für die einzelnen Hypothesen angegeben, die man aus einem Vergleich mit den experimentellen π^+ -Daten erhält. Benutzt wurden die DESY- Daten bei 5 GeV. Die 3.4 GeV Daten ergeben, soweit Modellrechnungen existieren, praktisch dieselben Werte. Unter d) ist zusätzlich der χ^2 - Wert für die Nullhypothese aufgeführt, d.h. für die Verträglichkeit der Daten mit einer Targetasymmetrie $T^+ = 0$.

Modelle	χ^2/n
a) s- und u-Kanal Schnitte nach Kramer (27)	2.00
b) Absorptionsmodelle Worden (32)	5.72
c) Mehrfach-Regge Modelle Goldstein und Owens (33)	4.34
d) Nullhypothese	14.54

⁺ Die Kurve für 3.4 GeV in der Analyse von Worden wurde an Hand des Wordenschen Modells von U.Loos (35) berechnet

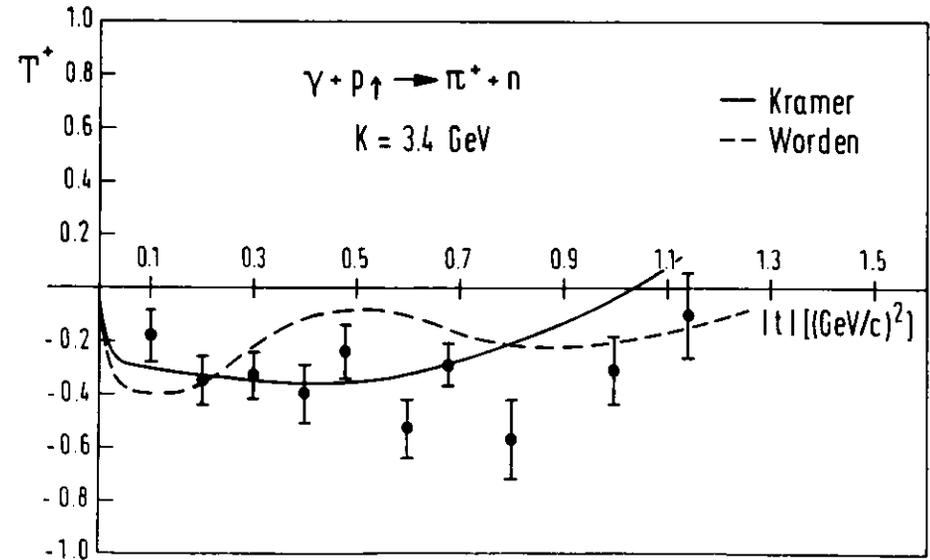
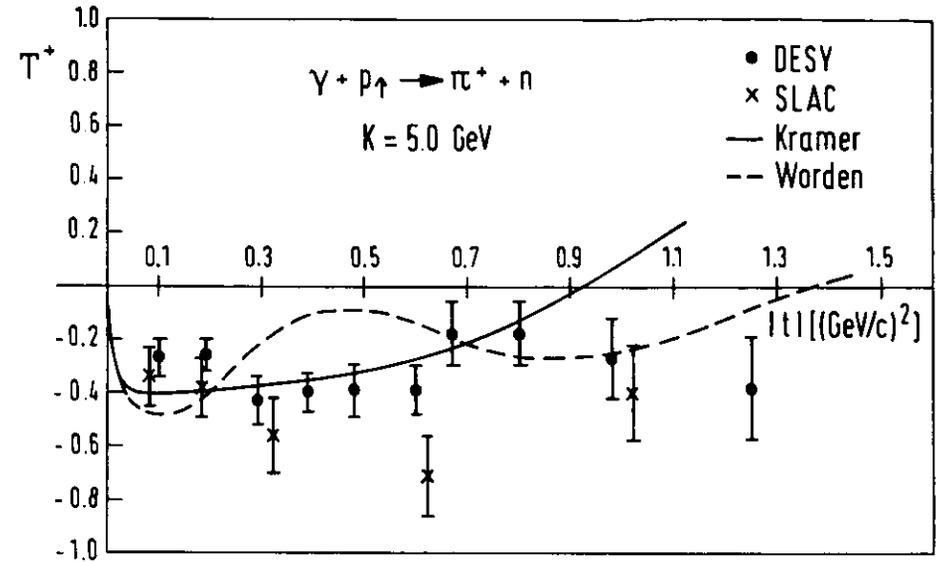
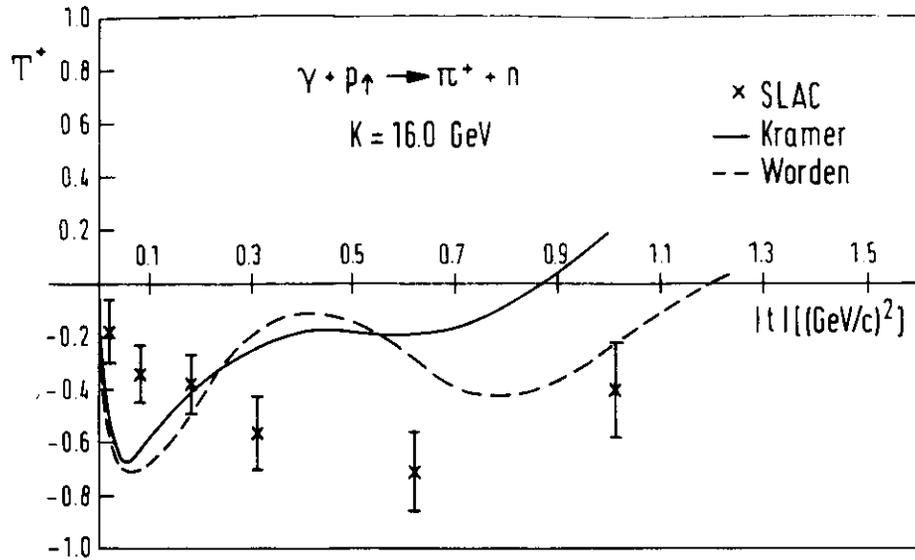


Fig. 7.1

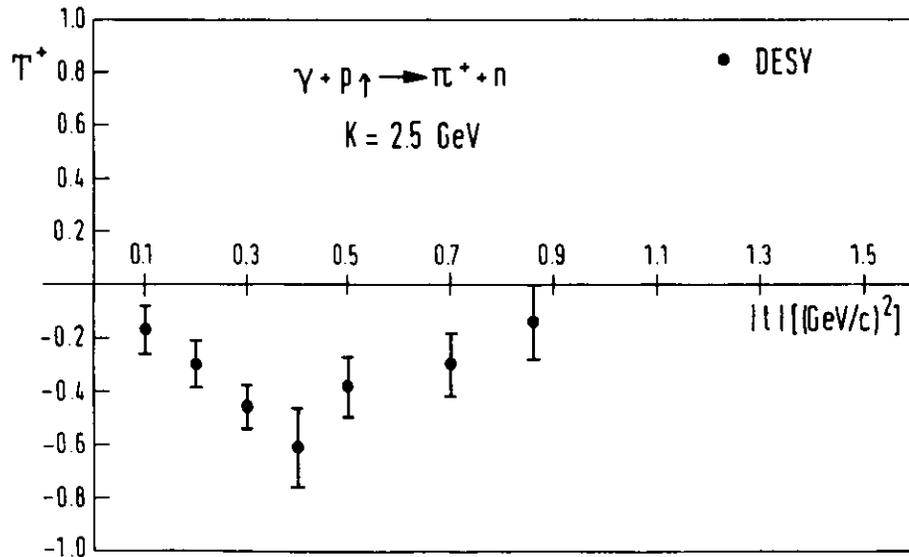


Wie schon im Blick auf die Fig. 7.1 zu sein, ist die Nullhypothese bei weitem die schlechteste. Das Worden-Modell zeigt eine Dip-Struktur, die von den Daten eindeutig nicht wiedergegeben wird - übrigens auch nicht von den SLAC Daten (36) -. Der Ansatz mehrerer Regge- Schnitte alleine verbessert die Übereinstimmung zwischen Daten und Modell ebenfalls nicht signifikant, wie das χ^2 zeigt.

Nach Abschluß des Experiments zur π^+ - Targetasymmetrie ergab sich sofort die Frage danach, ob der isoskalare (ρ -Austausch) oder isovektorielle (A_2 -Austausch) Photonenanteil überwiegt. Das am besten geeignete Experiment hierfür ist die π^- - Photoproduktion an polarisierten Neutronen, da der ρ -Beitrag bei dieser Reaktion sein Vorzeichen in der Photoproduktionsamplitude umkehrt:

$$\langle \pi^+ n | T | \gamma p \rangle = \langle \pi^+ n | T_v + T_s | \gamma p \rangle \quad 7.8a$$

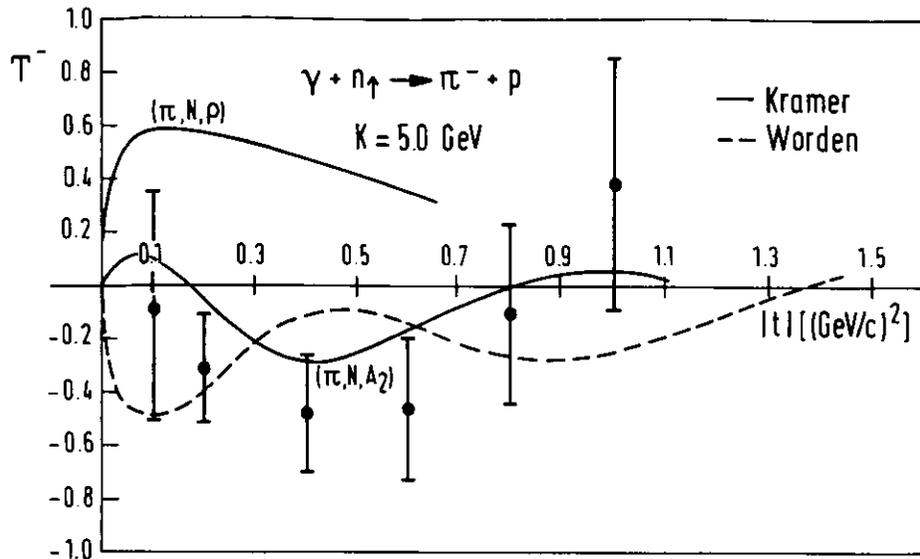
$$\langle \pi^- p | T | \gamma n \rangle = \langle \pi^- p | T_v - T_s | \gamma n \rangle \quad 7.8b$$



Hieraus folgt (siehe z.B. Ref.27), daß auch die Targetasymmetrie ihr Vorzeichen ändert. Die Vorhersage ist in Fig. 7.3 mit der Kennung "(ρ, N, ρ)" eingezeichnet. Für die Auswertung wurde diese Kurve extrapoliert bis zur Grenze des Meßbereichs. Alle anderen in Fig.7.3 dargestellten Kurven haben einen überwiegenden A_2 -Anteil. Vergleicht man die Ergebnisse des vorliegenden Experiments mit den verschiedenen Modellen in derselben Weise wie für die gemessenen Targetasymmetrien der π^+ - Photoproduktion, so erhält man die χ^2 - Werte der folgenden Tabelle ($k = 5 \text{ GeV}$):

Modelle	χ^2/ν	
	" ρ "	" A_2 "
a) s- und u-Kanal Schnitte (27)	10.3	0.69
b) Absorptionsmodelle (32)	-	1.70
c) Mehrfach-Regge Schnitte (33)	6.0	1.70
d) Nullhypothese		1.8

Fig. 7.2



Der statistische Vergleich zeigt also eine deutliche Bevorzugung des A_2 -Austausches für die Modelle a) und c). Hieraus folgt, daß die Photoproduktion geladener Pionen dominierend an isovektoriellen Photonen stattfindet. Dieses Ergebnis stimmt mit Voraussagen von SU_3 -Betrachtungen überein, die für die Imaginärteile das Verhältnis

$$\text{Im}(A_2) \sim 3 \text{Im}(\rho) \quad 7.10$$

angeben (32)

Auszuschließen ist ein geringer ρ -Beitrag nicht, da alle Modelle einen solchen brauchen, um das π^0/π^+ -Verhältnis der Wirkungsquerschnitte richtig zu beschreiben. Er ist jedoch so schwach, daß eine deutliche Dip-Struktur bei $|t| \approx 0.5 \text{ (GeV/c)}^2$ weder im Wirkungsquerschnitt noch in der Targetasymmetrie auftritt.

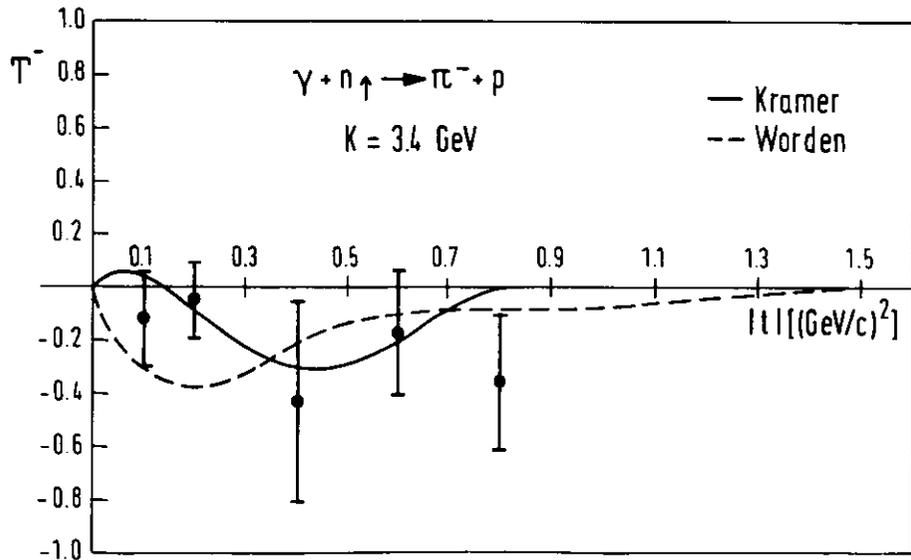
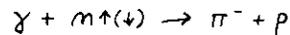


Fig. 7.3

8. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt ein Experiment zur Messung der Target-asymmetrie der Wirkungsquerschnitte für die Photoproduktion von π^- -Mesonen am Neutron eines polarisierten Deuterontargets



Sie wurde bei zwei Energien von $k = 5.0$ GeV und 3.4 GeV in Vorwärtsrichtung bei Impulsüberträgen von $0.1 \leq |t| \leq 1.0$ (GeV/c)² bestimmt. Im größten Teil des Experiments wurden beide Teilchen des Endzustands nachgewiesen, um auf diese Weise den Untergrund von den nicht polarisierbaren gebundenen Nucleonen zu reduzieren und eventuell auftretende Beiträge von Konkurrenzprozessen sichtbar zu machen.

Die Daten zeigen dasselbe negative Vorzeichen wie in der π^+ -Photoproduktion am polarisierten Proton. Man kann dieses Ergebnis im Rahmen eines Regge-Modelles interpretieren, in dem der A_2 -Austausch gegenüber dem ρ -Austausch dominiert. Der positive Wert bei $k = 5.0$ GeV und $|t| = 1.0$ (GeV/c)² ist hiermit verträglich.

A 1 Prinzip der dynamischen Polarisation

Die Vektorpolarisation eines Teilchensystems mit Spin I ist durch

$$P = \langle I_z \rangle / I \quad A1.1$$

definiert. Unter Einwirkung eines starken statischen Magnetfeldes in z-Richtung eines rechtwinkligen Koordinatensystems erhält man durch Zeemanwechselwirkung mit dem Hamiltonoperator $\mathcal{H} = -\mu H = -g\beta I H$ die $2I+1$ möglichen Energiezustände

$$E(m) = -g\beta H m \quad A1.2$$

die sich durch den Erwartungswert $m = \langle I_z \rangle$ der Projektion des Spinvektors auf die Magnetfeldrichtung unterscheiden. μ bezeichnet das magnetische Dipolmoment des Teilchens, g den Landéfaktor und β ist das Kernmagneton. Aus A1.1 folgen hieraus für $I = 1/2$ und $I = 1$ die Beziehungen

$$P(1/2) = \frac{n(+1/2) - n(-1/2)}{n(+1/2) + n(-1/2)} \quad A1.3$$

bzw.

$$P(1) = \frac{n(+1) - n(-1)}{n(+1) + n(0) + n(-1)} \quad A1.4$$

wobei $n(x)$ die Besetzungszahlen der Energieniveaus mit $m = x$ sind.

Befindet sich das Spinsystem im thermischen Gleichgewicht, so haben sich durch Relaxationsprozesse Besetzungszahlen der Energieniveaus eingestellt, die durch Boltzmannstatistik bestimmt sind:

$$n(m)/n(m') = \exp \{ [E(m') - E(m)] / kT \} \quad A1.5$$

Hieraus folgt mit A1.3 bzw. A1.4

$$P(1/2) = \tanh \frac{\mu H}{kT} \quad A1.6$$

$$\text{und} \quad P(1) = \frac{4 \tanh \left(\frac{\mu H}{2kT} \right)}{3 + \tanh^2 \left(\frac{\mu H}{2kT} \right)} \quad A1.7$$

Bei 2.5 oder 5 Tesla und einer Temperatur von 0.5 K erreicht man damit die folgenden Polarisationswerte

	2.5 T	5.0 T
Proton	0.51%	1.02%
Deuteron	0.1045%	0.209%
Elektron	99.76%	99.99%

Die erfolgreichste Methode, bei gegebenem H und T eine wesentlich höhere Nukleonenpolarisation als die des thermischen Gleichgewichts zu erzielen, ist die 'dynamische Polarisation' durch Elektron-Nukleon Kopplung. Als Targetmaterial wird ein geeignetes Elektron-Nukleon Spinsystem (Zweispinsystem) verwendet, in dem die Elektronen wegen des großen magnetischen Moments hoch polarisiert sind. Wegen der Kopplung der Spinsysteme können durch Mikrowellen mit einer Frequenz nahe der Larmorfrequenz $\omega_e = \gamma_e H$ des Elektrons simultane Elektron-Nukleon Spinflips induziert werden, die zu einer Umbesetzung der Nukleonenbesetzungszahlen in Richtung höherer Polarisation führen.

Grundlage der dynamischen Polarisationsmethoden ist die von Overhauser angegebene Idee (38), Nukleonen in Metallen durch Saturierung des Übergangs der Leitungselektronen zu polarisieren. Sie wurde in den darauffolgenden Jahren erweitert und auf Flüssigkeiten und Festkörper mit Elektron-Nukleon-Hyperfein- oder Dipolkopplung angewandt (39,40). Für dynamisch polarisierbare Targets verwendet man heute organische Substanzen mit einer möglichst großen Zahl polarisierbarer nicht im Atomkern gebundener Nukleonen; z.B. 1-Butanol (C_4H_9OH) als Protonentarget oder 1-Butanol- d_{10} (C_4D_9OD) als Deuteronentarget. Dieses Material wird durch eine Beimischung paramagnetischer Zentren zu einem Zweispinsystem ergänzt, wobei die nicht abgesättigten Elektronen der Zentren die gewünschte Elektron-Nukleon Dipol-Kopplung bewirken.

