Antrag auf Einrichtung eines Schwerpunkts im Förderprogramm der DFG

Thema: Untersuchungen der hadronischen Struktur von Nukleonen und Kernen mit elektromagnetischen Sonden

1 Stand der Forschung

1.1 Struktur des Nukleons

Die elementaren Bausteine des Nukleons sind Quarks und Gluonen. Diese werden sichtbar, wenn das Nukleon z. B. mit hochenergetischen Leptonstrahlen durch hohe Energie und Impulsüberträge abgetastet wird. Dabei können Längenskalen bis 10^{-18}m, entsprechend einem tausendstel Durchmesser des Nukleons, und Zeitskalen bis 10^{-26}s aufgelöst werden. Dies ist der Energiebereich der Hochenergiephysik. Zu kleineren Impuls- und Energieüberträgen hin ändert sich das Bild. Es werden zunehmend nicht mehr nur die elementaren geladenen Quarks gesehen, sondern auch ein polarisierter Teil des die Quarks umgebenden Vakuums. Ähnlich, wie eine elektrische Ladung in einem dielektrischen Medium eine Polarisation hervorruft, wirkt die vom elementaren Quark ausgehende starke Kraft polarisierend auf das Vakuum. D. h. aber auch, daß die QCD-Struktur des Vakuums eine entscheidende Rolle dafür spielt, welche Eigenschaften die dann „effektiven“Konstituenten des Nukleons haben. Für diesen niederenergetischen Bereich, bei dem Längenskalen zwischen einem und einem Zehntel des Nukleonradius wichtig sind, gilt es, die zu einer quantitativen Beschreibung der Nukleonstruktur relevanten Freiheitsgrade zu finden.

Schon früh konnten mit Hilfe der elastischen Elektronenstreuung die Ladungs- und Stromverteilungen des Protons mit relativ guter Genauigkeit gemessen werden. Erst in den letzten Jahren gelang es u. a. an MAMI [1] und ELSA [2], diese Größen auch am Neutron mit fast vergleichbarer Genauigkeit zu messen. Die elektromagnetischen Polarisierbarkeiten von Neutron und Proton wurden u. a. an MAMI [3] mit Experimenten der Comptonstreuung extrahiert. Aufgrund der Präzision der Daten konnte erstmals nachgewiesen werden, daß Proton <u>*und*</u> Neutron paramagnetisch sind.

Quarks können nicht aus dem Nukleon herausgestoßen bzw. als freie Teilchen

produziert werden. Dies ist eine ungewöhnliche Eigenschaft für Konstituenten eines zusammengesetzten Systems. Selbstverständlich lassen sich Atome ionisieren und Kerne in Fragmente zerlegen, einen der Kernspaltung analogen Prozeß gibt es für Protonen oder Neutronen nicht.
Bei Zuführung einer Schwellenenergie gelingt es aber, dem Quarksystem im Nukleon soviel Energie zuzuführen, daß sich Quark-Antiquark-Paare bilden können, die als Anregungen des QCD-Vakuums zu verstehen sind und sich frei ausbreiten können. Solche Quark-Antiquark-Paare gehören zur Klasse der Hadronen, wie auch Neutron und Proton als gebundene Systeme der elementaren Bausteine der stark wechselwirkenden Teilchen.
Die kleinste Energie (Masse) dieser durch Quantenzahlen, wie Parität und Drehimpuls, zu unterscheidenden und Mesonen genannten Teilchen hat das Pion. Diese liegt mit 140 MeV/c^2 beträchtlich niedriger als die erste Anregung des Nukleons mit einer Anregungsenergie von 300 MeV/c^2. Das Pion manifestiert damit die niedrigste Anregungsmode des QCD-Vakuums und spielt deshalb auch eine Schlüsselrolle für die Struktur des Nukleons.
Gerade in den letzten Jahren wurde, nicht zuletzt durch präzise Messungen der Pionproduktion an MAMI [4], ein Durchbruch in der Beschreibung des Nukleons im statischen Grenzfall erzielt. Mit der Entwicklung der chiralen Störungstheorie wurde eine Lösung im Rahmen der Symmetrien der QCD gefunden. Anschaulich gesprochen „sieht“ man bei einer Ortsauflösung von etwa drei Nukleon-Durchmessern das Nukleon als bestehend aus einer Pionwolke. Dieses phänomenologisch schon früh erschlossene Bild für das Nukleon hat jetzt aufgrund der Formulierung der QCD eine neue Bedeutung. Detaillierte Vorhersagen dieser Theorie können in diesem Grenzgebiet überprüft werden.
Neben experimentellen Untersuchungen am Grundzustand des Nukleons sind Studien an Übergängen in angeregte Zustände zum Verständnis der Struktur des Nukleons wichtig und in hohem Maße modelldiskriminierend. So kann z. B. durch eine präzise Vermessung des Übergangs zum ersten angeregten Zustand bestimmt werden, ob die Ladungsverteilung des Grundzustands und/oder dieses angeregten Zustands radialsymmetrisch oder deformiert ist. Messungen an ELSA [5] und MAMI [6] konnten die Präzision der bisherigen Daten soweit steigern, daß jetzt von einer Nicht-Gleichverteilung der Ladung ausgegangen werden muß.
In der bisherigen Diskussion wurde angenommen, daß nur die leichtesten Quarks, zusammen mit den Gluonen, die Struktur des Protons und Neu-