Ohne auf den Polarisationsmechanismus eingehen zu müssen wird aus dem bereits Gesagten deutlich, daß der erreichbare Polarisationsgrad der Nukleonen ein Gleichgewichtszustand zwischen den in ihrer Wirkung konkurrierenden thermisch induzierten Spinübergängen (Relaxationsprozesse) und den Mikrowellen-induzierten Spinübergängen ist. Während erstere bestrebt sind, die Besetzungszahlen des thermischen Gleichgewichts aufzubauen (Gl.A1.6 bzw.A1.7)

und zu erhalten, zerstören letztere dieses Gleichgewicht und führen zu höheren Polarisationswerten. Das Größenverhältnis der beteiligten Übergangswahrscheinlichkeiten bestimmt den Polarisationsgrad.

Eine entscheidende Größe für den Mechanismus der dynamischen Polarisation selbst und dessen Deutung in theoretischen Modellen ist die Breite der Elektronenresonanzlinie der paramagnetischen Zentren im Targetmaterial. Zwei Extremfälle sind zu unterscheiden (Fig.A1.1!):

1) Die Halbwertsbreite $\Delta\nu_e$ der Elektronenresonanz (ESR) ist schmal gegen die Resonanzfrequenz ν_n der Nukleonen. Dieses gilt für vernachlässigbare Elektron-Elektron-Wechselwirkung.

2) $\Delta\nu_e \gg \nu_n$

Für den ersten Fall erfolgt die Polarisation durch Einstrahlen von Mikrowellenenergie mit der Frequenz $\omega = \omega_e \pm \omega_n$. Der erzielbare Polarisationsgrad dieses 'solid-state Effekts'(41) läßt sich durch einfache Ratengleichungen der induzierten Übergänge verknüpft mit den beteiligten Relaxationsübergängen ableiten (s.A1.1). Im zweiten Fall erhält man maximale Polarisation durch Einstrahlen von Mikrowellen, deren Frequenz innerhalb der Verteilungsfunktion nahe der Resonanzfrequenz ν_e liegt. Eine allgemeingültige Darstellung dieses Effekts erhält man im Rahmen der Spintemperaturtheorie (42,43), in welcher die dynamische Polarisation des in diesem Experiment verwendeten Targetmaterials als 'Donkey-Effekt' (Dynamic Orientation of nuclei by cooling of electron interactions) bezeichnet wird (44). Das Prinzip wird in A2.2 kurz erläutert.

A1.1 'Solid-State Effekt'

Betrachtet wird ein Spinsystem bestehend aus Elektronen ($S=1/2$) und Protonen ($I=1/2$) im Magnetfeld H , in dem Elektron-Elektron Wechselwirkung vernachlässigt werden soll. Der Hamiltonoperator dieses Zweispinsystems ist durch

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{SZ} + \mathcal{H}_{IZ} + \mathcal{H}_{IS} + \mathcal{H}_{II}$$

gegeben, wobei die ersten beiden Terme der Zeemanwechselwirkung von Elektron und Proton dominierend sind. Der Einfluß der Elektron-Proton Wechselwirkung (Term drei) auf die Energiezustände hängt von Verhältnis $\epsilon = H_L/H$ ab. Hierbei ist $H_L = g_e \beta_e / r^3$ das lokale Dipolfeld des Elektrons am Ort des Protons. Mit einem realistischen Abstand r von einigen Ångström und einem externen Feld von 2.5 T erhält man $\epsilon = 10^{-2}$. Die Proton-Proton Dipolwechselwirkung (Term vier) ist wegen des Verhältnisses der magnetischen Momente $\mu_e/\mu_p = 660$ von Elektron

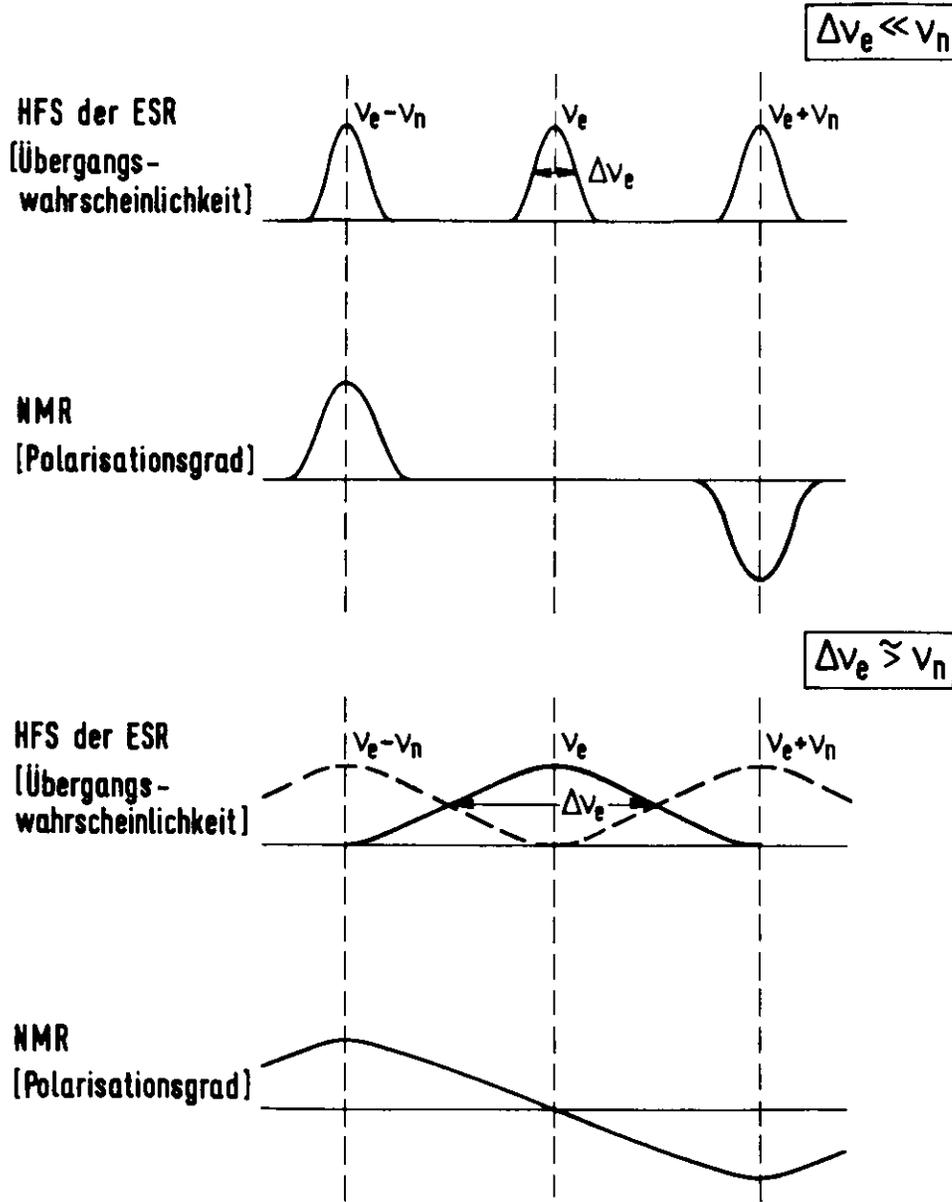


Fig. A.1.1.

und Proton zu vernachlässigen. Man kann die Eigenwerte $|M, m\rangle$ mit $M = \langle S_z \rangle$, $m = \langle I_z \rangle$ also wegen schwacher Kopplung der Spinsysteme durch Störungsrechnung 1. Ordnung mit H_{IS} als Störoperator bestimmen. Die Rechnung ergibt (45):

$$|M, m\rangle = p |M, m\rangle^0 \pm \epsilon |M, m \pm 1\rangle \quad A1.8$$

wobei $|M, m\rangle^0$ die ungestörten Eigenfunktionen der Zeemanwechselwirkungen $H_{IZ} + H_{SZ}$ mit den Eigenwerten

$$E(M, m) = g_e \beta_e H M - g_p \beta_p H m \quad A1.9$$

sind. Der Mischungsfaktor entspricht dem Verhältnis $H_L/H \sim 10^{-2}$, für p gilt die Beziehung $p = (1 - \epsilon^2)^{1/2} \approx 1$.

Das Termschema des gekoppelten Spinsystems ist daher in guter Näherung durch die Energiewerte A1.9 mit den entsprechenden Eigenfunktionen A1.8 gegeben (Fig. A1.2). Die angeführte Notation $|\pm M, \pm m\rangle$ bezeichnet den Eigenwert $|\pm M, \pm m\rangle$. Die Mischung der Eigenfunktionen hat fundamentale Bedeutung für das Prinzip der dynamischen Polarisation. Denn durch die Elektron-Proton Dipolwechselwirkung erhält man von Null verschiedene Übergangswahrscheinlichkeiten für die 'verbotenen Übergänge'

$$S_z, I_z \rightarrow S_z \pm 1, I_z \pm 1 \quad ; \quad S_z, I_z \rightarrow S_z \neq 1, I_z \neq 1 \quad A1.10$$

neben den erlaubten

$$S_z, I_z \rightarrow S_z, I_z \pm 1 \quad ; \quad S_z, I_z \rightarrow S_z \pm 1, I_z \quad A1.11$$

Sie tragen daher zu den Relaxationsmechanismen bei und können durch Mikrowellen induziert werden.

Die dominierenden Wechselwirkungen bei tiefen Temperaturen und hohen Magnetfeldern für das betrachtete Zweispinsystem sind (1):

1) Umkehrung der Elektronenspinrichtung durch Emission bzw. Absorption eines Phonons der Energie $\hbar \omega_e$



(Durch Pfeile werden die Zustände $S_z = \pm 1/2$ symbolisiert). Diese Spinflips können durch Wechselwirkung mit den Gitterschwingungen des Festkörpers induziert werden. Ihre Übergangswahrscheinlichkeit w_e hat die Größenordnung

$$w_e \approx T_{1e}^{-1} \approx 10^3 \text{ sec}^{-1} \quad A1.12$$

und bestimmt die Relaxationszeit T_{1e} der Elektronen.

2) Umkehrung der Orientierung zweier benachbarter Elektronen- oder Protonen-

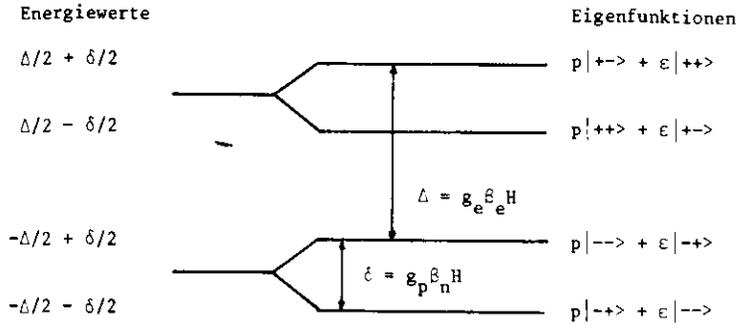


Fig.A1.2 Termschema des Elektron-Proton Systems

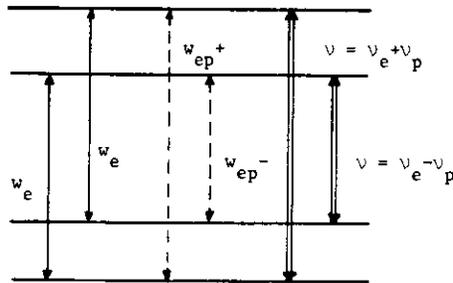


Fig.A1.3 Relaxationsübergänge und Mikrowellenfrequenzen zur dynamischen Polarisation

spins durch Dipol-Dipol Wechselwirkung

$$\downarrow \uparrow \rightleftharpoons \uparrow \downarrow, \quad \uparrow \downarrow \rightleftharpoons \downarrow \uparrow \quad \text{A1.13}$$

(kurze Pfeile repräsentieren die Spinrichtungen $I_z = \pm 1/2$). Sie werden als 'cross-relaxation' Übergänge bezeichnet (2) und ergeben wegen Drehimpuls- und Energieerhaltung eine hohe Übergangswahrscheinlichkeit der Größenordnung $w_{cr} \sim 10^4 \text{ sec}^{-1}$. Ist die räumliche Verteilung der Spinzustände innerhalb eines Systems inhomogen, so führen diese Übergänge innerhalb kurzer Zeit zur Gleichverteilung. Der Ausbreitungsmechanismus wird als 'Spin-Diffusion' bezeichnet.

3) Gekoppelte Elektronspin-Protonspin Übergänge nach Gl.A1.10.

$$\downarrow \uparrow \xrightleftharpoons{w_{ep}^+} \uparrow \downarrow, \quad \uparrow \downarrow \xrightleftharpoons{w_{ep}^-} \downarrow \uparrow \quad \text{A1.14}$$

Sie bestimmen in einem Zweispinsystem wie es hier betrachtet wird, die Relaxationszeit der Protonen. Die Theorie (45) ergibt den Zusammenhang

$$w_{ep}^+ = w_{ep}^- \sim T_{1p}^{-1} \approx \epsilon^2 w_e \quad \text{A1.15}$$

mit dem Mischungsfaktor $\epsilon \sim 10^{-2}$. D.h., die Protonenrelaxationszeit ist um einen Faktor von ca. 10^4 größer als die Elektronenrelaxationszeit.

Durch die Relaxationsprozesse 1) und 2) baut sich das thermische Gleichgewicht des Spinsystems auf (Fig.A1.3). Im Endzustand sind die Elektronen bei 0.5 K und 2.5 T hoch polarisiert (>99%) und verteilen sich gleichmäßig auf die beiden unteren Niveaus, da die Protonen praktisch unpolarisiert sind (<1%). Werden jetzt durch Mikrowellen der Frequenz $\nu = \nu_e + \nu_p$ die 'verbotenen Übergänge'

$$S_z = -1/2, I_z = +1/2 \rightarrow S_z = +1/2, I_z = -1/2$$

mit der Übergangswahrscheinlichkeit w^+ induziert, so behält das Proton wegen seiner großen Relaxationszeit (Gl. A1.15) seine Orientierung, während das Elektron durch die kurze Relaxationszeit (Gl. A1.12) in den Grundzustand zurückklappt und ein weiteres Proton umklappen kann. Es spielt sich also der folgende Vorgang ab:

$$\hbar \omega_e + \omega_n \rightsquigarrow \downarrow \uparrow \xrightarrow{w^+} \uparrow \downarrow \xrightarrow{w_e} \downarrow \downarrow$$

Auf diese Weise wird in der Umgebung des Elektrons eine hohe Protonenpolarisation erzeugt. Da die Stärke der Dipol-Dipol Wechselwirkung mit r^{-3} abnimmt - die Übergangswahrscheinlichkeit mit r^{-6} - können weiter entfernte

Protonen durch diesen Mechanismus nicht erfasst werden. Die Spindiffusion (Gl. A1.13) bewirkt jedoch eine Ausbreitung der polarisierten Protonen über das Targetvolumen wobei nicht polarisierte in die Wechselwirkungszone der Elektronen diffundieren und ebenfalls polarisiert werden können.

Aus den Ratengleichungen dieses Gleichgewichtszustandes erhält man unter Berücksichtigung der Protonenrelaxation leicht die Beziehung

$$P_{\text{Proton}} = + P_{\text{Elektron}} \frac{W^+}{W^+ + W_{ep}^+} \quad \text{A1.16}$$

Um maximale Polarisation zu erhalten muß die Amplitude des Mikrowellenfeldes also so groß gewählt werden, daß $k^+ \gg W_{ep}^+$ (Saturierung des Übergangs). Eine obere Grenze ist dadurch gegeben, daß die Mikrowellenenergie nicht zu einer Erhöhung der Targettemperatur führen darf.

Durch Einstellen der Frequenz $\nu = \nu_e - \nu_p$ kann die Protonenpolarisation umgekehrt werden. Analog zu A1.16 erhält man mit der Übergangswahrscheinlichkeit W^- den Wert

$$P_{\text{Proton}} = - P_{\text{Elektron}} \frac{W^-}{W^- + W_{ep}^-} \quad \text{A1.17}$$

In Fig.A1.1 oben ist die Polarisation in Abhängigkeit von der eingestrahlichten Mikrowellenfrequenz aufgezeichnet, wie sie sich bei Gültigkeit des 'Solid-State'Effekts ergeben muss. Ein Beispiel ist das früher häufig verwendete Targetmaterial LMN (40).

Das beschriebene Polarisationsprinzip ist nicht auf Nukleonen mit Spin $I = 1/2$ beschränkt. Allgemein erhält man durch Einstrahlen der Frequenzen $\nu = \nu_e \pm \nu_I$ den maximal erreichbaren Polarisationsgrad, indem in der Polarisationsformel des betrachteten Nukleonensystems die Zeemanenergie des Nukleons durch die des Elektrons ersetzt wird. Z.B. gilt nach Gl. A1.6 bzw.

$$A1.7 \quad P_p(\text{DYN}) = \pm P_e(\text{TE}), \quad P_n(\text{DYN}) = \pm \frac{4 P_e(\text{TE})}{3 + P_e^2(\text{TE})} \quad \text{A1.18}$$

DYN: Dynamisch TE: Thermisch

Die Formeln A1.6 und A1.7 sind Spezialfälle der Brillouin-Funktion

$$P = \frac{2I+1}{2I} \coth \left[\frac{2I+1}{2I} \left(\frac{\mu H}{kT} \right) \right] - \frac{1}{2I} \coth \left[\frac{1}{2I} \left(\frac{\mu H}{kT} \right) \right] = \mathfrak{B} \left(I, \frac{\mu H}{kT} \right) \quad \text{A1.19}$$

mit der die Polarisation des thermischen Gleichgewichts für beliebigen Spin I berechnet werden kann. Unter Benutzung dieser Funktion gilt demnach

bei dynamischer Polarisation durch den 'Solid-State Effekt'

$$P_I(\text{DYN}) = \pm \mathfrak{B} \left(I, \frac{\mu_e H}{kT} \right) \quad \text{A1.20}$$

A1.2 'Donkey-Effekt'

Ist die Elektron Spin-Spin Wechselwirkung nicht zu vernachlässigen, so werden die Energiezustände

$$E(m) = -g\beta H m$$

über ein Energieintervall $\Delta E(m)$ verschmiert, dessen Breite von der Stärke der Wechselwirkung und damit vom Wert der lokalen Elektronen-Dipolfelder $H_L \approx g_e \mu_e / r^3$ abhängt. Hieraus ergibt sich im allgemeinen eine ESR-Linienbreite, die mindestens von der Größenordnung der Larmorfrequenz des Nukleonensystems ist, d.h. $\nu_e \geq \nu_n$ (Fig.A1.1 unten). Abhängig von der Struktur der ESR-Linie und der relativen Stärke der zum Teil im vorhergehenden Abschnitt genannten möglichen Relaxationsprozesse gibt es in diesem Fall eine Vielzahl von Mechanismen, die durch Einstrahlen von Mikrowellenenergie mit der Frequenz ν_e zu hoher Nukleonenpolarisation führen. Die Darstellung dieser Mechanismen im Rahmen der Spintemperaturtheorie erfordert einen erheblichen Aufwand und kann daher an dieser Stelle nicht gegeben werden. Eine ausführliche Einführung findet man bei M. Borghini (44) und in der Dissertation von W. de Boer (54).

Ein zum Verständnis des Polarisationsmechanismus wichtiges Ergebnis ist, daß man das Elektronenspinsystem mit Elektron Spin-Spin Wechselwirkung in der Spintemperaturtheorie durch zwei Energiereservoirs charakterisiert. Und zwar führt man neben dem Zeemanwechselwirkungsreservoir zusätzlich ein Elektron Spin-Spin-Wechselwirkungsreservoir (ESSW) ein, da sich bei verschiedener räumlicher Anordnung aber gleicher Polarisation der Elektronenspins unterschiedliche Werte für den Erwartungswert $\langle H_{SS} \rangle$ der Elektron-Spin-Spin-Wechselwirkungsenergie H_{SS} ergeben. Zum Beispiel entsprechen den beiden Anordnungen der Fig.A1.4 mit der Polarisation null zwei verschiedene Energiewerte. Weiterhin wird in der Spintemperaturtheorie der Spin-Spin-Wechselwirkungsenergie H_{SS} eine eigene Temperatur T_{SS} zugeordnet, sodaß das Elektronenspinsystem durch zwei Temperaturen gekennzeichnet ist:

T_{Ze} beschreibt über den Boltzmannfaktor $n(+1/2)/n(-1/2) = \exp(\pm E/kT_{Ze})$ die Verteilung der Spins auf die Zeemanenergiezustände

T_{SS} beschreibt die möglichen räumlichen Orientierungen der Elektronen-

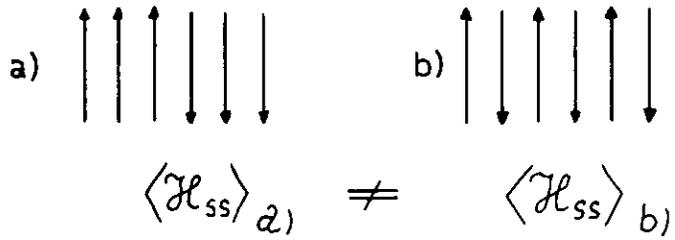


Fig.A1.4: Der Energieinhalt des Elektron-Spin-Spin-Wechselwirkungsreservoirs ist abhängig von der räumlichen Anordnung der Spins

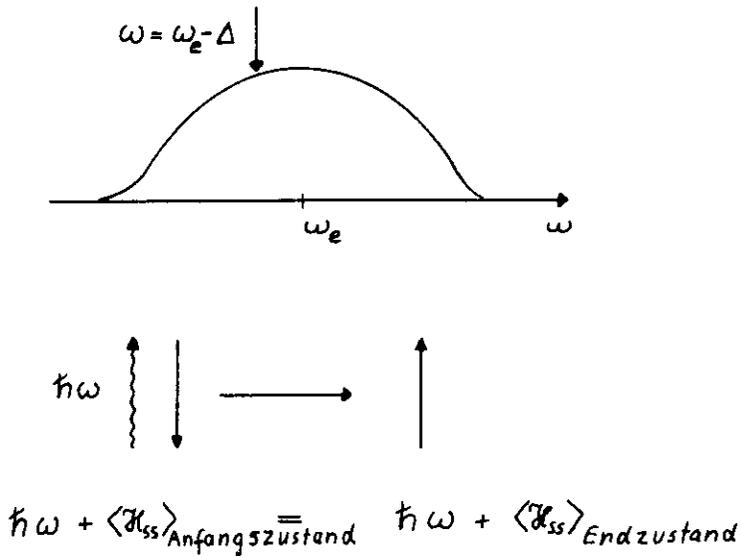


Fig.A1.5: 'Abkühlung' des Elektron-Spin-Spin-Wechselwirkungsreservoirs durch Mikrowellenenergie der Frequenz $\omega = \omega_e - \Delta$

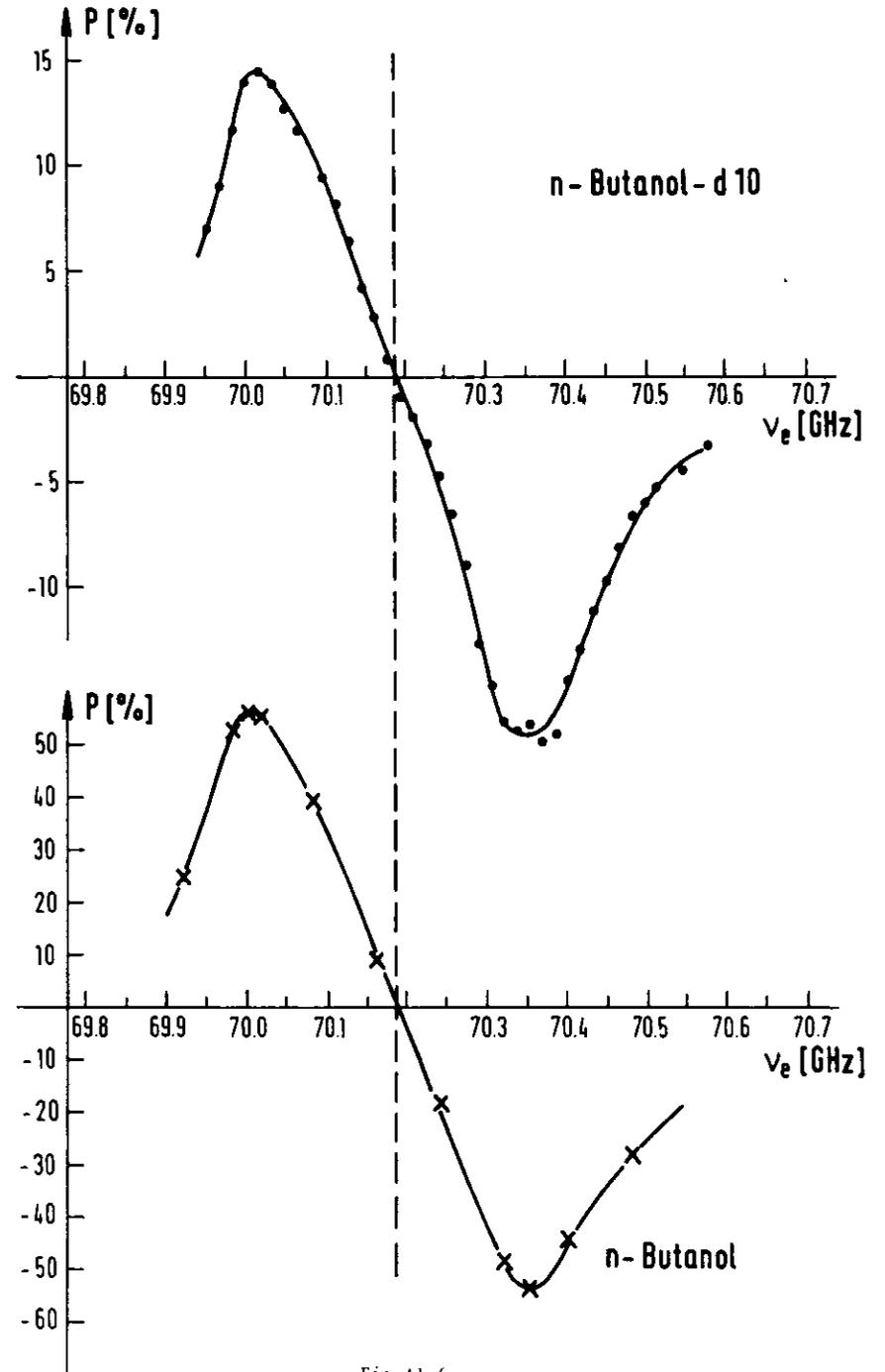


Fig.A1.6

spins bei gleicher Polarisation aber unterschiedlicher Gesamtenergie $\langle H_{SS} \rangle$.

Befinden sich wie in dem hier betrachteten Zweispinsystem noch zusätzlich Nukleonen im Targetmaterial, so wird als dritte Größe die Temperatur T_{Zn} eingeführt. Sie bestimmt wie bei den Elektronen die Besetzungszahlen und damit die Polarisation der Nukleonen.

Im thermischen Gleichgewicht sind T_{Ze}, T_{Zn} und T_{SS} gleich der Festkörpertemperatur T_L des Targetmaterials. Bei einer Kryostattemperatur T_L erhält man damit nach Gl.A1.19 die Polarisationwerte

$$P(\overline{n}) = \mathcal{B}(I; \frac{\mu_n H}{k T_L})$$

Die Erhöhung der Nukleonenpolarisation durch den 'Donkey-Effekt' besteht jetzt darin, daß man bei Einstrahlung von Mikrowellenenergie mit der Frequenz

$$\begin{aligned} \nu &= \nu_e - \Delta \\ \Delta &< \Delta \nu_e \end{aligned} \quad A1.21$$

durch "Abkühlen" des ESSW die Temperatur T_{SS} um mehrere Größenordnungen erniedrigt und diese Temperatur auf das Nukleonensystem überträgt. Durch diese Störung des thermischen Gleichgewichts erhält man damit statt der Polarisationwerte A1.19 die dynamische Nukleonenpolarisation

$$P(DYN) = \mathcal{B}(I; \frac{\mu_n H}{k T_{SS}}) \quad T_{SS} \ll T_L \quad A1.22$$

Die optimale Frequenzverschiebung Δ_{opt} hängt ab von der Intensität der Mikrowellenenergie und der Stärke der beteiligten Relaxationsprozesse. Δ_{opt} wird in der Theorie wie beim 'Solid-State Effekt' mit Hilfe von Ratengleichungen aus den Übergangswahrscheinlichkeiten der HF-induzierten Spinflips sowie der Relaxationsübergänge berechnet.

Das Prinzip sowohl der Erniedrigung von T_{SS} als auch der Übertragung von T_{SS} auf die Nukleonen soll hier unter der speziellen Annahme erläutert werden, daß die ESR-Linie homogen ist und die 'verbotenen cross-relaxation'-Übergänge dominieren. Sie entsprechen den in A1.1 angeführten 'cross-relaxation'-Übergängen mit einem zusätzlichen Nukleonenpinflip und haben für das in diesem Experiment verwendete Targetmaterial nach ω_e (s. Gl.A1.12) die grösste Übergangswahrscheinlichkeit (55):

a) Abkühlung des Elektron-Spin-Spin-Wechselwirkungsreservoirs (Fig.A1.5)

Eingestrahlt werde die Frequenz $\omega = \omega_e - \Delta$, die innerhalb der Verteilungsfunktion der ESR-Linie liegt. Hierdurch werden 'erlaubte' Elektronenspinflips induziert

$$\begin{array}{ccc} \begin{array}{c} \downarrow \\ \downarrow \\ \downarrow \end{array} & \longrightarrow & \uparrow \\ \hbar(\omega_e - \Delta) + \langle H_{SS} \rangle_{\text{Anfang}} & & \hbar\omega_e + \langle H_{SS} \rangle_{\text{Ende}} \end{array} \quad A1.23$$

bei denen Elektronen durch Absorption der Zeemanenergie $\hbar\omega_e$ vom Zustand $S = -1/2$ in den Zustand $S = +1/2$ umklappen. Die fehlende Energie $\hbar\Delta$ wird dem ESSW entzogen, wodurch sich die Wechselwirkungsenergie $\langle H_{SS} \rangle$ um den Betrag

$$\langle H_{SS} \rangle_{\text{Ende}} - \langle H_{SS} \rangle_{\text{Anfang}} = -\hbar\Delta \quad A1.24$$

ändert. Da Δ positiv ist, entspricht dieser Vorgang einer Erniedrigung der Spintemperatur T_{SS} .

b) Übertragung von T_{SS} auf die Nukleonenspins

Durch die 'verbotenen cross-relaxation' Übergänge

$$\begin{array}{ccc} \begin{array}{c} \uparrow \\ \downarrow \end{array} \begin{array}{c} \downarrow \\ \uparrow \end{array} & \longrightarrow & \begin{array}{c} \downarrow \\ \downarrow \end{array} \begin{array}{c} \uparrow \\ \uparrow \end{array} \quad , \quad \begin{array}{c} \uparrow \\ \downarrow \end{array} \begin{array}{c} \uparrow \\ \downarrow \end{array} \longrightarrow \begin{array}{c} \downarrow \\ \uparrow \end{array} \begin{array}{c} \downarrow \\ \uparrow \end{array} \end{array} \quad A1.25$$

tauschen zwei Elektronenspins ihre Orientierung aus und ein Nukleonenpin klappt um. Durch den Orientierungswechsel der Elektronen wird ihre Zeemanenergie nicht verändert, die Nukleon-Zeemanenergie ändert sich dagegen um den Wert $\pm \hbar\omega_n$. Aus Gründen der Energieerhaltung läuft dieser Prozess daher so ab, daß die Energiedifferenz von $\pm \hbar\omega_n$ mit dem Wechselwirkungsreservoir ESSW ausgetauscht wird. Man erhält die Energiebilanzen

$$\hbar\omega_n + \langle H_{SS} \rangle_{\text{Anfang}} \longrightarrow \langle H_{SS} \rangle_{\text{Ende}} \quad A1.26$$

bzw.

$$\langle H_{SS} \rangle_{\text{Anfang}} \longrightarrow \langle H_{SS} \rangle_{\text{Ende}} + \hbar\omega_n$$

Dieser Energieaustausch zwischen dem Zeemanenergiesreservoir der Nukleonen und dem Elektron-Spin-Spin-Wechselwirkungsreservoir vermittelt also einen thermischen Kontakt zwischen den beiden Spinsystemen, der eine Angleichung der Temperaturen T_{Zn} und T_{SS} bewirkt.

Wird demnach die Spintemperatur T_{SS} des ESSW nach a) durch die eingestrahlte Mikrowellenenergie stark erniedrigt, so bewirkt der thermische Kontakt nach b) eine Kühlung des Nukleon-Zeemanenergiesreservoirs. Die Zeemanenergie ist durch

$$\langle Z_n \rangle = -\frac{1}{2} g_n \beta_m H [n(+\frac{1}{2}) - n(-\frac{1}{2})] \quad A1.27$$

gegeben, wobei $n(+1/2)$ und $n(-1/2)$ die Besetzungszahlen der Energieniveaus sind. Mit $n(+1/2) - n(-1/2) = nP$ (n ist die Gesamtzahl der Spins) läßt sich diese Beziehung in der Form

$$\langle Z_n \rangle = -\frac{1}{2} g_n \beta_m H n P \quad A1.28$$

schreiben. Hieraus wird unmittelbar deutlich, daß jede Änderung von $\langle Z_n \rangle$ gleichbedeutend mit einer Polarisationsänderung des Nukleonenspinsystems ist.

Der grundlegende Unterschied des 'Donkey-Effekts' gegenüber dem 'Solid-State Effekt' besteht darin, daß die zur dynamischen Polarisation optimale Mikrowellenfrequenz in keinem Zusammenhang mit der Larmorfrequenz der zu polarisierenden Nukleonen steht. Die Frequenz wird vielmehr so gewählt, daß innerhalb des Elektronenspinsystems eine möglichst grosse Änderung der Temperatur T_{SS} entsteht. Durch den thermischen Kontakt über die genannten Relaxationsprozesse wird die erzielte Temperaturänderung auf die Nukleonen übertragen. Hieraus folgt, daß Nukleonen mit verschiedenem Spin (z.B. Proton oder Deuteron) bei gleicher Frequenz optimal dynamisch polarisiert werden. Der maximal erreichbare Polarisationsgrad ist durch

$$P(DYN)_{DONKEY} = \mathcal{B}\left(I; \frac{\mu_n H}{k T_{SS}}\right) \quad A1.29$$

gegeben und kann theoretisch auch grösser als die Elektronenpolarisation P_e werden. Beim 'Solid-State Effekt' erreicht man die optimale Polarisation dagegen bei der vom Nukleonenspinsystem abhängigen Frequenz (s. A1.1)

$$\nu = \nu_e \pm \nu_m$$

mit dem Maximalwert

$$P(DYN)_{SOLID} = \mathcal{B}\left(I; \frac{\mu_e H}{k T_L}\right)$$

Fig.A1.6 zeigt die Polarisation von Protonen und Deuteronen in n-Butanol (C_4H_9OH) bzw. deuteriertem n-Butanol- d_{10} (C_4D_9OD) als Funktion der Mikrowellenfrequenz aufgetragen. Aus der Tatsache, daß die Maximalwerte bei gleicher Frequenz erreicht werden und aus dem Kurvenverlauf wird deutlich,

daß dieses Targetmaterial durch 'Donkey-Effekt' dynamisch polarisiert wird.

Das in diesem Experiment verwendete Targetmaterial n-Butanol- d_{10} , in dem 98% der Protonen des Butanols (C_4H_9OH) durch Deuteronen substituiert sind, wurde erstmals beim CERN als polarisiertes Neutronentarget eingesetzt(3). Durch gleichzeitige Messung der Neutronen- und Protonenpolarisation konnte nachgewiesen werden, daß beide Spinsysteme gemäß der Voraussage des 'Donkey-Effekts' durch eine gemeinsame Spintemperatur beschrieben werden können.