trons bestimmen. Aus Experimenten der Hochenergiephysik ist bekannt, daß aufgrund der Fluktuationen des Vakuums auch schwerere Quarks und Antiquarks als Bestandteile des Nukleons gesehen werden können, hier insbesondere die sogenannten „Strange"-Quarks. Spielen diese Freiheitsgrade bei niedrigeren Energieüberträgen, d. h. über längere Beobachtungszeiten gemittelt, noch eine Rolle? Z. Zt. gibt es keine sichere Information, aber mehrere Hinweise, daß Strange-Quarks auch bei niedrigen Energie/Impulsüberträgen eine dynamische Rolle spielen. Während das Pion nur aus u- und d-Quarks besteht, enthalten η- und K-Mesonen auch Strange-Quarks. Damit sind Experimente, in denen η- und K-Mesonen erzeugt werden, auf einen verborgenen Gehalt an Strangeness im Nukleon empfindlich. Photo- und Elektroproduktionsexperimente von η-Mesonen am Proton und, erstmals, am Neutron wurden an ELSA [5] und MAMI [8] durchgeführt. Neben Messungen von Wirkungsquerschnitten, die Antwort über Stärke des Übergangs geben, wurden auch Asymmetrien an polarisierten Protonen gemessen, deren Ergebnisse die Sensitivität des Prozesses von der Ausrichtung des Drehimpulses des Nukleons anzeigen [9]. Die Daten zeigen, wie erwartet, klar die Dominanz der S_{11}-Resonanz, aber zum erstenmal wurden auch weitere Beiträge zweifelsfrei identifiziert. Diese Resultate tragen deshalb auch zur Beantwortung der Frage bei, warum nur wenige angeregte Zustände des Nukleons unter Emission eines η zerfallen. Diese Frage führte schon zu einer Reihe von Rechnungen, darunter [10, 11, 12], mit verschiedenen Ansätzen. Es ist jedoch noch zu früh, um daraus definitive Schlüsse ziehen zu können. Resultate der Photoproduktion von K^+-Mesonen [13] an ELSA erweiterten den vorhandenen Datensatz beträchtlich und fügten Informationen aus bisher nicht zugänglichen Polarisationsmessungen hinzu. Sie sind der Anstoß für eine Reihe von theoretischen Untersuchungen [14, 15, 16, 17] gewesen.

Modelle des Nukleons, basierend auf verschiedenen Freiheitsgraden, sagen eine verschiedene Anzahl von Anregungsmoden voraus. So wurden 2/3 der von Konstituentenquarkmodellen des Nukleons vorhergesagten Anregungsmoden experimentell - noch ? - nicht gefunden. Andere Modelle, die z. B. eine starke Diquarkkomponente enthalten, kommen mit weniger Anregungszuständen aus und entsprechen daher mehr der Beobachtung.

Die Struktur des Nukleons zeigt sich auch darin, wie sich der Gesamtdrehimpuls des Nukleons aus den Drehimpulsen seiner Konstituenten zusammensetzt. Messungen bei hohen Energien ergaben, daß bis dahin angenommene vereinfachende Annahmen nicht ausreichen, auch nur qualitativ die Ergebnisse zu beschreiben. Direkte Messungen gibt es zu dieser Frage im diskutierten Energiebereich noch nicht.

1.2 Freiheitsgrade in Kernmaterie

Kernmaterie ist im kalten Zustand ein gebundenes System von Nukleonen. In diesem System manifestieren sich bemerkenswerte Eigenschaften des stark wechselwirkenden Vielteilchensystems. Weil der Durchmesser der Nukleonen etwa gleich dem mittleren Abstand in Kernmaterie ist, spielt die innere Struktur der Nukleonen auch für die Struktur der Kernmaterie eine wichtige Rolle. D. h. nukleare <u>und</u> subnukleare Freiheitsgrade bestimmen diese Struktur.

In einer Reihe von Experimenten konnten subnukleare Freiheitsgrade in Kernen identifiziert werden. Durch die elektromagnetische Wechselwirkung vermittelte Reaktionen sind besonders gut dazu geeignet, z. B. Mesonaustauschströme sichtbar zu machen und deren Raum-Zeit-Verhalten zu untersuchen. Experimenten am Deuteron, dem ersten gebundenen System von Nukleonen, kommen dabei eine Schlüsselrolle zu [18]. Auch Experimente, die explizit die Resonanzanregung des Nukleons in Kernen untersuchen und die erlauben, eine gegenüber dem ungebundenen System modifizierte Stärkeverteilung zu extrahieren, sind wichtige Meilensteine zum Verständnis der Kernmaterie. Mit hoher Präzision wurden in den letzten Jahren solche Stärkeverteilungen, hier insbesondere mit MAMI, gemessen [19, 20]. Eine qualitative Beschreibung dieser totalen Stärkeverteilungen gelingt [21], wenngleich bei diesem Themenkomplex die tieferen Einsichten von der Beschreibung subtilerer Effekte abhängen werden, deren experimentelle Untersuchungen gerade erst beginnen, z. B. der γ-Streuung über das Gebiet der Nukleonresonanzen [22] und der kohärenten Produktion von Mesonen [23].

Grundsätzlich kann aber festgestellt werden, daß die aussagekräftigsten Experimente noch nicht durchgeführt wurden und dafür auch erst jetzt das notwendige Instrumentarium zur Verfügung steht, u. a. bei ELSA und MAMI. In Teilgebieten gibt es hervorragende Daten. So ist für viele Kerne die Ladungsverteilung mit hoher Präzision bekannt, sind totale Absorptionswirkungsquerschnitte gut vermessen, ganz zu schweigen von dem umfangreichen Datenmaterial der Niederenergiekernphysik. Vieles deutet darauf hin, daß die Bindung im Kern die Eigenschaften des freien Nukleons nicht stark ändert. Aber quantitative Aussagen, wie groß diese Änderungen wirklich sind, stehen noch aus. Kernmaterie ist ein hochkorreliertes System von Nukleonen. Stärke

und Natur z. B. der kurzreichweitigen Korrelationen [24] zeigen sich aber bis jetzt nur in Andeutungen [25].
In Perspektive gesetzt, bedeuten neue Erkenntnisse über das komplexe Vielteilchensystem Kernmaterie Fortschritte im Verständnis des Universums, z. B. des frühen Universums, der Bildung der Elemente, Supernovae und Neutronensterne.