A 2 Messung der Polarisation

Der erreichbare Polarisationsgrad bei dynamischer Polarisation

$$P(DYN) = E * P(TE) \tag{A2.1}$$

(TE = thermisches Gleichgewicht, E = 'Enhancementfaktor') kann nach den Ausführungen im vorhergehenden Abschnitt nur größenordnungsmäßig berechnet werden. Er wird daher experimentell mit einer Kernresonanzapparatur gemessen. Man induziert durch ein schwaches magnetisches Wechselfeld

$$H_x(t) = 2H_{10} \cos \omega t, \tag{A2.2}$$

das senkrecht zum statischen Magnetfeld H gerichtet ist und die Resonanzfrequenz der Nukleonen hat, Spinflips zwischen zwei benachbarten Energieniveaus E(m) und E(m±1). Die hiermit verbundene Energieabsorption oder -emission ist der Differenz der Besetzungszahlen n(m) bzw. n(m±1) proportional. Nach Gl.A1.3 und A1.4 erhält man damit sowohl für Protonen als auch für Deuteronen ein direktes Maß für die Polarisation; denn es gilt

$$P_{\text{Proton}} \propto n(+\frac{1}{2}) - n(-\frac{1}{2})$$

und

$$P_{\text{Deuteron}} \propto [n(+1) - n(0)] - [n(-1) - n(0)] = n(+1) - n(-1)$$

Am Beispiel des Protons sei der Zusammenhang zwischen Polarisation und Energieabsorption (-emission) abgeleitet:

Nach (46) ist die Übergangswahrscheinlichkeit W für die Induktion von Übergängen zwischen zwei benachbarten Energieniveaus mit dem Störoperator $\mathcal{H}(t) = g\beta H_1(t)$ durch

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \psi(+\frac{1}{2}) | \mathcal{H}_1(t) | \psi(-\frac{1}{2}) \rangle|^2 f(\omega) = \frac{1}{2} \pi \gamma^2 H_{10}^2 f(\omega) \tag{A2.3}$$

gegeben, und es gilt $W(\Delta m = +1) = W(\Delta m = -1)$. f(ω) beschreibt die Linienbreite dieses Resonanzeffekts mit der Normierung $\int f(\omega) d\omega = 1$. Sind n^+ und n^- die Besetzungszahlen der betrachteten Energieniveaus, so folgt mit

$$\frac{dn^+}{dt} = W(n^+ - n^-), \quad \frac{dn^-}{dt} = W(n^- - n^+) \tag{A2.4}$$

d.h

$$\frac{d(n^+ - n^-)}{dt} = -2W(n^+ - n^-) \tag{A2.4a}$$

Durch Integration erhält man hieraus mit $\Delta n = n^+ - n^-$

$$\Delta n(t) = \Delta n(t_0) e^{-2Wt}$$

Kontinuierliche Einstrahlung eines magnetischen Wechselfeldes würde also zu einem Abbau der Polarisation führen. Dem wirken aber die Spinübergänge der Relaxationsmechanismen entgegen, die bei abgeschalteten Mikrowellen zum Aufbau der Polarisation führen. Für die Zeitabhängigkeit dieser Prozesse gilt (47)

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = [\Delta n(t \rightarrow \infty) - \Delta n] / T_1 \tag{A2.5}$$

T₁ ist die Relaxationszeit des Nukleonensystems. Den Gleichgewichtszustand bei kontinuierlicher Einstrahlung erhält man demnach durch Überlagerung beider Mechanismen:

$$\Delta n_H = \Delta n_0 / (1 + 2WT_1) \tag{A2.6}$$

wobei Δn₀ der Besetzungszahldifferenz bzw. Polarisation bei abgeschalteten Mikrowellen entspricht. Um die zu messende Polarisation nur vernachlässigbar zu beeinflussen, muß W - d.h. nach Gl.A2.3 die Magnetfeldamplitude H₁₀ - abhängig von T₁ so klein gewählt werden, daß der Sättigungsfaktor (1+2WT₁) zu vernachlässigen ist. Für den Zusammenhang zwischen Polarisation und Energieabsorption (-emission) erhält man unter dieser Bedingung mit A2.4

$$\dot{E}(\omega) = -W(n^+ - n^-) \hbar \omega$$

oder nach Einsetzen von W (Gl. A2.3) und $n^+ - n^- = nP$ (n ist die Gesamtzahl der Spins)

$$\dot{E}(\omega) = -\frac{\pi}{2} \gamma^2 H_{10}^2 n P \hbar \omega f(\omega)$$

Integration über die Linienbreite des Resonanzeffekts liefert die Beziehung

$$\dot{E} = -\frac{\pi}{2} \gamma^2 H_{10}^2 \hbar \omega_p n P = K' P \tag{A2.7}$$

D.h., Energieabsorption (-emission) und Polarisation sind proportional zueinander. ω wurde bei der Integration als Konstante vor das Integral gezogen, da die Linienbreite schmal gegen die Resonanzfrequenz ist. Bei 2.5 T und Butanol beträgt die Halbwertsbreite Δω ~ 10⁻³ω_p.

Wird elektronisch ein Signal

$$S \propto \dot{E} = K' P \tag{A2.8}$$

gemessen, so ist P(DYN) bestimmt; denn die Proportionalitätskonstante K läßt sich aus der Signalgröße bei berechneter Polarisation P(TE) des thermischen Gleichgewichts ermitteln:

$$K' = S(TE) / P(TE) \quad A2.9$$

Mit dieser Eichung wird aus A2.1

$$P(DYN) = \frac{S(DYN)}{S(TE)} * P(TE) \quad A2.10$$

Der Enhancementfaktor E und damit die Polarisation P(DYN) ist durch das Verhältnis der Kernresonanzsignale bei dynamischer und thermischer Polarisation gegeben.

Um eine meßbare Größe $S \propto E$ zu gewinnen ist es zweckmäßig, die quantenmechanisch berechnete Energieabsorption makroskopisch auszudrücken. Da sie unter Einwirkung eines magnetischen Feldes auftritt, gilt nach den Gesetzen der Elektrodynamik die Beziehung

$$\dot{E}(\omega) = \frac{1}{T} \int_0^T M(\omega) \frac{dH(\omega)}{dt} dt \quad A2.11$$

Hieraus folgt, daß die frequenzabhängige Energieabsorption klassisch durch eine Magnetisierung M(ω) beschrieben werden kann. Bei Einstrahlung eines schwachen Feldes $H_x(t) = 2H_{10} \cos \omega t$ kann sie proportional zum Feld angesetzt werden, d.h.

$$M_x(\omega) = \chi^*(\omega) 2H_{10} \cos(\omega t + \phi)$$

Die Phasenverschiebung muß eingeführt werden, um nach A2.11 eine Energieabsorption ungleich null zu erhalten. Damit ergibt sich

$$M_x(\omega) = \chi^*(\omega) 2H_{10} (\cos \omega t \cos \phi + \sin \omega t \sin \phi)$$

oder mit den Definitionen $\chi'(\omega) = \chi^*(\omega) \cos \phi, \chi''(\omega) = \chi^*(\omega) \sin \phi$

$$M_x(\omega) = 2H_{10} [\chi'(\omega) \cos \omega t + \chi''(\omega) \sin \omega t]$$

Diese Beziehung wird im allgemeinen in komplexer Schreibweise dargestellt. Mit

$$H_x(\omega) = \text{Re}(2H_{10} e^{j\omega t}) \quad A2.12$$

$$\chi(\omega) = \chi'(\omega) - j\chi''(\omega) \quad A2.13$$

erhält man

$$M_x(\omega) = \text{Re}(2H_{10} \chi(\omega) e^{j\omega t}) \quad A2.14$$

$\chi(\omega)$ wird als komplexe bzw. HF-Suszeptibilität bezeichnet. Die Energieabsorption, ausgedrückt durch $\chi''(\omega)$, erhält man mit Hilfe der Gleichungen A2.11 und A2.14:

$$\dot{E}(\omega) = 2H_{10}^2 \omega \chi''(\omega) \quad A2.15$$

Man nennt $\chi''(\omega)$ daher den absorptiven Teil der HF-Suszeptibilität. Die Integration über ω und der Vergleich mit Gl. A2.7 ergeben die Beziehung

$$\int \chi''(\omega) d\omega = K P \quad A2.16$$

Wird das magnetische Wechselfeld $H_x(t)$ durch eine Spule erzeugt, die das Targetmaterial umgibt, so führt die im Bereich des Resonanzeffekts auftretende HF-Suszeptibilität zu einer Induktivitätsänderung. Mit den Definitionsgleichungen

$$L = \frac{BF}{I} \quad B = H + 4\pi M \quad A2.17$$

(F Fläche der Spule, I Spulenstrom und B mag. Induktion) folgt aus den Gleichungen A2.12 und A2.14

$$L = [2H_{10} e^{j\omega t} + 4\pi \chi(\omega) 2H_{10} e^{j\omega t}] F / I_0 e^{j\omega t} \quad A2.18$$

Bezeichnet man mit $L_0 = 2H_{10} F / I_0$ die Spuleninduktivität außerhalb des Resonanzeffekts ($\chi(\omega) = 0$), so kann A2.18 in der Form

$$L = L_0 [1 + 4\pi \chi(\omega)] \quad A2.19$$

geschrieben werden.

Eine geeignete Anordnung, über die Induktivitätsänderung der Spule die Polarisation zu bestimmen, besteht aus einem Serienschwingkreis aus Targetspule L und Kondensator C. Wird dieser Schwingkreis, abgestimmt auf die Resonanzfrequenz der Nukleonen, von einem Konstant-Strom HF-Oszillator gespeist, so läßt sich ein Spannungssignal messen, welches in 1. Näherung $\chi''(\omega)$ und damit nach Gl. A2.16 der Polarisation proportional ist:

Wird die verlustbehaftete Spule als Serienschaltung aus R und L dargestellt, so erhält man mit A2.19 die Spulenimpedanz

$$Z_L(\omega) = R + 4\pi\omega L_0 \chi''(\omega) + j \left[\omega L_0 + 4\pi\omega L_0 \chi'(\omega) \right]$$

$\chi'(\omega)$ führt also zu einer Zusatzinduktivität, $\chi''(\omega)$ zu einem Zusatzwiderstand der Spule. Der Betrag der Schwingkreisimpedanz

$$|Z(\omega)| = R + j \left\{ \omega L_0 (1 + 4\pi\eta \chi'(\omega)) - \frac{1}{\omega C} \right\} \quad \text{A2.20}$$

- η ist der Füllfaktor des Targetmaterials innerhalb des Spulenvolumens - läßt sich dann mit den Umformungen und Abkürzungen

$$\omega_r = (\sqrt{L_0 C})^{-1}, \quad Q = \omega_r L_0 / R, \quad x = \left(\frac{\omega}{\omega_r} - \frac{\omega_r}{\omega} \right)$$

$$\omega L_0 - \frac{1}{\omega C} = \omega_r L_0 x, \quad \chi''(\omega) = 4\pi\eta \omega L_0 \chi''(\omega), \quad \chi'(\omega) = 4\pi\eta \omega L_0 \chi'(\omega)$$

in der Form

$$|Z(\omega)| = R \sqrt{\left(1 + \frac{\omega}{\omega_r} \chi''\right)^2 + \left(Qx + \frac{\omega}{\omega_r} \chi'\right)^2} \quad \text{A2.21}$$

schreiben. Entwickelt man die Wurzel und vernachlässigt Terme in χ' und χ'' von höherer als zweiter Ordnung, so folgt hieraus

$$|Z(\omega)| \approx R \left[1 + \chi'' + \frac{1}{2} \frac{(\chi' + Qx)^2}{1 + \chi''} \right] \quad \text{A2.22}$$

Solange das statische Magnetfeld nicht der Resonanzbedingung $\omega_r = \gamma H$ ($\gamma = g\beta/\hbar$) genügt, erhält man bei Modulation der Oszillatorfrequenz durch die Resonanzfrequenz wegen $\chi'(\omega) = \chi''(\omega) \approx 0$ als Spannungssignal die bekannte Resonanzkurve des Serienkreises mit

$$U(\omega)_0 \propto |Z(\omega)|_0 \approx R \left[1 + \frac{1}{2} Q^2 x^2 \right] \quad \text{A2.23}$$

(Fig. A2.1). Wird dagegen $H = \omega_r/\gamma$ gewählt, so hat $U(\omega)$ den Verlauf nach Fig. A2.2, der innerhalb der Breite des Resonanzeffekts durch $\chi'(\omega)$ bzw. $\chi''(\omega)$ beschrieben wird.

Aus der Differenz beider Signale erhält man den in 1. Näherung zu $\chi''(\omega)$ proportionalen Ausdruck:

$$\Delta Z = |Z(\omega)| - |Z(\omega)|_0 = R \left[\chi'' + \right] \quad \text{A2.24}$$

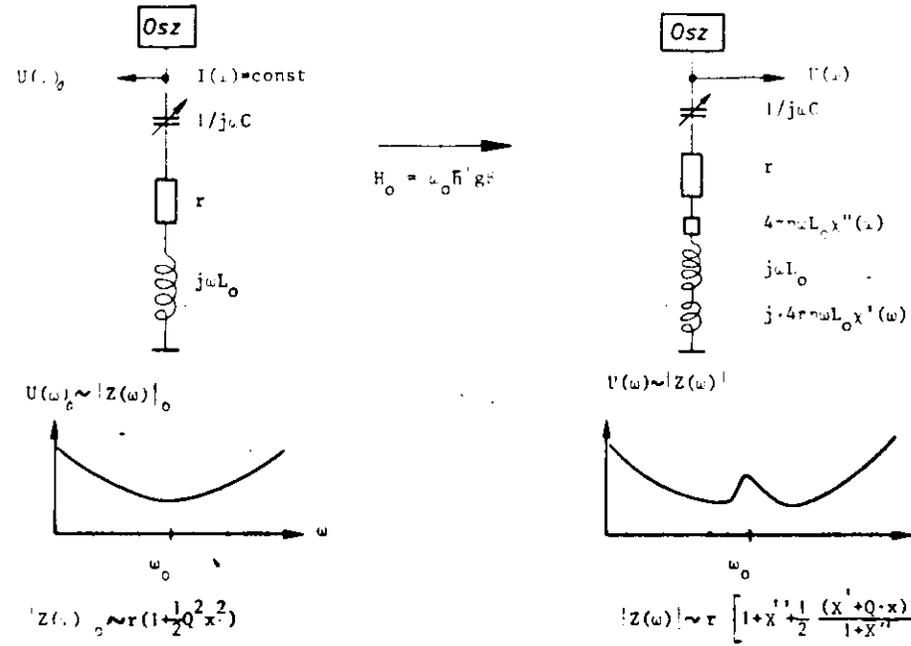
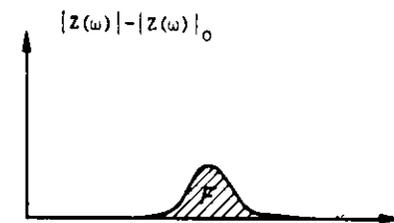


Fig. A2.1

Fig. A2.2



$$F \sim \int_{\omega_0 - \Delta\omega}^{\omega_0 + \Delta\omega} (|Z(\omega)| - |Z(\omega)|_0) d\omega \sim \int \chi''(\omega) d\omega = \text{CONST} \cdot P$$

Fig. A2.3

Damit ergibt sich die folgende Methode zur Bestimmung von P:

Man moduliert den Oszillator in einem Frequenzbereich $\omega_{\text{r}} - \Delta\omega \leq \omega \leq \omega_{\text{r}} + \Delta\omega$, der mindestens die zweifache Breite des Resonanzsignals umfaßt. Durch elektronische Integration der Spannungskurven $U(\omega)$ und $U(\omega)_0$ (hier ist H weit außerhalb des Resonanzeffekts) und anschließende Subtraktion erhält man die Fläche F des Resonanzsignals (Fig.A2.3). Für F gilt

$$F \propto \int_{\omega} [|Z(\omega)| - |Z(\omega)_0|] d\omega \approx \int_{\omega} X''(\omega) d\omega = \text{const } P \quad \text{A2.25}$$

Der Proportionalitätsfaktor, der sowohl von Konstanten des Nukleonensystems als auch von Parametern der Elektronik abhängt, wird wie schon beschrieben über das thermische Signal bestimmt (s. Gl.A2.8). Ist F(TE) die Signalfläche bei berechneter Polarisation P(TE), so folgt für die dynamische Polarisation

$$P(\text{DYN}) = \frac{F(\text{DYN})}{F(\text{TE})} * P(\text{TE}) \quad \text{A2.26}$$

A 3 Polarisationsapparaturs DESPOT

In den vorhergehenden Anhängen wurden die Prinzipien der dynamischen Polarisation und die Messung des erreichten Polarisationsgrades erläutert. Die notwendigen Komponenten hierfür sind ein hohes statisches Magnetfeld, tiefe Temperaturen, ein Mikrowellengenerator zur dynamischen Polarisation durch Induktion von simultanen Elektron-Nukleon Spinflips und eine Kernresonanzapparatur zur Polarisationsmessung. Fig.A3.1 zeigt das Blockbild einer solchen Apparatur, die bei DESY unter dem Namen DESPOT (DESY POLARISIERTES TARGET) gebaut wurde. Die Betriebswerte sind 2.5 Tesla und 0.5 Kelvin. Aus dem ersten Wert ergibt sich eine benötigte Mikrowellenfrequenz von

$$\omega_e = \Delta E/h = g_e \beta_e \text{Hh}^{-1} = 70.95 \text{ GHz}$$

die Resonanzfrequenz der Deuteronen beträgt

$$\omega_d = \Delta E/h = g_d \beta_n \text{Hh}^{-1} = 16.33 \text{ MHz}$$

($g_{e,d}$ sind die Landéfactoren, $\beta_{e,n}$ das Bohrsche Magneton bzw. Kernmagneton). Die einzelnen Komponenten sollen im Folgenden kurz besprochen werden. Eine genauere Beschreibung findet man in (48).

A3.1 Kryostat

Die Targettemperatur von 0.5 K wird mit einem He^4/He^3 - Kryostat erzeugt. Er besteht aus dem zylindrischen He^3 -Kryostaten, der das Target enthält, und dem He^4 -Kryostaten zur Vorkühlung, der den He^3 -Kryostaten konzentrisch umgibt. Fig.A3.2 zeigt einen Seitenschnitt des Systems.

He^4 -Kryostat:

Die prinzipielle Wirkungsweise entspricht dem von Roubeau (49) entwickelten 'continuous flow' Kryostaten, der bei den ersten Hochenergieexperimenten mit polarisierten Protonen zur Erzeugung von 1K verwendet wurde. Aus einem Dewar fließt flüssiges He^4 von 4.2 K über eine vakuumisolierte Zuleitung in den Separator. Hier wird durch eine Trennfläche aus Sinterbronze flüssiges He^4 und durch Wärme entstehendes Gas getrennt. Das Gas wird durch ein an der Außenwand liegendes spiralförmig gebogenes Rohr von mehreren Metern Länge mit Hilfe einer Drehschieberpumpe (Saugvermögen 630 m^3/h , Fa.Alcatel) abgepumpt und kühlt gleichzeitig den Mantel des Kryostaten. Die Menge des abzupumpenden Gases liegt bei ca. 900l/h (NTP-Bedingungen). Das separierte

flüssige He^4 fließt aus der linken Kammerhälfte durch das von außen regelbare Entspannungsventil über eine Wärmeaustauscherstrecke, die aus drei gelochten Cu-Ringscheiben besteht, in den Verdampfer. Durch kontinuierliches Abpumpen des hier verdampften Gases mit dem He^4 -Pumpsatz (Pumpstand der Fa. Alcatel, Saugvermögen $8000 \text{ m}^3/\text{h}$) werden Wärmeaustauscherbleche und Separator im Gegenstromverfahren abgekühlt, sodaß die Temperatur des He^4 unter den λ -Punkt von 2.17 K sinkt. Nach Beendigung des Abkühlvorgangs erreicht man durch Drosselung der He^4 -Zufuhr mit dem Entspannungsventil im Verdampfer einen Dampfdruck von ca. 0.1 Torr . Im Gleichgewichtszustand zwischen Flüssigkeits- und Dampfphase entspricht das einer Badtemperatur des Heliums von 1 K . Zur Aufrechterhaltung dieser Temperatur wird ein kontinuierlicher Durchfluß von etwa 2 l/h an flüssigem He^4 benötigt. Die zulässige Wärmezufuhr liegt, um 1 Kelvin zu halten, bei ca. 2 Watt . Fig.A3.3 zeigt ein Bild des He^4 -Kryostaten, auf dem von oben nach unten der Verdampfer, die Wärmeaustauscherbleche, der Separator und die spiralförmige Abpumpleitung des Separators deutlich erkennbar sind. Ebenfalls abgebildet ist die Innenfläche des doppelwandigen vorderen Kryostat-Mantels, dessen Zwischenraum zur Wärmeisolation evakuiert wird ($< 10^{-5} \text{ Torr}$). Der He^3 -Kryostat wird in das rechts sichtbare Innenrohr geschoben.