1.3 Experimentelle Methoden

Voraussetzung für eine erfolgreiche Bearbeitung der angesprochenen Fragestellungen ist die Verfügbarkeit einer adäquaten Ausstattung an Experimentiergerät. An die Qualität des für Streuexperimente benötigten Elektronenstrahls werden spezielle Anforderungen gestellt. Die Strahlenergie ergibt sich aus der zu untersuchenden mikroskopischen Zeit- und Längenskala, die Stromstärke bestimmt mit, wie „klein“ Signale sein dürfen, um gesehen zu werden. Schon früh gelang es, Beschleuniger zu entwickeln, die mit ausreichenden Strahlqualitäten einen Einstieg in das Forschungsgebiet ermöglichten.
Es zeigte sich aber bald, daß der Entwicklung und Präparierung anderer Strahlparameter, wie der Zeitstruktur und der Polarisation, eine herausragende Bedeutung zukommt. Adäquate Energie und Stromstärke konnten relativ einfach und ökonomisch mit Beschleunigern, die im Pulsbetrieb arbeiten, verwirklicht werden. Beschleuniger, die einen kontinuierlichen oder fast kontinuierlichen Strahl liefern, wurden erst in den letzten Jahren entwickelt. Diese Betriebsart erlaubt den Einsatz empfindlicher Detektoren zum Nachweis vieler gleichzeitig auftretender Reaktionsprodukte. Ein kontinuierlicher Elektronenstrahl ist die Voraussetzung, um einen intensitätsreichen γ-Strahl mit bekannter Energie zu präparieren.
Alle elementaren Bausteine der hadronischen Materie besitzen einen Drehimpuls. Um herauszufinden, wie die Struktur durch das Ausrichten der Drehimpulse der Bausteine beeinflußt wird, ist es nötig, die Nukleonen oder Kerne zu polarisieren und polarisierte Strahlen zu benutzen.

- Das Bonner Labor nimmt in der Entwicklung und Fertigung polarisierter Nukleontargets eine Spitzenstellung ein.

Seit 20 Jahren [26] werden geeignete Materialien untersucht und im Experiment eingesetzt. Die Expertise im Bau von Polarisationskryostaten in der

eigenen Institutswerkstatt ist für das Experimentierprogramm von unschätzbarem Vorteil. Bedingt durch den Nachweis verschiedener Reaktionsprodukte, je nach Reaktion, kommen verschiedene Targetkonfigurationen zum Einsatz. Für γ-Strahlen wird ein sogenanntes „Frozen-Spin-Target" benutzt, das mit Temperaturen um 50 Mk betrieben wird. Für Experimente am Elektronenstrahl wird eine Methode benutzt, die auf dem Prinzip der dynamischen Polarisation beruht und bei einer Temperatur von 1 K arbeitet. Alle Targets befinden sich in starken Magnetfeldern, die wiederum die Bahnen von geladenen Reaktionsprodukten beeinflussen. Entsprechend müssen die Nachweisdetektoren angepaßt werden. Es war deshalb ein großer Erfolg in der Targetentwicklung, erstmals ein System mit integrierter Haltespule zu entwickeln und zum Einsatz zu bringen. Das erste Experiment mit diesem Target war die Photoproduktion von η-Mesonen am PHOENICS-Detektor [9].
Für den Nachweis von Reaktionsprodukten, wie Elektronen, Nukleonen, Mesonen und Photonen, war die Entwicklung von neuen Detektorsystemen nötig und - wegen der verbesserten Strahleigenschaften - möglich.
An ELSA sind neben PHOENICS noch 2 größere Aufbauten in Betrieb. SAPHIR [13] steht für einen Großraumdetektor, der geladene und - mit Einschränkung - γ-Quanten nachweisen und spektroskopieren kann. Das Magnetvolumen von einem m^3 ist ausgefüllt mit ortsempfindlichen Detektoren, aus deren Signal die Spuren der geladenen Reaktionsprodukte rekonstruiert werden können. Mit diesem Detektor können insbesondere Vielteilchenreaktionen mit einem Energieübertrag von 3.3 GeV gemessen werden, ein Gebiet, das für die Strukturuntersuchungen am Nukleon erstmals für systematische Forschungen erschlossen wird. Der fast kontinuierliche Elektronenstrahl von ELSA erlaubte den Einsatz großvolumiger nicht-magnetischer Detektoren am Meßplatz ELAN, an dem elektroinduzierte Reaktionen untersucht werden; an gepulsten Elektronenstrahlen war diese Art von Messungen wegen des sehr hohen elektromagnetischen Untergrunds nicht möglich. Mit dieser Anordnung können für viele Reaktionen erstmals mit guter Qualität auch neutrale Teilchen, wie γ-Quanten und Neutronen, nachgewiesen werden [2, 5]. Ein polarisierter Elektronenstrahl wurde zwar präpariert und in ELSA beschleunigt, konnte aber noch nicht bei Experimenten zum Einsatz kommen.
Für diesen Antrag spielt der Teil der Apparaturen an MAMI eine Rolle, der von der Kollaboration A2 aufgebaut wurde. Großvolumige Kristalldetektoren, wie z. B. CATS und TAPS, [3, 8] erlaubten die Spektroskopie von γ-Quanten und neutralen Mesonen mit photoinduzierten Reaktionen. Groß-