He^3 -Kryostat:

Der innere He^3 -Kryostat (Fig.A3.4) wird im geschlossenen Kreislauf betrieben. Das Gas von Raumtemperatur wird aus einem Vorratsbehälter durch eine Rohrleitung in den Zwischenraum des ersten doppelwandigen Zylinders geleitet und kühlt durch thermischen Kontakt mit dem auf 1 K abgekühlten He^4 -Kryostaten langsam ab. Durch enge Rohre, die ein Zurückfließen von bereits kondensiertem He^3 -Gas verhindern, tritt das Gas in den zweiten ebenfalls doppelwandigen Zylinder ein, der dem He^4 -Verdampfer mit der Temperatur von 1 K genau gegenüber liegt. Hier kondensiert das He^3 -Gas (Siedetemperatur 3.2 K) und fließt durch ein enges Rohr, das auf mehrere gelochte Wärmeaustauscherbleche gelötet ist, über ein von außen einstellbares Entspannungsventil in den Targetbehälter (Kavität). Wie beim He^4 -Kryostaten werden Wärmeaustauscher und Zylinder durch kontinuierliches Abpumpen der im Targetbehälter verdampfenden He^3 -Flüssigkeit (gelochter Deckel) im Gegenstromverfahren gekühlt. Im stationären Zustand wird durch Justieren des Entspannungsventils und des Vordrucks ein Dampfdruck von 0.14 Torr über der Kavität aufrechterhalten. Aus der Dampfdruckkurve des He^3 ergibt sich hieraus eine Temperatur des flüssigen Heliums von 0.5 K .

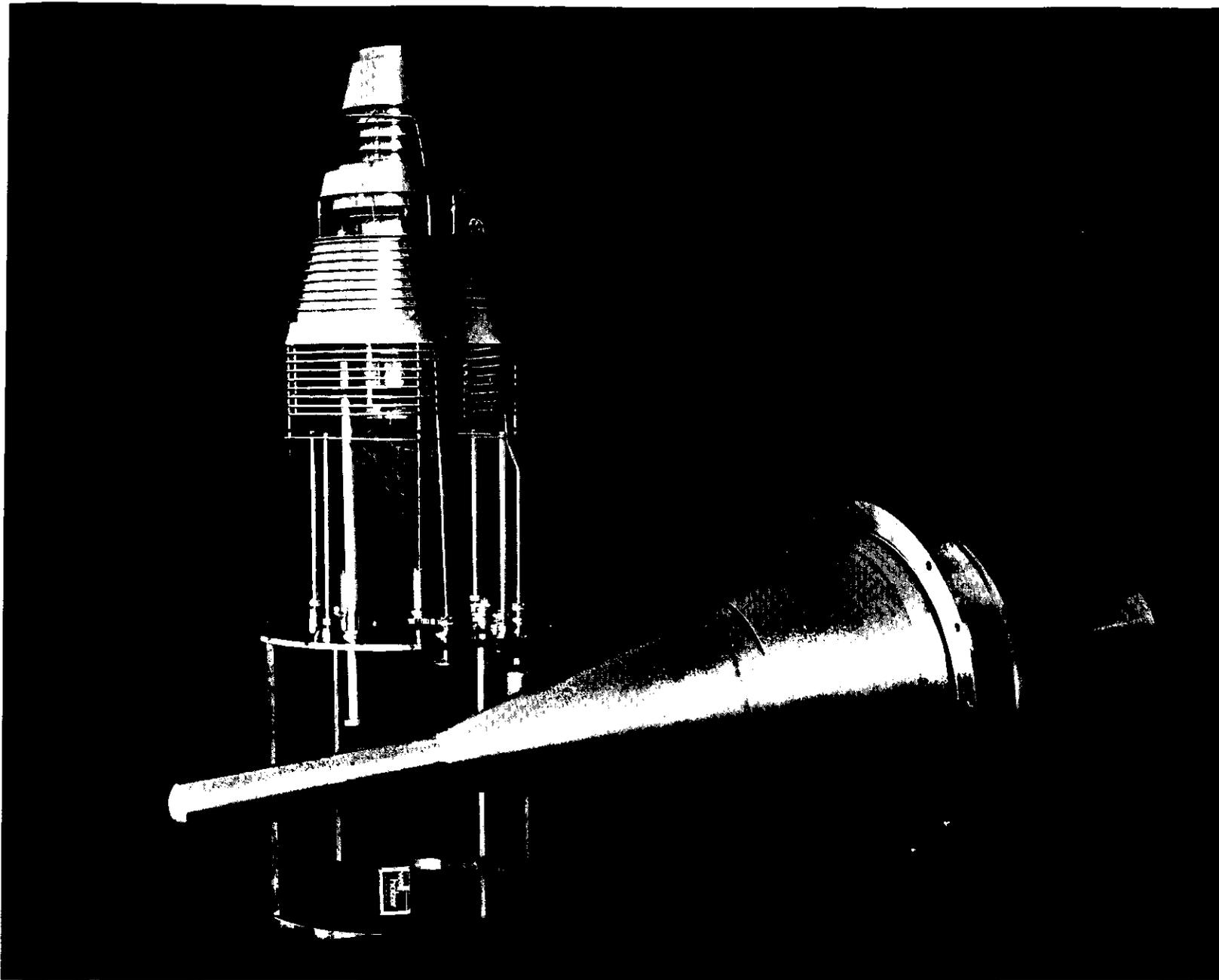


Fig. A3.3 He⁴-Kryostat

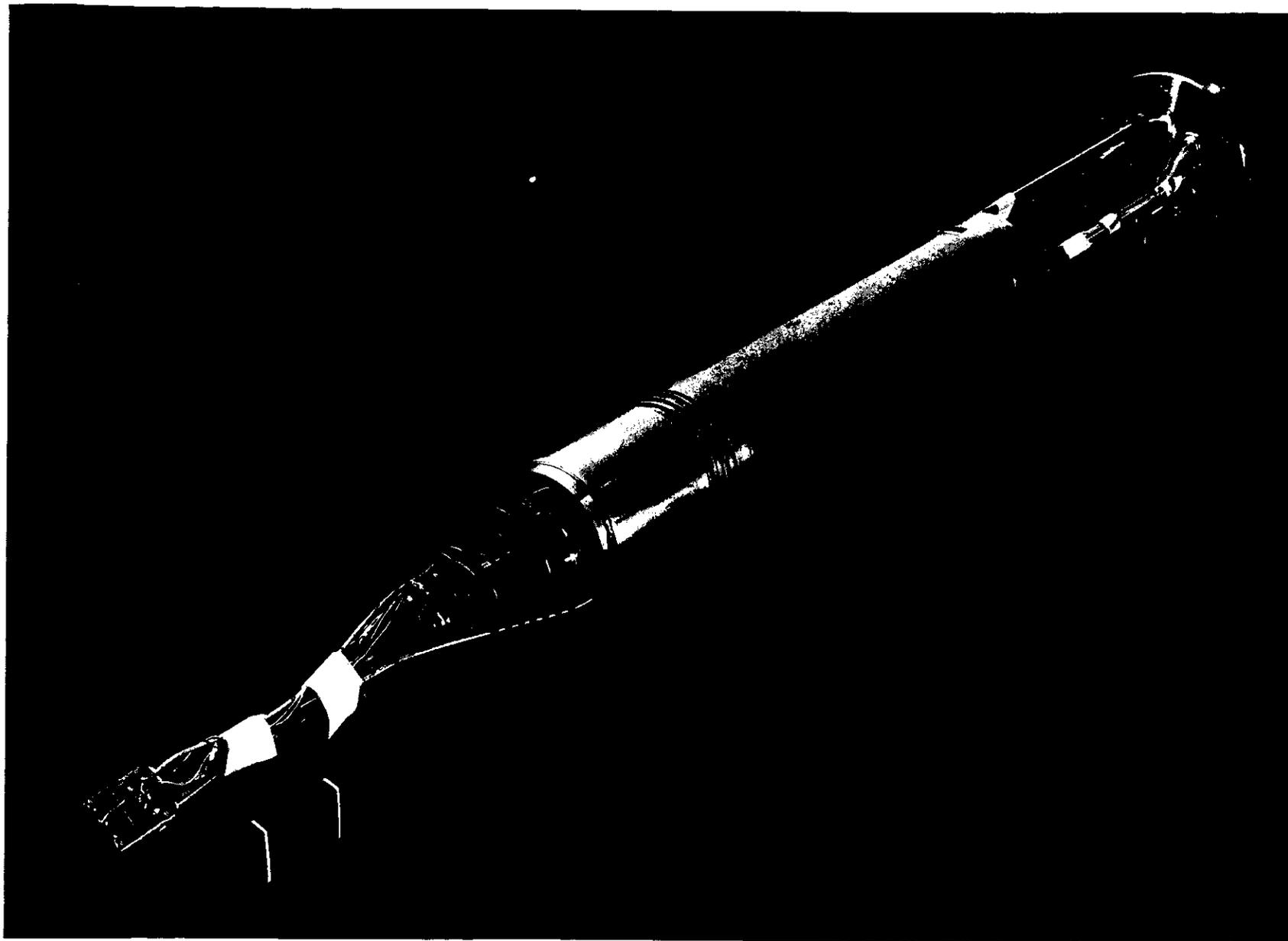


Fig. A.3.4.
He³- Kryostat

Das in der Kavität verdampfende He^3 wird durch einen vierstufigen Pumpsatz (Fa. Alcatel, Saugvermögen $3000\text{ m}^3/\text{h}$) abgepumpt und verdichtet. Bevor das Gas erneut in den Kryostaten geleitet wird, durchströmt es einen N_2 -gekühlten Reiniger aus Aktivkohle, um schädliche Beimischungen wie Ölbestandteile oder Stickstoffverunreinigungen auszufrieren.

Im geschlossenen Kreislauf befinden sich ca. 52 l He^3 -Gas, der Durchfluß an flüssigem He^3 läßt sich zu ca. 1 l/h abschätzen. Die Wärmekapazität des Kryostaten beträgt bei 0.5 K etwa 200 mW .

Temperaturbestimmung

Die erreichte Temperatur in den Kryostaten wurde, wie erwähnt, über den Dampfdruck der Gase bestimmt. Die Meßröhren der verwendeten thermoelektrischen Wärmeleitvakuummeter (Typ ATH 21, Fa. Alcatel) befinden sich an den Frontflanschen der Kryostaten, von hier führen dünne Rohre zur Kavität bzw. zum Verdampfer. Die Meßröhren wurden mit einem Mc-Load Vakuummeter geeicht, der Druckabfall längs der Rohre infolge des thermomolekularen Effekts nach (50) korrigiert. Wegen der Bedeutung der exakten Temperaturbestimmung für die richtige Angabe der Polarisierung wurden die gemessenen Werte auf zwei Weisen überprüft:

a) Aus der Form des Deuteron-Kernresonanzsignals (Fig.A3.14) des dynamisch polarisierten Targetmaterials läßt sich auch ohne Eichung mit dem thermischen Signal die Polarisierung bestimmen (s.A4). Da beide Wege innerhalb der Fehlergrenzen zum selben Polarisationswert führten, kann die aus der Druckanzeige bestimmte Temperatur für das Eichsignal nicht falsch sein.

b) Betreibt man den He^3 -Kryostaten mit He^4 (d.h. bei ca. 1 K) so weiß man, daß die Kühlung des Targetmaterials infolge der Siedeeigenschaften des suprafluiden Heliums optimal ist und daß wegen der T^{-3} -Abhängigkeit des Kapitza-Widerstandes (51) Target- und Badtemperatur übereinstimmen. In Fig.A3.5 ist für einige Temperaturen T im Bereich von 1 K die reziproke Fläche $1/F(TE)$ des Polarisationssignals im thermischen Gleichgewicht aufgetragen. Alle Meßpunkte müssen im Rahmen der angegebenen statistischen Fehler auf einer Geraden liegen, die für $\approx 0.1\text{ K}$ durch den Punkt $P = 100\%$ geht, also auch der Meßpunkt für den He^3 -Betrieb. Man erhält so eine Temperatur von 0.53 K , während der aus dem Druck abgelesene Temperaturwert in diesem Fall 0.48 K beträgt. Bei einer systematischen Unsicherheit von 5% sind beide Werte miteinander verträglich.

A3.2 Mikrowellensystem

Die Mikrowellenenergie wird mit einem wassergekühlten Carcinotron des Typs O der Fa. Thomson-CSF erzeugt. Diese spezielle Rückwärtswanderfeldröhre hat eine Mittelfrequenz von 70 GHz bei einer Ausgangsspitzenleistung von 15 Watt und ist im Bereich $\pm 4\%$ von der Mittelfrequenz modulierbar. Die Frequenzauflösung beträgt ca. 1.5 MHz . Alle notwendigen Versorgungsspannungen werden von einem kompakten Stromversorgungsgerät der Fa. Siemel geliefert. Durch die gute Langzeitstabilität der Versorgungsspannungen und den geschlossenen Kühlkreislauf, dessen Kühlwasser thermostatisch auf $18 \pm 0.1^\circ\text{C}$ konstant gehalten wird, erhält man eine Frequenz- und Leistungsstabilität von $< 10^{-4}$.

Über Hohlleiter wird die Mikrowellenenergie in den Resonator (multi-mode-Kavität) geführt, der das Target enthält (Fig. A3.6). Um die Verluste auf dem Übertragungsweg klein zu halten, werden Hohlleiter für 8 mm Wellenlänge (RG 98/U) mit einer Dämpfung von 0.9 db/m verwendet. Der letzte im He^3 -Kryostaten eingebaute Teil des Hohlleiters liegt zwischen Raumtemperatur und 0.5 K . Wegen seiner schlechten Leitfähigkeit wurde für dieses Stück als Hohlleitmaterial Monel verwendet. Der Abschluß gegenüber dem Außenraum erfolgt durch eine 20μ Teflonfolie. Ein Ferritisolator (Fa. TRG) schützt das Carcinotron vor Reflexionen bei schlechter Anpassung.

Für Untersuchungen der Polarisationsmechanismen wurde außerdem ein geeichter Abschwächer in den Übertragungsweg eingebaut. Dieser hat den Vorteil frequenzstabiler Leistungsänderung. Leistungsänderungen über den Anodenstrom des Carcinotrons führen dagegen zu kleinen Frequenzverschiebungen, die über die Anodenspannung nachgeregelt werden müssen (push effect). Zur Kontrolle der Ausgangsleistung dient ein HF-Detektor, der durch einen 10db -Richtkoppler gespeist wird.

A3.3 Polarisationsmagnet

Der Magnet PT6 wurde bei CERN gebaut (52). Es handelt sich um einen C-förmigen Eisenkernmagneten mit Kobalteisenspolen, dessen Abmessungen die Fig. A3.7 zeigt. Die Inhomogenität über das gesamte Targetvolumen ist $< 2 \cdot 10^{-4}$ bei der Sollfeldstärke von 2.5 Tesla . Das rotationssymmetrische