flächige Flugzeitdetektoren kommen zur Spektroskopie von Neutronen und Protonen zum Einsatz [27].
Alle Experimente haben bzgl. der Datenvielfalt und Raten eine solche Komplexität erreicht, daß zur Analyse eine hervorragende Ausstattung mit Rechnern eine Voraussetzung ist.
Im Energiebereich um 1 GeV gibt es z. Zt. neben ELSA (Bonn) mit einer Strahlenergie von 3.3 GeV und MAMI (Mainz) mit nahezu 0.9 GeV noch folgende Beschleunigeranlagen: CEBAF (New Port News, U. S. A.) mit 4 - 6 GeV, BATES/MIT (Cambridge, U. S. A.) mit ca. 1 GeV und AMPS in Amsterdam (Niederlande) mit 0.7 GeV.

2 Ziele und Arbeitsprogramm

Die beschriebenen apparativen Entwicklungen erlauben eine neue Qualität von Experimenten. Gezielt können sehr spezifische Fragen experimentell untersucht und Daten mit hoher Präzision gewonnen werden. Präzision und Selektivität sind besonders wichtig, um Modellannahmen bei der Beschreibung zu diskriminieren. Da die elementaren Konstituenten intrinsischen und orbitalen Drehimpuls besitzen, ist die Zahl der zu messenden unabhängigen Amplituden - selbst bei nur wenigen Reaktionspartnern - groß. Als Beispiel sei die Reaktion $\gamma+p \rightarrow p+\pi$ angeführt; die vollständige Festlegung aller Helizitätsamplituden erfordert 7 unabhängige Messungen. Sowohl ein polarisierter Strahl als auch ein polarisiertes Target sind dazu Voraussetzung. Solche vollständigen Messungen waren für photo- und elektroinduzierte Reaktionen über den zur Struktur des Nukleons relevanten Energiebereich bisher nicht möglich. Jetzt gilt es, in enger Zusammenarbeit zwischen Experiment und Theorie die am meisten modelldiskriminierenden Observablen auszuwählen, um die neuen experimentellen Möglichkeiten in optimaler Weise zu nutzen.

2.1 Struktur des Nukleons

Präzise Daten für die Nukleonformfaktoren und die Observablen der

- Nukleonresonanzen

sind der Schlüssel für das Verständnis der Nukleonstruktur. Die Nukleonresonanzen werden charakterisiert durch Anregungsenergie, Resonanzbreite und

den Verlauf der Übergangsformfaktoren als Funktion des Impulsübertrags. Wichtige Hinweise über die Struktur sind auch in den Verzweigungsverhältnissen der Zerfälle enthalten.
Eine systematische Untersuchung wird durch die großen Resonanzbreiten bei gleichzeitig geringem Abstand der Resonanzenergien erheblich erschwert. Im Mittelpunkt des Meßprogramms stehen deshalb zunächst keine „flächendeckenden“ Untersuchungen über das ganze Anregungsspektrum der Nukleonresonanzen, sondern sehr gezielte Fragestellungen.
Mit Blick auf das Verständnis der Kernkräfte ist das Studium der niedrigliegenden Resonanzen von besonderem Interesse. Bei der Anregung der ersten magnetischen Resonanz, $\Delta(3,3)$, ist nicht die Bestimmung der dominierenden magnetischen Dipolamplitude das Ziel, sondern die Messung der mehr als eine Größenordnung kleineren elektrischen Quadrupolamplitude. Diese ist sensitiv auf die Abweichungen von einer radialsymmetrischen Übergangsladungsverteilung ist. Solche nicht-radialsymmetrischen Verteilungen sind eine Signatur nicht-zentralsymmetrischer Kräfte.

- Tensorkräfte

sind Kräfte mit einer nicht-trivialen Abhängigkeit von der Orientierung der Nukleonspins; das Quadrupolmoment des Deuterons ist ein schönes Beispiel für die Präsenz von Tensorkräften als Komponente der Kernkraft. Nachdem in den letzten Jahren Messungen an ELSA mit der Reaktion $p(e,e'\pi^0)p$ und an MAMI mit der Reaktion $p(\gamma,p)\pi^0$ klar etabliert haben, daß eine Abweichung von einer Radialsymmetrie des N/Δ existiert, gilt es nun, durch Messung des Quadrupolübergangsformfaktors die räumliche Verteilung zu bestimmen. Mit einem Flugzeitspektrometer mit großer Impuls- und Raumwinkelakzeptanz werden die Rückstoßprotonen der Reaktion $p(e,e'p)\pi^0$ azimutsymmetrisch um die Richtung der partiell polarisierten virtuellen Photonen spektroskopiert. Z. Zt. einzigartig wird die Messung derselben Observablen am im Deuteron gebundenen Proton und Neutron sein. Bindungseffekte könnten hier den am freien Nukleon gemessenen Wert verändern. Deswegen wird am Deuteron neben dem Neutron simultan auch das Proton gemessen, damit dort eine denkbare Änderung festgestellt werden kann. Es sind auch Messungen der gleichen Reaktion mit einem polarisierten Elektronenstrahl vorgesehen. Die Daten einer solchen Messung sind wichtig zum Verständnis kleinerer, nicht-resonanter Beiträge, deren Unkenntnis die Größe des systematischen Fehlers bestimmt.