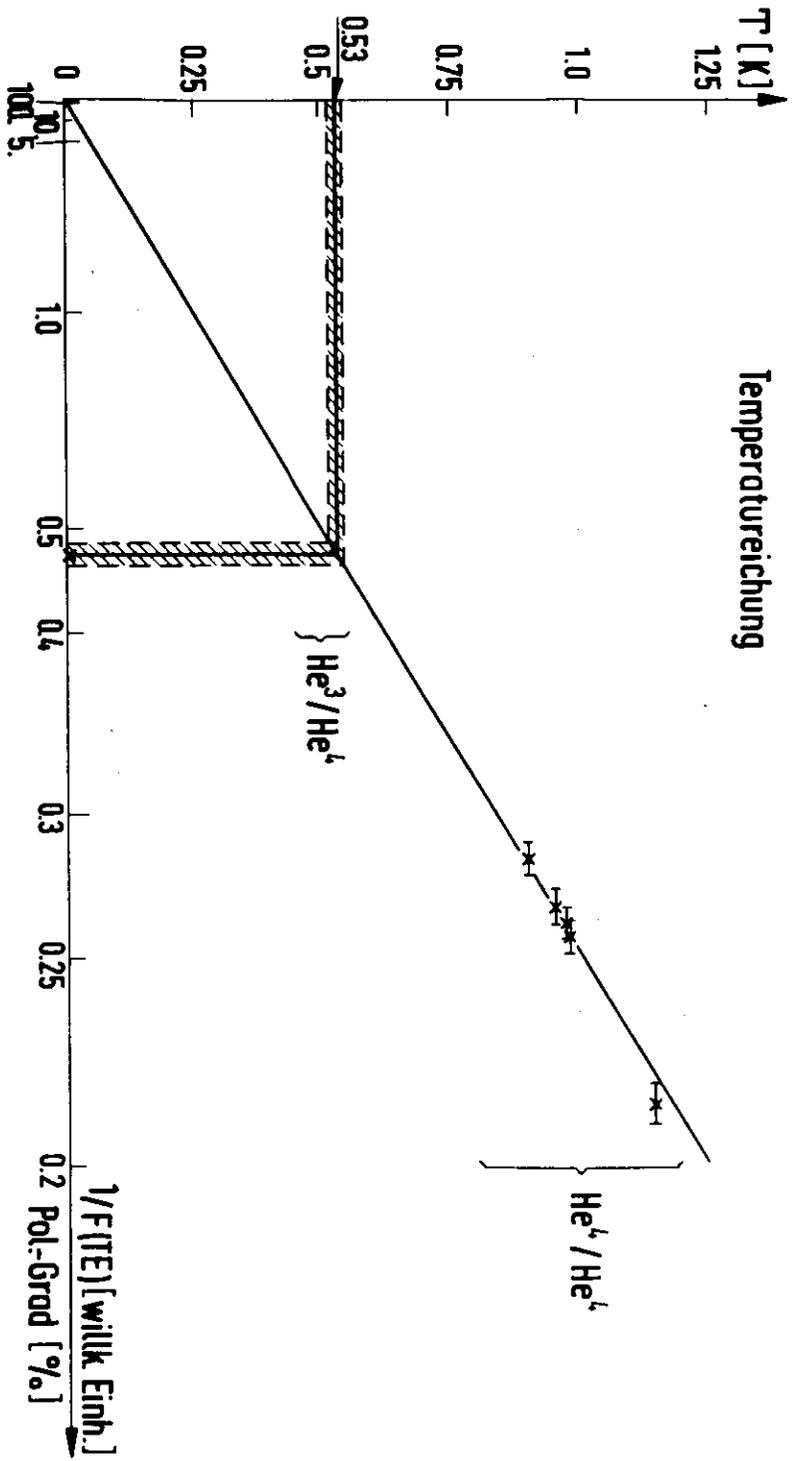


Fig. A3.5

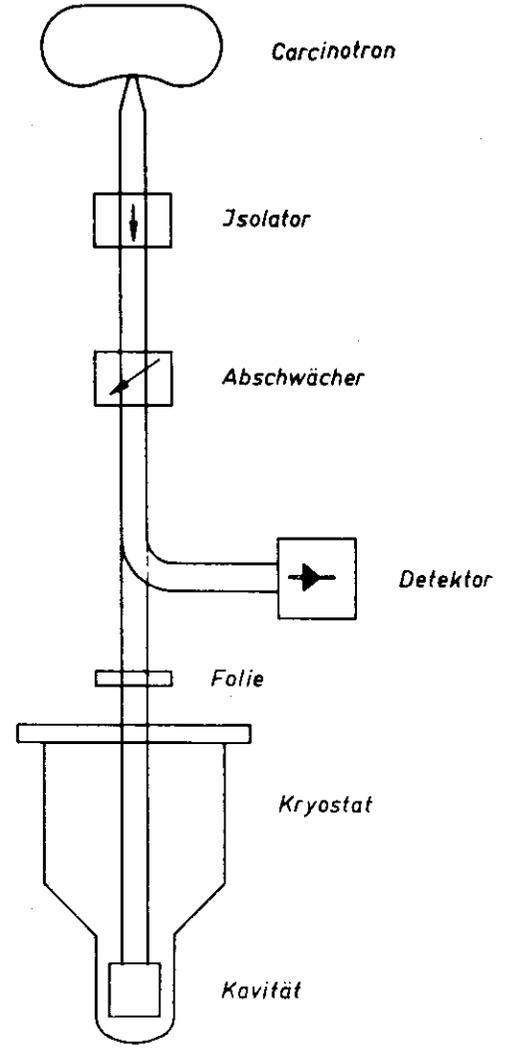


Fig. A.3.6. Mikrowellensystem

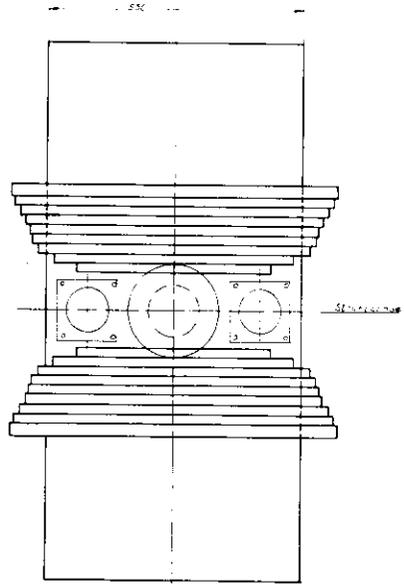
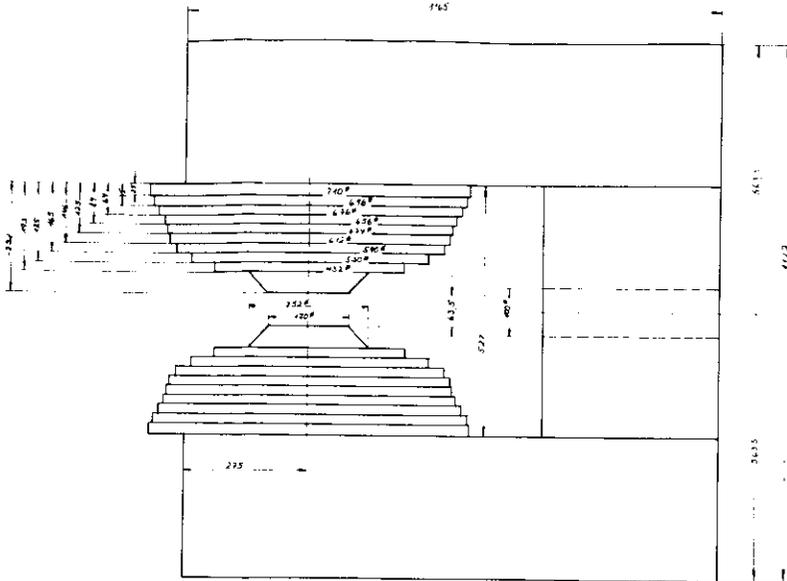


Fig. A3.7 Polarisationsmagnet

Feld fällt nach außen stark ab mit einer Halbwertsbreite von ca. 30 cm, die integrierte Feldlänge beträgt 0.432 Tm.

Der y-Strahl wird durch eine Bohrung im vertikalen Schenkel des Magneten geführt. Auf diese Weise erhält man einen großen Öffnungswinkel von ± 130° in horizontaler Richtung. Der vertikale Öffnungswinkel ist durch die Spulen beschränkt. Er beträgt ± 30°. Die Polschuhe haben einen Abstand von 63.5 mm.

Als Stromversorgung dient das Gleichrichtergerät AU 750/5 der Fa. Autola, dem zur Erzielung der erforderlichen Stabilität von einigen 10⁻⁴ eine Glättungseinheit (53) nachgeschaltet wurde. Bei 2.5 T fließt ein Strom von ca. 600 A, die Leistungsaufnahme liegt bei 75 kW.

A3.4 Kernresonanzapparatur

Mit der Kernresonanzapparatur - kurz DMR (Deuteron nuclear resonance) genannt - wird die Polarisation des Deuteron targets nach dem in A2 beschriebenen Verfahren aus dem Verhältnis der Flächen

$$F \propto \int_{\omega} [|Z(\omega)| - |Z(\omega)|_0] d\omega \tag{A2.25}$$

der Resonanzsignale bei thermischer und dynamischer Polarisation bestimmt. Nach Gl. A2.26 gilt dann

$$P(DYN) = \frac{F(DYN)}{F(TE)} * P(TE)$$

Abweichend von dem in A2 angegebenen Serienkreis aus L und C wird in der Praxis eine Anordnung verwendet, bei der L und C über ein Koaxialkabel der Länge nλ/2 verbunden sind. Denn es ist technisch schwierig, den abstimmbaren Kondensator unmittelbar an der Targetspule im Kryostaten (0.5K) zu montieren. Die Spulenimpedanz (r+jωL) ist daher durch die Eingangsimpedanz Z_{in} von Kabel plus Spule zu ersetzen. Mit den charakteristischen Daten des Kabels

- Z₀ Kabelimpedanz
- α Dämpfungskonstante
- l Kabellänge
- β Phasenkonstante (β = 2π/λ)

gilt

$$Z_{in} = \frac{(r + j\omega L) + Z_0 \tanh(\alpha + j\beta)L}{Z_0 + (r + j\omega L) \tanh(\alpha + j\beta)L} \quad A3.1$$

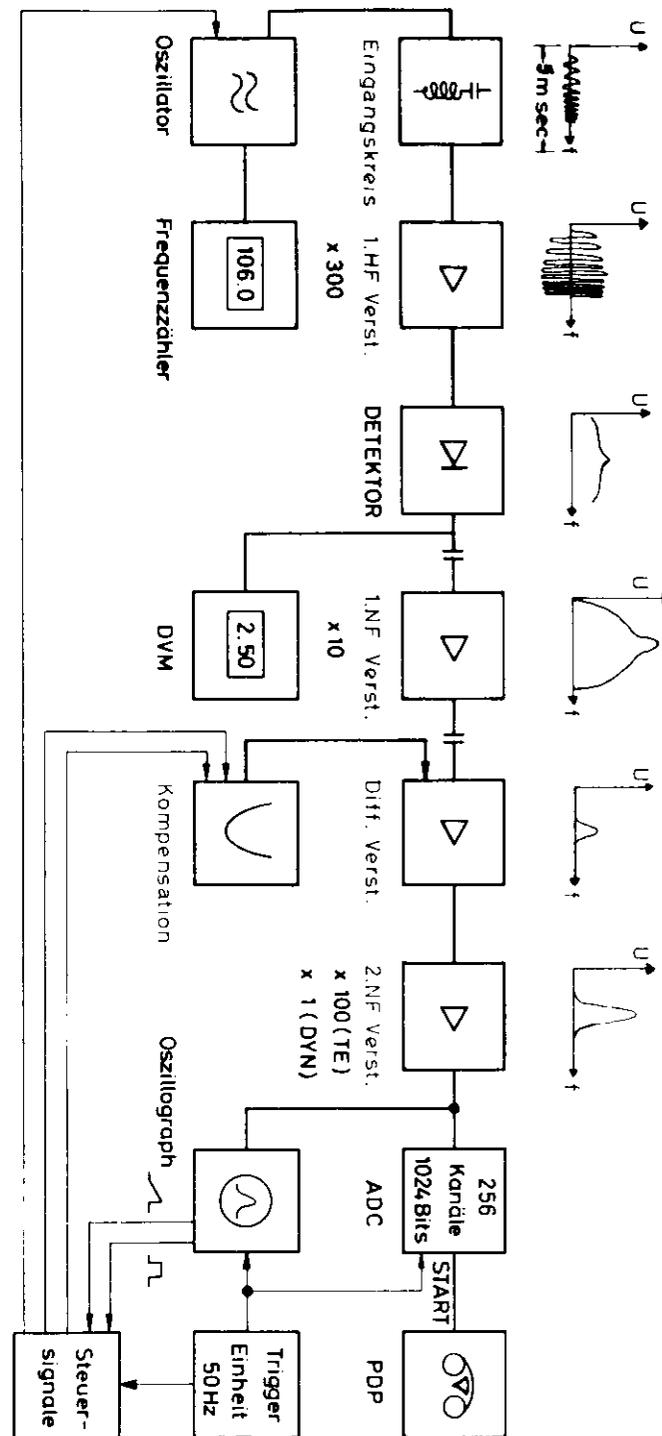
Die Ableitung der Formeln zur Bestimmung von P führen mit Gl. A3.1 zu sehr unübersichtlichen Ausdrücken ohne am Prinzip etwas zu ändern. In Anhang 2 wurde daher der einfache Serienkreis behandelt, der als Grenzfall für die Verwendung eines ungedämpften Kabels ($\alpha=0$) mit der Länge $n\lambda/2$ aufzufassen ist. Denn in diesem Fall folgt aus A3.1

$$Z_{in} = (r + j\omega L) + j \tan(n\pi) = (r + j\omega L) \quad A3.2$$

Die Korrekturen für den Enhancementfaktor E, die sich für die verwendete Schwingkreisordnung aus den in A2 gemachten Näherungen ergeben, wurden mit einem Computer-Programm berechnet. Sie liegen unterhalb von 3% und können daher vernachlässigt werden.

Ein Blockschaltbild der DMR-Signalverarbeitung zeigt Fig.A3.8. Mit einer Folgefrequenz von 50 Hz durchfährt der Oszillator für den Zeitraum von 5 msec den Frequenzbereich $f_u \pm f \pm f_o = 600$ KHz, der die Breite des Deuteronresonanzsignals von ca. 300 KHz umfasst. In der dazwischenliegenden Zeit ist $f=f_u$. Das durch die Frequenzmodulation über dem Schwingkreis entstehende Signal wird hochfrequent verstärkt und gleichgerichtet. Nach Abtrennung der DC-Komponente $U(f_u) = 1/Z(f_u)$ durch C-Kopplung wird das Resonanzsignal niederfrequent verstärkt und auf einen Differenzverstärker gegeben, dessen zweites Signal die 'Kompensationsparabel' ist. Sie wird synchron mit der Frequenzmodulation gebildet und beschreibt in Näherung einen Spannungsverlauf, der der Resonanzkurve des Schwingkreises ohne Resonanzeffekt entspricht, d.h. $U_k(f)_o \approx 1/Z(f)_o$ (Fig.A2.1). Die Differenz beider Signale am Ausgang des Differenzverstärkers enthält, abhängig von der Güte der Kompensation, im wesentlichen nur noch das zu messende Resonanzsignal. Durch diese 'Kompensation' wird die erforderliche weitere Verstärkung mit normalen kommerziellen Verstärkern möglich, ohne ihre Sättigungsgrenze zu erreichen. Der nachfolgende NF-Verstärker wird bei Messung des thermischen Signals (TE) mit 100-facher Verstärkung betrieben und beim dynamischen Signal (DYN) auf 1-fache Verstärkung umgeschaltet, da das Verhältnis der Signale ca. 10^2 beträgt. Die Gesamtverstärkung der Elektronik beträgt ca. $3 \cdot 10^5$ (TE) bzw. $3 \cdot 10^3$ (DYN). Bei einer Größe des Resonanzsignals von etwa

Fig.A3.8. Blockschaltbild der Signalverarbeitung.



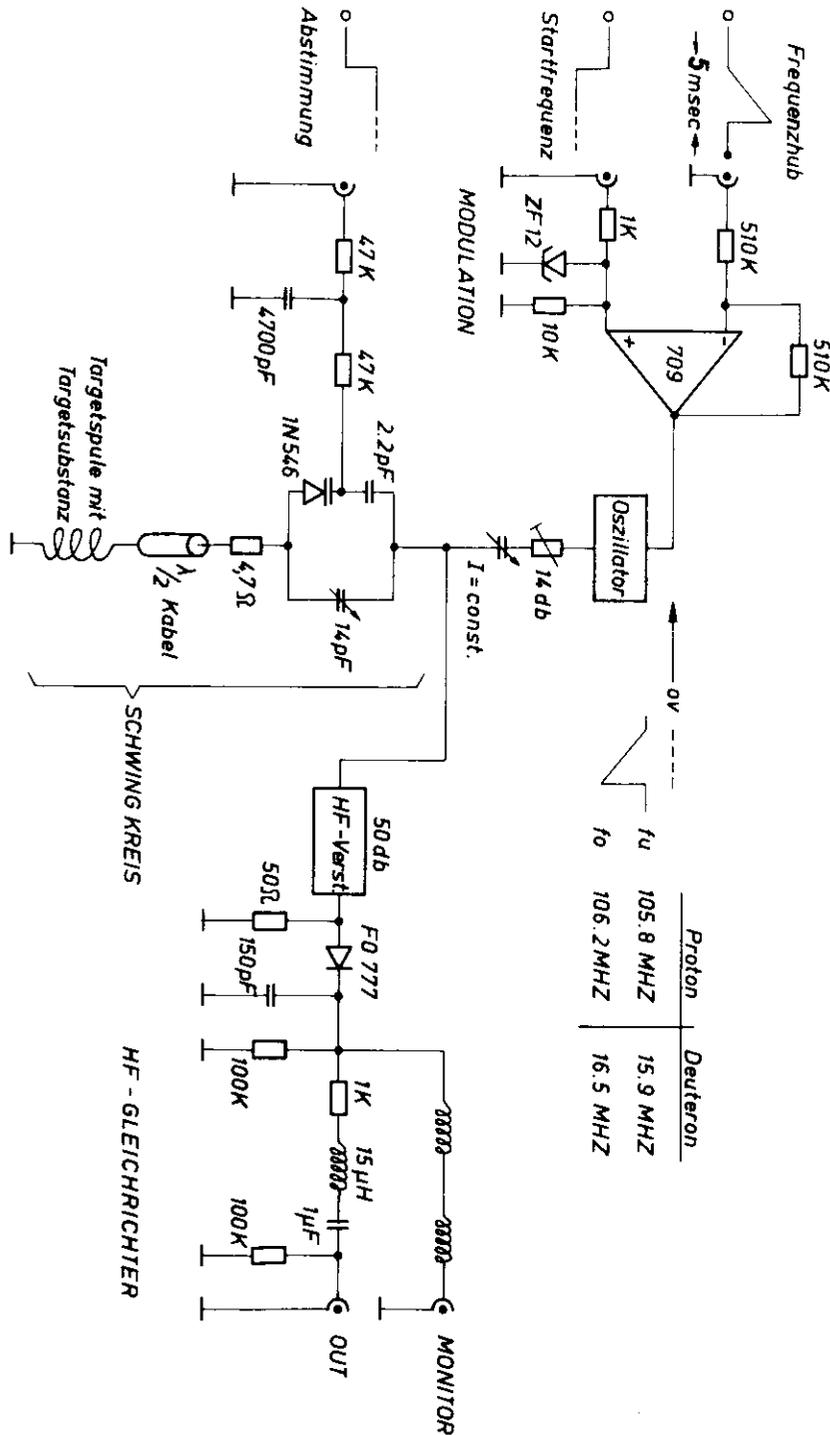


Fig. A.3.9. HF - System

10 μ V im Eingangskreis erhält man damit für die Flächenbestimmung ein Signal von ca. 3 Volt. Die Flächenmessung wird durch Digitalisierung des Signals (ADC) mit einem Kleinrechner PDP 8 durchgeführt (s. unten).

Die DMR sei an Hand der Figuren A3.9 und A3.10 kurz erläutert:

HF-System (Fig. A3.9)

Es umfasst die Komponenten Schwingkreis, Oszillator, Modulationseinheit, HF-Verstärker und Gleichrichter. Alle Komponenten einschliesslich des 1. NF-Verstärkers befinden sich gut abgeschirmt in unmittelbarer Targetnähe, um die Aufnahme von Störsignalen so gering wie möglich zu halten.

Die Startfrequenz und Breite des Modulationsintervalles $\{f_u, f_0\}$ für den elektronisch abstimmbaren Oszillator⁺ wird durch Addition einer variablen Gleichspannung und Sägezahnspannung festgelegt. Durch eine thermostatisch geregelte Heizung erreicht man eine Langzeitkonstanz der Frequenz von $\Delta f/f < 10^{-4}$. Über eine Kapazität, deren Impedanz groß gegen die Schwingkreisimpedanz ist (Konstant-Strom-Generator) wird der Schwingkreis gespeist. Seine Spule besteht aus 6 Windungen im Abstand von 4 mm bei einem Spulendurchmesser von ca. 2 cm und umgibt das Targetmaterial. Je zwei Windungen sind parallel geschaltet, um bei kleiner Induktivität (ca. 1 μ H) ein möglichst homogenes Magnetfeld zu erzeugen. Die Feinabstimmung auf die Resonanzfrequenz der Deuteronen erfolgt ebenfalls elektronisch durch ein Varicap. Als HF-Verstärker wird zur Erzielung eines guten Signal/Rausch-Verhältnisses ein Schmalbandverstärker⁺⁺ mit 3 MHz Bandbreite und hoher Verstärkung verwendet (50 dB).

NF-System (Fig. A3.10)

Die Steuerung des HF-Systems (Abstimmung und Frequenzmodulation) sowie die Signalverarbeitung des gleichgerichteten Resonanzsignals wird unter dem Begriff 'NF-System' zusammengefasst. Es wurde modular aufgebaut (Fig. A3.11) und befindet sich im Kontrollraum des Experiments.

Die Trigger-Gate Unit startet mit vorwählbarer Folgefrequenz den Oszillographen RM 15 und damit durch dessen synchron mit der Zeitbasis erzeugte Ausgangssignale (Sägezahn und Rechteck) den Modulationsvorgang. Da sich bei der notwendigen hohen Verstärkung zur Messung des thermischen Signals Unsauberkeiten des Netzes störend bemerkbar machen, kann der Triggerpunkt innerhalb einer Netzperiode zeitlich verzögert und in ein störungsfreies Modulationsintervall (5 msec) gelegt werden. Die Kompensationsparabel wird durch Integration von Sägezahn und Rechteckimpuls erzeugt. Zur besseren Kompensation der nicht exakt parabelförmigen Resonanzkurve wird in der 2.

⁺ Type VTN-1E der Fa. EMF SYSTEMS INC ⁺⁺ Type RF 131A der Fa. LOCUS INC

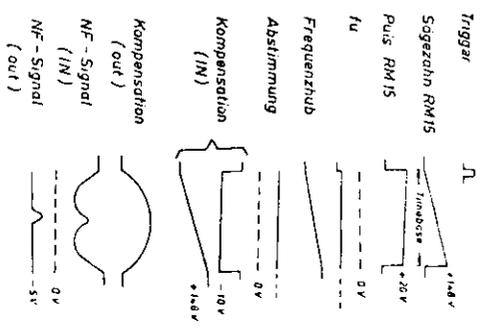
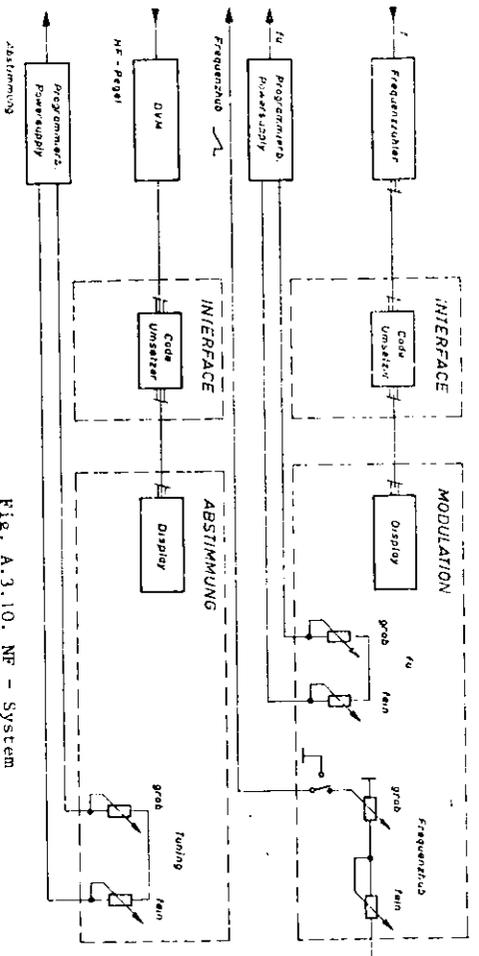
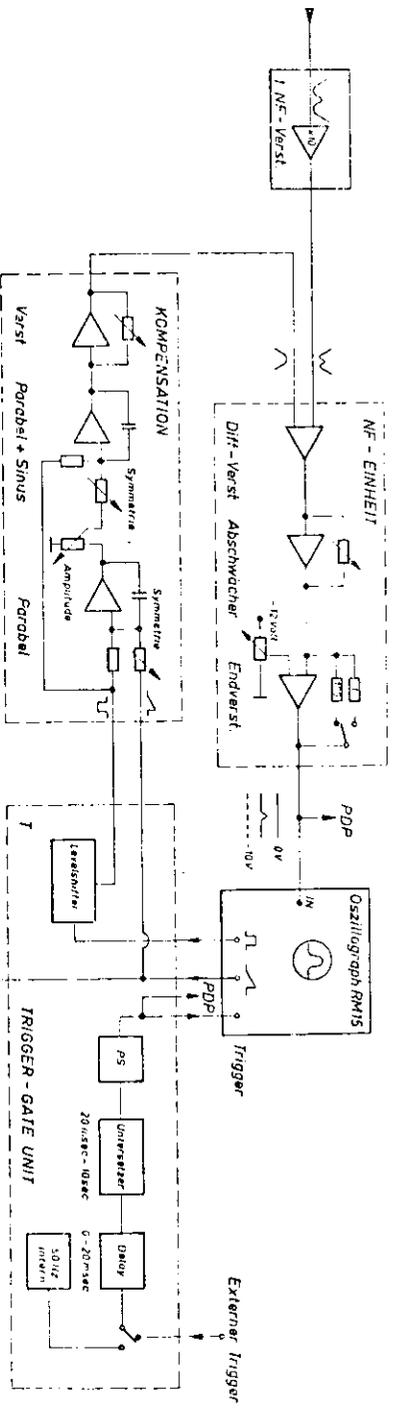


Fig. A.3.10. NF - System

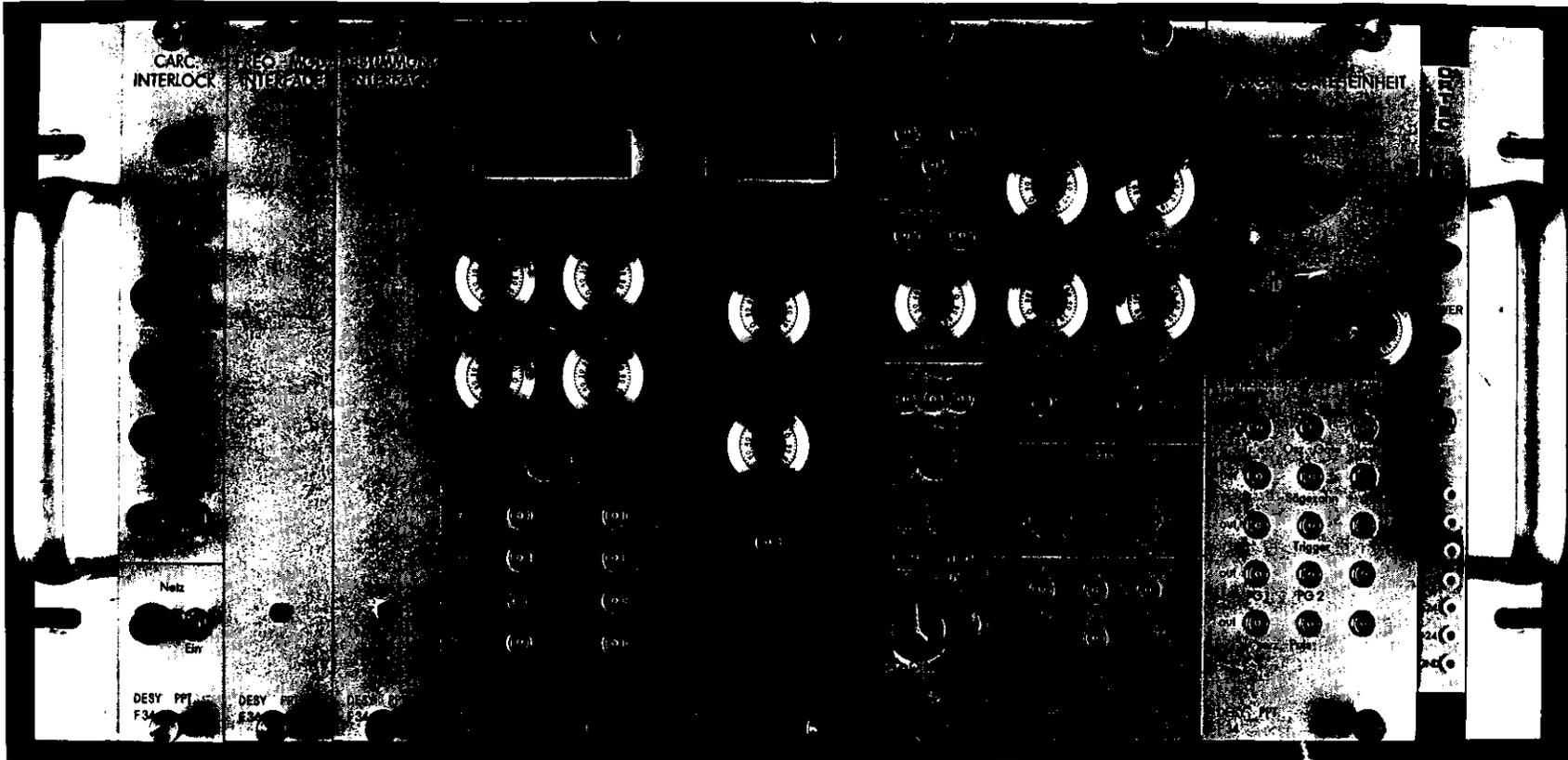


Fig. A.3.11. Steuereinheit der Kernresonanz-
Apparatur

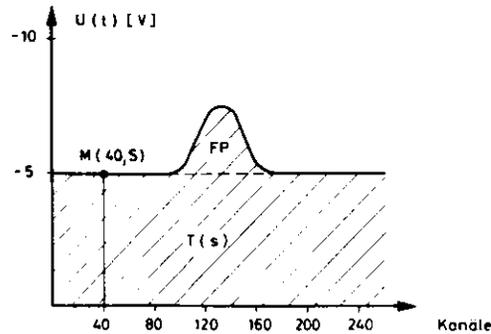


Fig. A3.12 Digitalisierung des Resonanzsignals

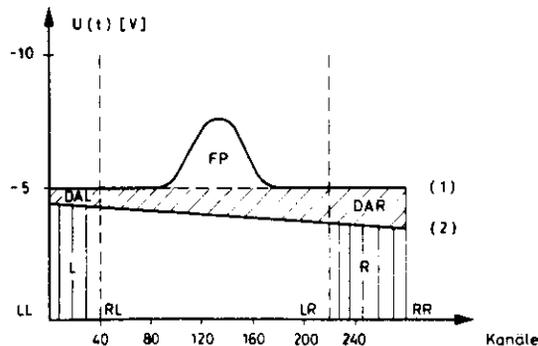


Fig. A3.13 Korrektur der Grundlinie

Stufe eine zusätzliche 'Sinus'-Korrekturspannung gebildet, mit der das Maximum der 'Parabel' verschoben werden kann. Die Steuerspannungen zur Festlegung des Modulationsintervalles und zur Abstimmung werden mit programmierbaren Stromversorgungen erzeugt, die ebenso wie das HF-System in Targetnähe montiert sind. Durch diese Maßnahme kann die mit langen Kabelwegen verbundene Aufnahme von Störsignalen zwischen HF-System und NF-System (ca. 50m) vermieden werden. Die Programmierwiderstände befinden sich in den entsprechend bezeichneten Einheiten. Sie enthalten ausserdem Displays zur Anzeige von Frequenz und Gleichrichterspannung, die von den Meßgeräten über Code-Umsetzer angesteuert werden.

Die Signalverarbeitung des Resonanzsignals wurde bereits an Hand der Fig. A3.8 beschrieben. Zusätzlich wird die Grundlinie des Signals zur Anpassung an den ADC des Rechners auf ca. -5 Volt verschoben. Die Signalhöhe kann mit einem Abschwächer so justiert werden, daß die Messung von positiver und negativer Polarisation ohne Verschieben der Grundlinie möglich ist.

Digitales System

Synchron mit der Datennahme der übrigen Experimenteelektronik wird das Ausgangssignal $U(t)$ des NF-Verstärkers mit Hilfe der PDP 8 in 256 äquidistante Meßwerte $M(k,s)$ zerlegt, wobei $1 \leq k \leq 256$ gilt (Fig. A3.12). Die zentrale Einheit zur Digitalisierung bildet ein 'sample-and-hold' Verstärker (DEC 404) in Verbindung mit einem 10 Bit ADC (DEC 811), deren Gesamtkonversionszeit 16 μ sec beträgt. Durch Summation über alle Kanäle erhält man die Signalfläche $T(s)$. Um statistische Schwankungen vor allem beim thermischen Signal (TE) zu eliminieren, werden im allgemeinen 128 fortlaufende Modulationsintervalle digitalisiert (Index s) und hieraus der Mittelwert T gebildet.

Die Fläche FP des Resonanzsignals gewinnt man dann aus zwei aufeinanderfolgende Flächenbestimmungen:

$T(ON)$ Magnetfeld ist eingestellt auf die Resonanzfrequenz; gemessen wird die schraffierte Fläche

$T(OFF)$ Magnetfeld ausserhalb der Resonanzfrequenz; gemessen wird die Fläche unterhalb der Grundlinie

Eine mögliche Neigung oder Parallelverschiebung der Grundlinie zwischen ON- und OFF-Messung wie in Fig. A3.13 durch die Linien (1) und (2) übertrieben dargestellt, würde für das Polarisationsignal die Fläche

$$FP' = FP + \Delta F$$

ΔF (schräg schraffierte Fläche)

ergeben. Um diesen Fehler zu korrigieren, werden zusätzlich zu T die Flächen L und R links und rechts vom Resonanzsignal gemessen. Durch die Differenzen DAL und DAR dieser Flächen von ON- bzw. OFF-Messung ist ΔF bestimmt. Mit den Grenzen LL, RL, LR und RR der Fig. A3.13 gilt:

$$\Delta F = \frac{RR - LL}{RR + RL - LR - LL} \left[DAL \frac{RL - LL}{LR - LL} + DAR \frac{RR - LR}{RR - RL} \right] \quad A3.3$$

Für die korrigierte Fläche FP erhält man damit

$$FP = T(ON) - T(OFF) - \Delta F \quad A3.4$$

Diese Korrektur wird bei jeder Signalmessung automatisch durchgeführt.

Ist die Eichfläche FP(TE) des thermischen Signals bestimmt, so werden die Frequenzgrenzen f_u und f_o sowie die genaue Targettemperatur abgelesen und in die Rechenmaschine gegeben. Aus der Resonanzbedingung

$$hf = \Delta E = g\beta H$$

kann der Wert des Magnetfeldes

$$H = h/g\beta \left[\frac{f_u + f_o}{2} \right]$$

und dann die zugehörige Deuteronpolarisation

$$P(TE) = 4 \tanh\left(\frac{g\beta_m H}{2kT}\right) / \left[3 + \tanh^2\left(\frac{g\beta_m H}{2kT}\right) \right]$$

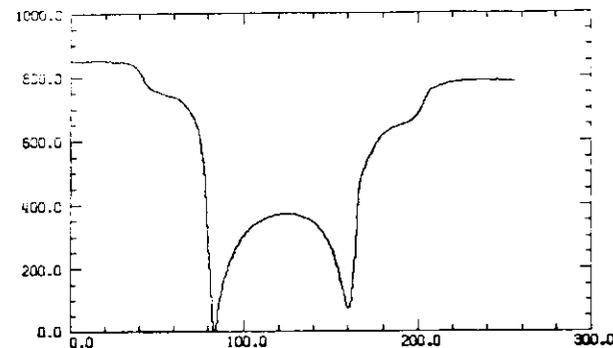
berechnet werden. Nach dynamischer Polarisation durch Einschalten des Mikrowellengenerators gilt dann

$$P(OYN) = \frac{FP(OYN)}{FP(TE)} \times P(TE) \times VFAK \quad (A3.3)$$

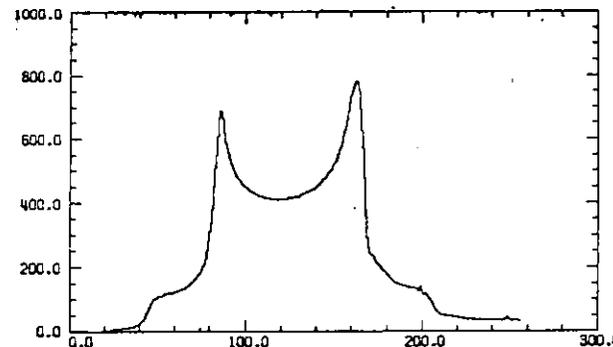
VFAK berücksichtigt den zusätzlichen Verstärkungsfaktor von 100 bei der Messung von FP(TE).

Fig. A3.14 zeigt Polarisationssignale des deuterierten Butanoltargets für positive und negative Polarisation sowie das zugehörige thermische Eichsignal zusätzlich 100-facher Verstärkung. Die Signalform wird in Anhang A4 erläutert.

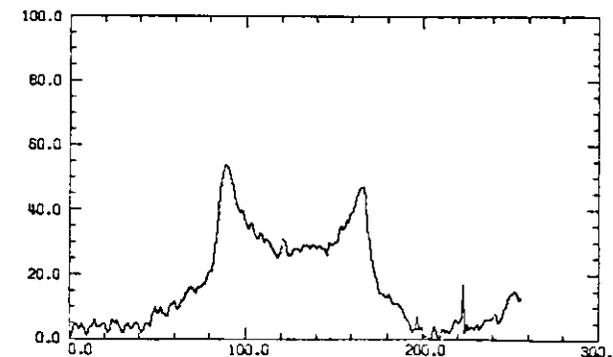
Fig. A3.14 DMR-Signale



negative dynamische Polarisation



positive dynamische Polarisation



thermische Polarisation

A 4 Signalform des Deuterons

Die Energiezustände der Zeemanwechselwirkung

$$E(m) = -g\beta H m \quad A4.1$$

eines Spinsystems werden für $I > 1/2$ durch Quadrupolwechselwirkung mit dem elektrischen Feld des Festkörpers verschoben. Dadurch ergibt sich für das Resonanzsignal eines Deuterontargets ($I=1$) gegenüber Teilchen mit Spin $1/2$ eine ziemlich komplizierte Signalform. Bezeichnet e_q den Wert des elektrischen Feldgradienten in Richtung der Hauptachse des Feldgradiententensors und eQ das Quadrupolmoment des Deuterons, so erhält man für $g\beta H \gg e^2 q Q$ bei Achsialsymmetrie des Feldgradienten durch Störungsrechnung 1. Ordnung den Zusatzterm

$$E(m)_Q = D[3m^2 - I(I+1)](3\cos^2\theta_2 - 1) \quad A4.2$$

mit

$$D = \frac{e^2 q Q}{8I(2I+1)}, \quad 0 \leq \theta_2 \leq \frac{\pi}{2}$$

θ_2 ist der Winkel zwischen Magnetfeld H und der Achse des Feldgradienten, die bei dem verwendeten Targetmaterial C_4D_9OD in guter Näherung die Richtung der C-D Bindungen hat.

Die Energiezustände unter Berücksichtigung der Quadrupolwechselwirkung sind demnach durch

$$E(m) = -g\beta H m + D(3m^2 - 2)(3\cos^2\theta_2 - 1) \quad A4.3$$

gegeben. Fig.A4.1 zeigt das hieraus resultierende Termschema für die extremen Winkel von $\theta_2 = 0$ bzw. 90° .