Die Quadrupolamplitude der Photoproduktion wird von jüngsten Rechnungen [28] gut wiedergegeben. Resultate von früheren Rechnungen für die Elektroproduktion stimmen mit dem kleinen, mit relativ großem Fehler behafteten Datensatz nicht überein.
Die in der Anregungsenergie nächsthöhere Resonanz nach der Δ-Resonanz ist die Roper-Resonanz. Sie hat die gleichen Quantenzahlen wie das Nukleon. Als

- skalare Anregung des Nukleons

nimmt sie eine Sonderstellung ein. In Quarkmodellen wird sie als radiale Anregung der Quarkverteilung beschrieben. Die niedrige Masse und der Verlauf der elektromagnetischen Übergangsformfaktoren wird von den meisten Modellrechnungen nicht richtig wiedergegeben. Es werden deshalb gerade für die Beschreibung dieser Resonanz immer wieder Modelle vorgeschlagen, die von anderen Freiheitsgraden ausgehen. So entsteht diese Resonanzanregung im Rahmen von hadronischen Freiheitsgraden durch eine resonante Kopplung zwischen Nukleon und Pionwolke [29]. Bei anderen Ansätzen gilt die Roper-Resonanz auch als Evidenz für das Vorhandensein von expliziten Gluonfreiheitsgraden [30]. Die vorhandenen Daten sind aber nicht genau genug, um zu entscheiden, ob einem dieser Ansätze der Vorzug zu geben ist. Messungen der Reaktion $N(\gamma, \pi^0\pi^0)N$ am Neutron und Proton werden ebenso durchgeführt wie Messungen der Elektroproduktion bei Impulsüberträgen bis zu $Q^2 = 0.5$ $(GeV/c)^2$. Besonders interessant, weil modelldiskriminierend, ist dabei der Verlauf des Übergangsformfaktors in der Nähe des Photonenpunkts und die Stärke des longitudinalen/skalaren Anteils. Zur Trennung der verschiedenen Anteile werden polarisierte Strahlen und Targets nötig sein.
Das Anregungsspektrum des Nukleons wurde gut mit der Reaktion $\pi + N \to \pi + N$ vermessen. Mit dieser Reaktion wurden auch die meisten der experimentell gesicherten Resonanzen gefunden. Rechnungen im Rahmen des nicht-relativistischen Quarkmodells sagen aber ein viel reicheres Anregungsspektrum von Resonanzen voraus. Wenn die vorausgesagten Zustände nicht existieren, ist das ein Hinweis auf weniger interne Freiheitsgrade. Modelle einer reduzierten Zahl von Baryonen-Resonanzen sind z. B. Diquarkmodelle, in denen zwei Quarks so stark gebunden sind, daß Freiheitsgrade wegfallen. Es stellt sich die Frage, ob diese Resonanzen bisher unentdeckt blieben oder ob sie nicht existieren. Die Suche nach diesen

- „fehlenden Resonanzen“

muß sich auf andere Zerfallskanäle als den bisher untersuchten (πN)-Kanal konzentrieren. Aus theoretischen Überlegungen wird erwartet, daß zumindest einige Resonanzen sich stark an Zerfallskanäle wie $p\rho$, $p\omega$ und $\Delta\pi$ und auch γp koppeln. Besonders gut geeignet für die Suche nach fehlenden Resonanzen ist der $(\gamma p \rightarrow \omega p)$-Kanal. Mit dem Großraumdetektor SAPHIR an ELSA kann das ω-Meson wegen seiner kleinen Zerfallsbreite gut nachgewiesen werden. Da das ω- Meson Isospin I = 0 hat, werden nur Übergänge des Isospinkanals I = 1/2 selektiert. Diese Selektion eliminiert Beiträge von Δ-Anregungen und gestattet daher eine gute Identifikation einer Resonanz. Eine starke Kopplung an den ω-Kanal [31] wird z. B. für eine Anregung bei 1.950 GeV vorausgesagt. Diesen Vorteilen steht auch ein Nachteil gegenüber; wegen der diffraktiven Konkurrenzprozesse muß bei relativ hohen Impulsüberträgen gemessen werden - mit entsprechend kleinen Wirkungsquerschnitten. Die Ereignisrate ist aber groß genug, um Resonanzen dieser Art zu finden.
Oberhalb einer Energie von 940 MeV ist es möglich, Hyperonen zu produzieren. Die Ersetzung z. B. eines der u-Quarks im Proton durch ein Strange-Quark macht aus dem Proton ein Λ. Die größere Masse und das Einbringen des Strange-Freiheitsgrades erlaubt erweiterte sensitive Tests der Baryonmodelle. Neben dem Studium von Resonanzen kann bei höheren Energien die Dynamik der Quarks unter diesen neuen Gesichtspunkten berechnet werden. Durch Beobachtung der Zerfallsteilchen des Hyperons gelingt auf relativ einfache Weise die Messung der Polarisation der erzeugten Hyperonen. Mit einem polarisierten Strahl und einem polarisierten Target wird eine vollständige Bestimmung der Amplituden dieser Reaktion möglich werden. Darüber hinaus gelingt eine Isospinzerlegung der Amplituden durch Messungen am Neutron <u>und</u> am Proton. Mit den Resultaten dieser Messungen und den begleitenden theoretischen Untersuchungen wird die Frage nach dem

- „Inhalt an Seltsamkeit" in der Wellenfunktion des Nukleons

in einem neuen Licht erscheinen.
Der eventuelle Beitrag von Seltsamkeit in der Wellenfunktion des Nukleons wird bei einer gänzlich anderen Fragestellung zur Nukleonstruktur wiederum aktuell, nämlich bei der Frage nach der Spinstruktur des Nukleons. Für die frühe Akzeptanz des Quarkmodells war die fast quantitative Beschreibung des Verhältnisses der magnetischen Momente von Proton und Neutron wichtig. Weitere Daten von magnetischen Momenten z. B. von Hyperonen stützten die Aussagen der Quarkmodelle bezüglich des Spins. Es war deshalb eine

Überaschung, als Messungen von der EMC-Kollaboration mit einem hochenergetischen Muonstrahl das frühere Bild erschütterten, nach dem sich der Spin des Nukleons aus dem Spin der u- und d-Quarks zusammensetzt. Nach heutigem Wissen tragen die u- und d-Quarks mit ihren Spins zu weniger als 50 Prozent zum Gesamtspin des Nukleons bei. Für den Rest sind Beiträge der Strange-Quarks und auf die chirale Struktur des QCD-Vakuums zurückzuführende Anomalien verantwortlich.
Wie im Bereich von hohen Impulsüberträgen gibt es auch bei niedrigen Energien auf den Eckpfeilern der Theorie basierende Summenregeln. Die GDH-Summenregel verknüpft den Wert des magnetischen Moments des Nukleons, also einer statischen Größe, mit dem Integral über die Energie für den totalen Absorptionswirkungsquerschnitt von zirkular polarisierten reellen Photonen. Die Integration muß über einen großen Energiebereich (bis 3 GeV) durchgeführt werden. Dies ist nur in enger Zusammenarbeit der beiden Labors in Bonn und Mainz möglich. Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts für zirkular polarisierte γ-Quanten sollen daher sowohl an MAMI für niedrige als auch an ELSA für hohe Energien durchgeführt werden. Zum Test von Modellen ist auch eine Überprüfung der Abhängigkeit des GDH-Integrals als Funktion des Impulsübertrags wichtig. Mit der inklusiven Reaktion $\vec{p}(\vec{e}, e')$ wird diese Reaktion am ELAN-Meßplatz untersucht. Das vorhandene Magnetspektrometer ist, wegen seiner großen Impulsakzeptanz, zum Nachweis der gestreuten Elektronen hervorragend geeignet. Der nächste Schritt,

- die Spinstruktur des Nukleons

zu explorieren, wird mit exklusiven Prozessen der Einfachphotopionproduktion am Nukleon bei Energien über dem Resonanzbereich angegangen. Daten vom DESY deuten daraufhin, daß ab Impulsüberträgen von t = -0.5 $(GeV/c)^2$ die Produktion der Pionen von der Absorption der Photonen an Quarks bestimmt wird. Experimente mit polarisierten Photonen an einem polarisierten Target werden diese Hypothese überprüfen können. Das Experiment wird aus Intensitätsgründen an einem Bremsstrahl am ELAN - Meßplatz vorgesehen. Bei niedrigen Energien in der Nähe des statischen Grenzfalls kann das Nukleon als punktförmiges Dirac-Teilchen mit einer Wolke von Goldstone-Bosonen betrachtet werden. Die relevanten Freiheitsgrade sind hadronischer Natur. Mit der chiralen Störungstheorie (CHPT) existiert ein Rahmen, der es gestattet, alle Reaktionen mit π-Mesonen bei niedrigen Energien miteinander in

Beziehung zu setzen. Präzise Messungen der Photo- und Elektroproduktion von π-Mesonen erlauben deshalb aussagekräftige

- Tests der gebrochenen chiralen Symmetrie der QCD

im Sektor der Baryonen. Zu den Goldstone-Bosonen gehören aber auch die K- und η-Mesonen; eine besondere Rolle spielt zusätzlich das η'-Meson wegen seiner starken Mischung mit dem η-Meson. Zur Beschreibung derartiger Reaktionen ist sicherlich noch ein langer Weg zurückzulegen. Um diese Mesonen in den Rahmen der Theorie aufzunehmen, muß die CHPT um den Freiheitsgrad, den das Strange-Quark einbringt, erweitert werden. Wegen der großen Strange-Quarkmasse sind die Schleifenkorrekturen groß, und Rechnungen müssen höhere Ordnungen berücksichtigen, als dies für den Fall von u- und d-Quarks nötig ist. Präzise Daten für die Photo- und Elektroproduktion von K-, η- und η'-Mesonen könnten - wie schon bei der Pionproduktion - die Initialzündung für theoretische Untersuchungen für den Strange-Sektor der CHPT geben. Die Wirkungsquerschnitte in Schwellennähe sind klein, können aber im Falle der Photoproduktion am Proton mit den Reaktionen p$(\gamma, K^2)\Lambda$ p(γ,p)η/η' untersucht werden. Sehr nahe der Erzeugungsschwelle, also dem hier interessierenden Gebiet, werden alle Protonen in einen engen Kegel emittiert und können mit dem an ELAN existierenden Magnetspektrometer analysiert werden. Auch hier ist wegen der kleinen Produktionsquerschnitte die Nutzung des Bremsstrahls angebracht.

2.2 Freiheitsgrade in Kernmaterie

Experimente am Deuteron spielen in zweierlei Hinsicht eine wichtige Rolle. Da Effekte der Bindung und Endzustandswechselwirkungen minimiert werden können, ist das Deuteron der wichtigste Zugang zum Studium der Eigenschaften des freien Neutrons. Das Deuteron ist aber auch einer der wichtigsten Kerne, weil Änderungen von Eigenschaften der freien Nukleonen aufgrund der Bindung im Kern auf die elementarste Weise untersucht werden können. Bei Durchführung jeweils einer Serie von Messungen am freien Proton, am im Deuteron gebundenen Proton und am Neutron im Deuteron können die für die Fragestellung relevanten Größen separiert werden. Wegen dieser engen Verflechtung können bei einer Reihe oben besprochener Reaktionen, die eigentlich zur Aufklärung der Struktur des Nukleons dienen, auch Studien zur