Für die Übergänge $m=-1 \rightarrow m=0$ und $m=0 \rightarrow m=+1$ ergeben sich damit die zwei vom Winkel θ_2 abhängigen Energiedifferenzen

$$\delta E(\theta_2) = \Delta E \pm 3D(3\cos^2\theta_2 - 1) \quad A4.4$$

mit

$$\Delta E = \hbar \omega_0 = g\alpha \beta_m H$$

Aus dieser Formel bzw. aus dem Termschema ist ersichtlich, daß Übergänge im Energiebereich $\delta E = \Delta E \pm 6D$ möglich sind, so daß die Resonanzfrequenzen des Spinsystems im Frequenzintervall

$$\omega(\theta_2) = \omega_0 \pm 6D/\hbar \quad A4.5$$

liegen. Getrennt nach ~~nach~~ den beiden Übergängen erhält man für den möglichen Variationsbereich $0 \leq \theta_2 \leq \frac{\pi}{2}$ des Winkels θ_2 die Frequenzintervalle

Termschema des Deuterons ($I = 1, g_d = 0.857$)

$$E(m) = -g_d \beta_n H m + D(3m^2 - 2)(3\cos^2\theta - 1)$$

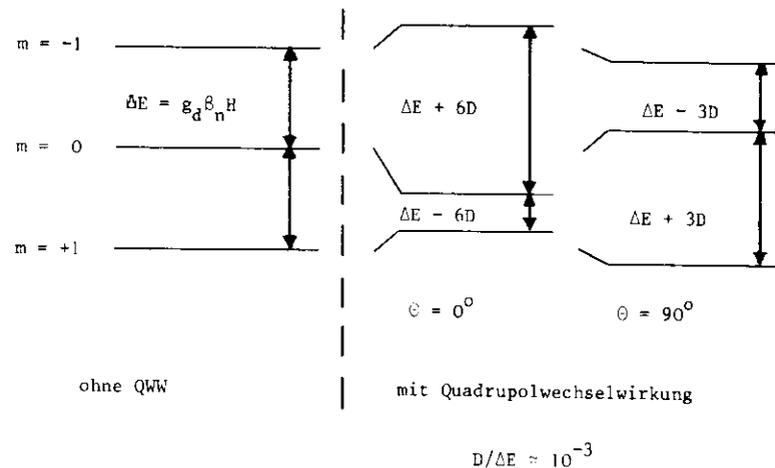


Fig.A4.1

$$\begin{aligned} \omega_0 - 3D/\hbar \leq \omega(\theta_z) \leq \omega_0 + 6D/\hbar & \quad (m = -1 \rightarrow m = 0) \\ \omega_0 + 3D/\hbar \geq \omega(\theta_z) \geq \omega_0 - 6D/\hbar & \quad (m = 0 \rightarrow m = +1) \end{aligned} \quad A4.6$$

$$\theta_z = \frac{\pi}{2} \longrightarrow \theta_z = 0$$

(Fig. A4.2).

Die Signalform eines Übergangs erhält man durch die folgende Überlegung:

1) Im verwendeten Targetmaterial n-Butanol-d₁₀ stimmt die Feldgradientenachse mit der Bindungsrichtung C-D im Butanolmolekül überein. Die Bindungsrichtungen des amorphen Festkörpers sind räumlich gleichverteilt.

2) Die Intensität bzw. Höhe des Resonanzsignals $I\{\omega(\theta_z)\}$ an der Stelle ω ist proportional zur Anzahl $N(\theta_z)$ der Spins mit einem Winkel θ_z zwischen Magnetfeld und Feldgradientenachse.

Da bei Gleichverteilung von N_0 Spins für die Anzahl im Winkelbereich $\theta_z, \theta_z + d\theta_z$ die Beziehung

$$\alpha N(\theta_z) = N_0 \sin \theta_z d\theta_z \quad A4.7$$

gilt, folgt aus 2) und Gl. A4.6, daß an den Stellen $\omega_0 \pm 3D/\hbar$ Maxima und an den Grenzen des Resonanzbereichs bei $\omega_0 \pm 6D/\hbar$ Minima in der Signalform der Übergänge auftreten müssen.

Den Signalverlauf zwischen Maximum und Minimum eines Überganges in Abhängigkeit von ω erhält man, indem $N(\theta_z)$ als Funktion von ω ermittelt wird. Betrachtet man den Übergang $m = -1 \rightarrow m = 0$, so ist nach A4.4

$$\omega = \omega_0 + 3D/\hbar (3 \cos^2 \theta_z - 1)$$

woraus

$$\left| \frac{d\omega}{d\theta_z} \right| = \frac{18D}{\hbar} \cos \theta_z \sin \theta_z$$

und

$$\cos \theta_z = \sqrt{\frac{1}{3} + \frac{\hbar}{4D} (\omega - \omega_0)}$$

folgt. Mit

$$dN(\theta_z) = N_0 \sin \theta_z d\theta_z$$

ergibt sich hieraus

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{N_0 \hbar}{18D} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{3} + \frac{\hbar}{4D} (\omega - \omega_0)}}$$

Einen übersichtlichen Ausdruck erhält man durch die Transformation

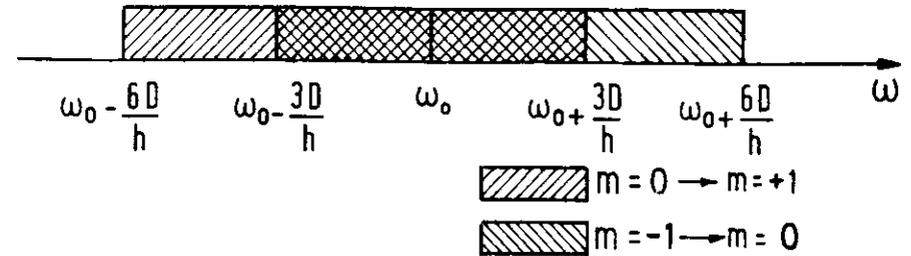


Fig. (A.4.2) Resonanzbereich des Deuterons

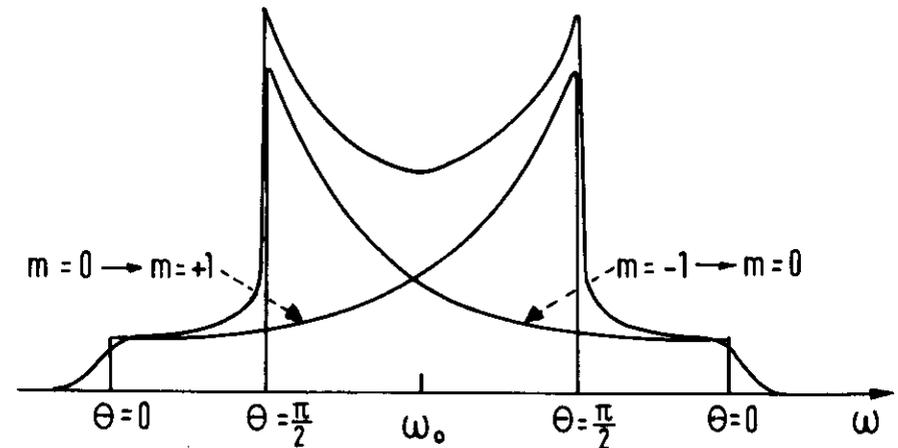


Fig (A.4.3) Resonanzsignal des Deuterontargets

$$\Delta\omega = \omega - \omega_0 + 3D/\hbar$$

bei der die Frequenzzählung an der unteren Grenze des Resonanzbereichs beginnt. Es ist dann

$$I(\omega) \propto \frac{dN}{d\omega} = \frac{N_0}{6} \sqrt{\frac{\hbar}{D}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\Delta\omega}} \quad A4.8$$

d.h. die Anzahl der Spins und damit die Intensität des Resonanzsignals fällt vom Maximum mit $\sqrt{\Delta\omega}^{-1}$ ab. Analoge Rechnungen gelten für den zweiten Übergang, so daß man als Resonanzsignal eines Deuterontargets einen Verlauf nach Fig.A4.3 erwartet. Vorausgesetzt wird, daß die natürliche Linienbreite des Spinsystems für festes Θ_z schmal ist. Der Vergleich mit den gemessenen Signalen (s. Fig. A3.14) zeigt eine fast quantitative Übereinstimmung.

Geht man von der Gültigkeit des 'Donkey-Effekts' und damit von einer einheitlichen Spintemperatur T_s der Deuteronen auch im Zustand der dynamischen Polarisation aus, so ergibt die Aufspaltung der Übergänge $m = 0 \rightarrow -1$ und $m = +1 \rightarrow 0$ in zwei getrennte Intensitätsmaxima eine zweite Möglichkeit zur Polarisationsmessung. In diesem Fall sind die Besetzungszahlen der drei Energieniveaus durch Boltzmannstatistik bestimmt, so daß

$$m(+1)/m(0) = m(0)/m(-1) = \exp[\Delta E/kT_s] \quad A4.9$$

gilt. Die Energieverschiebung durch Quadrupolwechselwirkung mit $D \approx 10^{-3} \cdot \Delta E$ kann in dieser Gleichung vernachlässigt werden. Eine Polarisation der Deuteronen, d.h. unterschiedliche Besetzungszahlen $n(+1)$ und $n(-1)$, führt daher zu verschiedenen hohen Intensitätsmaxima des Resonanzsignals, da die Signalhöhe der durch Kernresonanz (DMR) induzierten Spinübergänge der Besetzungszahldifferenz proportional ist (s. Anhang 2).

Beschreibt man die resultierende Asymmetrie des DMR-Signals durch den Asymmetrieparameter

$$R = J_+/J_- \quad A4.10$$

wobei

$$\begin{aligned} J_+ &= K \{ m(+1) - m(0) \} \\ J_- &= K \{ m(0) - m(-1) \} \end{aligned} \quad A4.11$$

die Signalhöhen der beiden Übergänge sind, so folgt aus der Definition der

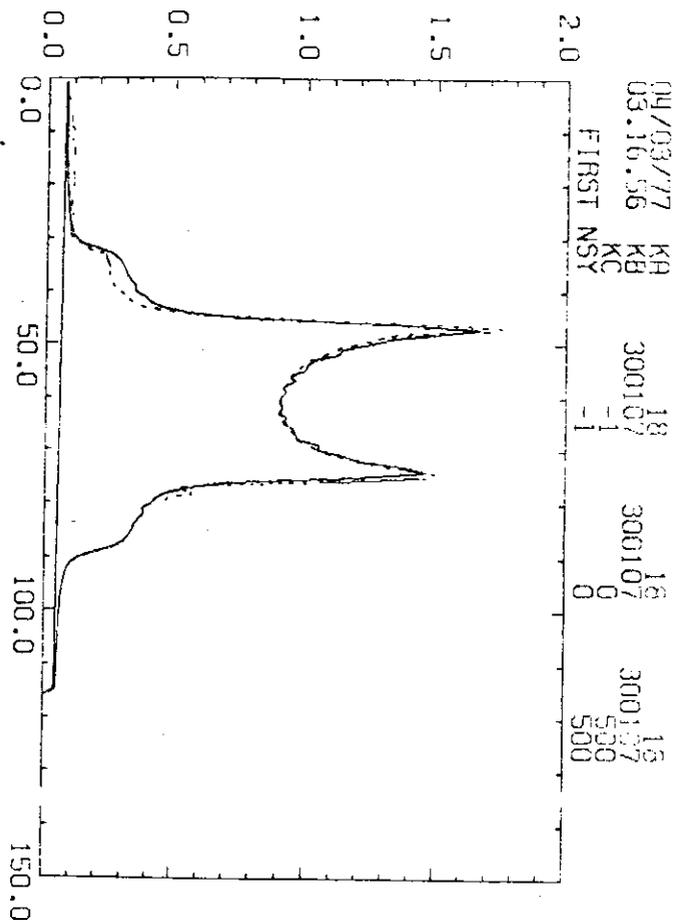
Deuteronpolarisation die Beziehung

$$P(\alpha) = R^2 - 1 / R^2 + R + 1 \quad A4.12$$

(55). Nach Fig. A4.3 erhält man bei positiver Polarisation ($n(+1) > n(0) > n(-1)$) eine Überhöhung des zweiten Maximums bei $\omega = \omega_0 + 3D/\hbar$, während eine negative Polarisation mit $n(+1) < n(0) < n(-1)$ zur Vergrößerung des 1. Maximums führt. Die gemessenen Resonanzsignale in Fig. A3.14 zeigen dieses Verhalten sehr deutlich.

Die beschriebene Polarisationsmessung hat den Vorteil, daß man auf die Eichung durch das thermische Signal verzichten kann. Wegen der großen Nukleon-Relaxationszeit bei 0.5 K sind mehrere Stunden erforderlich, um den Endzustand des thermischen Gleichgewichts zu erreichen. Es wurde daher ein Fitprogramm entwickelt (56), um die Polarisation aus dem dynamischen Resonanzsignal bestimmen zu können. Fig. A4.4 zeigt als Beispiel sowohl das gemessene als auch das gefittete Signal. Der hieraus berechnete Polarisationsgrad stimmt innerhalb eines Fehlers von maximal $\pm 5\%$ mit dem nach der konventionellen Methode bestimmten Wert überein.

Fig. A4.4 GEFITTETE DEUTERONSIGNALE



Referenzen

- 1 A.A. Manenkov (Herausgeber), Spin-Lattice Relaxation in Ionic Solids (Harper and Row, New York, 1966)
- 2 N. Blombergen et al., Phys. Rev. 114, 445 (1959)
- 3 M. Borghini und K. Scheffler, Phys. Rev. Lett. 26, 1326 (1971)
- 4 G. Kramer, Fortschritte der Physik 19, 725 (1971)
- 5 R. Worden, Nucl. Phys. B27, 253 (1972)
- 6 H. Genzel et al., Nucl. Phys. B92, 196 (1973)
- 7 T. Mayer-Kuckuk, Physik der Atomkerne (G.B. Teubner Verlag, Stuttgart, 1970)
- 8 E.D. Bloom und F.J. Gilman, Phys. Rev. D4, 2901 (1971)
- 9 H. Kowalski, Diplomarbeit, Bonn (1971)
- 10 P. Heide, Interner Bericht DESY F35-69/1
- 11 L. Hulthén und M. Sugawara, Handbuch der Physik Bnd. 39 (1968)
- 12 D.H. White et al., Phys. Rev. 120, 614 (1960)
- 13 M.J. Schachter, Interner Bericht DESY F35-77/03 (1977)
- 14 A. Ladage und H. Pingel, DESY 65/1 (1965)
- 15 H. Lierl, Interner Bericht DESY F35-73/1
- 16 G. Vogel, Dissertation, Hamburg (1973)
- 17 U. Koetz, private Mitteilung
- 18 U. Timm, private Mitteilung
- 19 H. Genzel, BONN UNIV PI 1-060 (1969)
- 20 Proc. of the Int. Symp. on... Helv. Phys. Acta Suppl. VI (1960)
- 21 Z. Bar-Yam et al., Phys. Rev. Lett. 19, 40 (1967)
- 22 M. Jacob, G.C. Wick, Ann. of Physics 7, 404 (1959)
- 23 B. Sonne, Interner Bericht DESY F35-74/1 (1974)
- 24 D. Zeller, Interner Bericht DESY F23-73/2 (1973)
- 25 F. Storim, Interner Bericht DESY f1-73/1 (1973)
- 26 G. Hentschel, Interner Bericht DESY F1-73/4 (1973)
- 27 G. Kramer, Fortschritte der Physik 19, 725 (1971)
- 28 P. Joos, Literature on Photoproduction-Experiments, Interner Bericht DESY F1-75
- 29 Landolt-Börnstein, Bd. I, 8 Photoproduktion von Elementarteilchen S. 312ff
- 30 P. Joos, Compilation of Photoproduction Data above 1.2 GeV, DESY-HERA 70-1 (1970)
- 31 Proc. of the 4th Int. Symp. on Electron and Photon Interactions... Liverpool 1969

- K.Lübelsmeyer, Pseudoscalar Meson Photoproduction
H.Harari, Photoproduction Mechanisms
Proc. of the 1971 Int. Symp. on Electron and Photon Interactions...
Ithaca 1971
- B.Wiik, Photoproduction of Pseudoscalar Mesons
Proc. of the 6th Int. Symp. on Electron and Photon Interactions...
Bonn 1973
- R.Talman, Two-body and quasi-two-body production of pseudoscalar
and vectormesons
Ph.Salin, High energy two-body Photoproduction
- 32 R.Worden, Nucl.Phys. B37, 253 (1972)
- 33 G.Goldstein,J.F.Owens, Nucl.Phys. B71, 461 (1974)
- 34 P.Stichel, Zeitschr. f. Physik 180, 170 (1964)
- 35 U.Loos, BONN-IR-75-44 (1975)
- 36 C.C.Morehouse et al.,Phys.Rev.Lett. 25, 835 (1970)
- 37 H.Quehl,H.-J.Stuckenberg, Interner Bericht DESY F56-74/2 (1974)
- 38 A.W.Overhauser, Phys.Rev. 94, 1388 (1954)
- 39 A.Abragam, Phys.Rev. 98, 1729 (1955)
- 40 C.D.Jeffries, Dynamic nuclear orientation (Interscience Publishers,
New York, 1963)
- 41 A.Abragam, The Principles of Nuclear Magnetism (Clarendon Press,
Oxford,1961)
- 42 V.A.Atsarkin, Sov.Phys. JETP 32, 421 (1971)
- 43 M.Goldman, Spin temperature and magnetic resonance in solids (Oxford
Univ. Press,London,1970)
- 44 M.Borghini, 2nd Int. Conf. on Polarised Targets, Berkeley, 1971
- 45 T.J.Schmugge,C.D.Jeffries, Phys.Rev. 138, A1785 (1965)
- 46 C.P.Pooler and H.A.Farach, The Theory of Magnetic Resonance (Wiley
Interscience,New York,1972)
- 47 E.R.Andrew,Nuclear Magnetic Resonance (University Press,Cambridge,1956)
- 48 D.Hubert et al., Interner Bericht DESY F34-77 (in Vorbereitung)
- 49 P.Roubeau, Cryogenics 6, 207 (1966)
- 50 Th.R.Roberts,St.G.Sydoriak, Phys.Rev. 102, 304 (1956)
- 51 O.V.Lounasmaa, Experimental Principles and Methods below 1K (Akademic
Press,London,1974)
- 52 W.Hoffmann, CERN-NP-Internal Report 69-5 (1969)
- 53 H.Narciss, Interner Bericht DESY k-70/1 (1970)
- 54 W. de Boer, Dynamic Orientation of Nuclei at low Temperatures,
CERN 74-11 (1974)
- 55 K.Scheffler, 2nd Int. Conf. on Polarized Targets, Berkeley,1971
- 56 B.Sonne et al., Veröffentlichung in Vorbereitung
- 57 M.Borghini et al., Nucl. Instr. and Methods,84, 168 (1970)
- 58 V.K. Ermolaev et al., Kinetics Katalysis (UDSSR) 3, 46 (1962)