- Kopplung nuklearer und subnuklearer Freiheitsgrade

angestellt werden. In diese Kategorie gehören Untersuchungen zur Wechselwirkung von sehr kurzlebigen Teilchen mit dem Nukleon und untereinander. Als Beispiele seien hier Streuprozesse der Art Δ-N oder Δ-Δ angeführt, die wichtige Daten zum Verständnis der kalten wie heißen Kernmaterie liefern. Ein Detektor mit großen Akzeptanzen wie SAPHIR ist zum Nachweis der Reaktionsprodukte hervorragend geeignet.
Die größten Änderungen der am freien Nukleon beobachteten Eigenschaften sollten für Nukleonen auftreten, die sich im Innern von schweren Kernen befinden. Wegen der starken Störung durch Absorption und Streuung der Reaktionsprodukte beim Durchdringen der Kernmaterie sind aber Untersuchungen an diesen besonders stark gebundenen Nukleonen auch besonders schwierig. Eine Möglichkeit, diese Schwierigkeiten wenigstens teilweise zu umgehen, bietet die

- Untersuchung kohärenter Prozesse.

Das beste Beispiel für einen kohärenten Prozeß ist die elastische Streuung von Elektronen oder γ-Quanten an Kernen mit Spin S = 0. Für sehr kleine Impulsüberträge können alle Nukleonen teilnehmen, und die Amplituden werden addiert. Die Stärke des Beitrags von den einzelnen Nukleonen hängt von der Stärke des Prozesses am gebundenen Nukleon ab. Neben den angeführten elastischen Prozessen können alle Prozesse kohärent verlaufen, bei denen der Kern mit S = 0 unverändert im Grundzustand bleibt. Das heißt Reaktionen der Art, A(γ, π^0)A, A(γ, η)A, A$(\gamma, \eta'$)A, A(γ, ρ) A, A(γ, ω)A, A(γ, Φ)A, aber auch Prozesse mit mehreren Mesonen wie A$(\gamma, \pi^0\pi^0)$A oder A$(\gamma, \pi^+\pi^-)$A können kohärent ablaufen.
Die kohärente π^0-Produktion wurde bereits zum Studium der Eigenschaften der Δ-Resonanz in Kernen untersucht. Für die anderen Reaktionen gibt es keine Daten vergleichbarer Qualität. Wichtige experimentelle Voraussetzungen sind ein γ-Strahl mit hoher Energie, um die Flexibilität bei der Wahl des Impulsübertrags zu gewährleisten, und eine große Effizienz zum koinzidenten Nachweis von mehreren γ-Quanten. Die Verfügbarkeit des Crystal-Barrel-Detektors an ELSA kombiniert mit dem TAPS-Detektor schafft für diese

Art von Experimenten einzigartige Voraussetzungen. Um Kanalabhängigkeiten der Propagation von Resonanzen und Nukleon-Nukleon-Korrelationen zu studieren, sind inklusive und semiinklusive Messungen nötig. Dies erfordert den Nachweis von Mesonen ebenso wie die Spektroskopie von Neutronen und Protonen. Flugzeitspektrometer mit großer Akzeptanz haben sich für diese Art von Messungen bewährt.

2.3 Experimentelle Methoden

- Experimente mit polarisiertem Strahl und Target

werden in Zukunft eine große Rolle im Experimentierprogramm spielen. Die Adaption des Targets an das jeweilige Experiment wird im Mittelpunkt der Targetentwicklung stehen. Für SAPHIR gilt es, ein Target zu entwickeln, das in das große Magnetfeldvolumen eingebracht und darin sowohl parallel als auch senkrecht zum Strahl polarisiert werden kann. Der Betrieb polarisierter Targets am Elektronenstrahl erlaubt wegen des zu erzeugenden großen Haltefelds mit Elektromagneten nur eine beschränkte Abdeckung des Raumwinkels für Reaktionsprodukte. Studien zur Konstruktion neuer Haltemagneten unter Einbeziehung der nötigen Detektorgeometrie sind notwendig für zukünftige Anwendungen. An ELSA wird erstmals ein polarisierter Elektronenstrahl in Kreisbeschleunigern von niedrigen Einschußenergien auf die jeweils gewünschte Endenergie beschleunigt. Dazu sind noch einige beschleunigerphysikalische Probleme zu lösen, wie das „Umfahren“ polarisationszerstörender Resonanzen.
Mit SAPHIR existiert an ELSA ein Detektor, der es gestattet, Reaktionen mit geladenen Vielteilchenendzuständen zu messen. Für viele wichtige Fragestellungen, wie z. B. der Untersuchung der skalaren Struktur des Nukleons, ist der Nachweis von vielen koinzidenten γ-Quanten nötig. Für Untersuchungen der Proton-Antiproton-Annihilation am CERN wurde in den letzten Jahren ein aus 1380 CsJ-Kristallen bestehender Detektor, genannt Crystal Barrel [32], zum Nachweis von γ-Quanten benutzt. Das wichtigste Ergebnis des Experiments war die Entdeckung eines neuen Mesons, welches über die Kanäle $\pi\pi, \eta\eta, \eta\eta'$ und 4π [33] untersucht und als Kandidat für den lang gesuchten Zustand eines Glueballs gilt. Dieser Detektor ist hervorragend geeignet, um photoinduzierte Reaktionen mit vielen koinzidenten γ-Quanten im Endzustand zu spektroskopieren. Es ist geplant, ihn 1997 nach Bonn zu transferie-

ren. Der Crystal-Barrel-Detektor läßt in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung noch Platz, um andere Detektoren einzubringen. Der TAPS-Detektor, ein Detektor bestehend aus über 400 BaF-Kristallen, ist für die Experimente mit ausschließlich γ-Quanten im Endzustand die ideale Ergänzung zum Crystal-Barrel-Detektor und wird auch für diese Messungen zur Verfügung stehen. Je nach Reaktion kann auch der Vorwärtsbereich mit Bleiglasdetektoren, von denen 1200 Blöcke aus einem früheren CERN-Experiment zur Verfügung stehen, abgedeckt werden.

Literatur

[1] First measurement of the polarisation transfer on the proton in the reactions $H(\vec{p}, e'\vec{p})$ and $D(\vec{e}, e'\vec{p})$
H. G. Andresen, J. R. M. Annand, K. Aulenbacher, J. Becker, J. Blume-Werry, Th. Dombo, P. Drescher, D. Eyl, H. Fischer, A. Frey, P. Grabmayr, S. J. Hall, P. Hartmann, T. Hehl, W. Heil, J. Hoffmann, J. D. Kellie, F. Klein, M. Meyerhoff, Ch. Nachtigall, M. Ostrick, E. W. Otten, R. O. Owens, S. Plützer, E. Reichert, R. Rieger, H. Schmieden, R. Sprengard, K. -H. Steffens, Th. Walcher
Z. Phys. A 352 (1995) 211 - 214
First measurement of the electric formfactor of the neutron in the exclusive quasielastic scattering of polarized electrons from polarized ^{3}He
H. G. Andresen, J. R. M. Annand, K. Aulenbacher, J. Becker, J. Blume-Werry, Th. Dombo, P. Drescher, J. E. Ducret, D. Eyl, H. Fischer, A. Frey, P. Grabmayr, S. Hall, P. Hartmann, T. Hehl, W. Heil, J. Hoffmann, J. D. Kellie, F. Klein, M. Leduc, M. Meyerhoff, H. Möller, Ch. Nachtigall, M. Ostrick, E. W. Otten, R. O. Owens, S. Plützer, E. Reichert, D. Rohe, M. Schäfer, L. D. Schearer, H. Schmieden, K. -H. Steffens, R. Surkau, Th. Walcher
Phys. Lett. B 327 (1994) 201 - 207

[2] Measurement of the Neutron Magnetic Form Factor
H. Arenhövel, Th. S. Bauer, H. W. den Bok, E. E. W. Bruins, C. P. Duif, D. Durek, F. Frommberger, C. Furget, R. Gothe, W. C. van Hoek, D. Jakob, E. Jans, J. Konijn, G. Kranefeld, C. Kunz, D. J. J. de Lange, N. Leiendecker, A. Misijuk, Z. Papandreou, G. Pfeiffer, H. Putsch, H. Rei-

ke, E. P. Sichtermann, T. Reichelt, B. Schoch, J. A. Tjon, E. Voutier, R. de Vries, D. Wacker, D. Wehrmeister, M. Wilhelm, H. W. Willering, D. M. Yeomans
Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 21

[3] Quasi-free Compton scattering by the Neutron
J. Ahrens, A. Baumann, D. Christmann, B. Kasten, M. Ludwig, K. W. Rose, P. Rullhusen, M. Schumacher, A. Zieger, B. Ziegler
Nucl. Phys. A 514 (1990) 621

[4] Measurement of the $p(\gamma, \pi^0)$ Cross Section at Threshold
R. Beck, S. Hall, F. Kalleicher, J. D. Kellie, G. Koch, J. C. Mc George, V. Metag, B. Schoch, H. Ströher, J. Vogt
Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 15

[5] Recent Results from ELSA, B. Schoch, Progr. Part. Nucl. Phys. 34 (1995) 43

[6] Private Mitteilung, R. Beck

[7] Eta Meson Photoproduction on Hydrogen near Threshold
G. Anton, J. Arends, W. Beulertz, A. Bock, M. Breuer, K. Büchler, M. Clajus, P. Detemple, J. Hey, D. Krämer, W. Meyer, B. M. K. Nefkens, G. Nöldeke, J. W. Price, W. Schneider, B. Zucht
Phys. Rev. C 51 (1995) 2283

[8] Near threshold photoproduction of η-mesons off the proton
J. Ahrens, G. Anton, R. Beck, M. Fuchs, A. R. Gabler, F. Härter, S. Hall, P. Harty, S. Hlavac, B. Krusche, D. Mac Gregor, C. Mc George, V. Metag, R. Owens, J. Peise, M. Röbig - Landau, A. Schubert, R. S. Simon, H. Ströher, V. Tries
Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 3736

[9] A. Bock, Physik. Inst., Univ. Bonn, Dissertation in Vorbereitung

[10] The ηNN coupling in eta photoproduction
C. Bennhold, S. S. Kalamov, L. Tiator
Nucl. Phys. A 580 (1994) 455 - 474

[11] Chiral dynamics and the $S_{11}(1535)$ nucleon resonance
N. Kaiser, P. B. Siegel, W. Weise
Phys. Lett. B 362 (1995) 23

[12] Pion and eta photoproduction in nuclei
A. Engel, A. Hombach, U. Mosel, S. Teis
Z. Phys. A 352 (1995) 223 - 230

[13] Measurement of $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ and $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$ at photon energies up to 1.47 GeV
M. Bockhorst, G. Burbach, R. Burgwinkel, J. Empt, B. Guse, K. - M. Haas, J. Hannappel, K. Heinloth, T. Hey, P. Hoffmann-Rothe, K. Honscheid, T. Jahnen, H. P. Jakob, N. Jöpen, H. Jüngst, U. Kirch, F. -J. Klein, D. Kostrewa, L. Lindemann, J. Link, J. Manns, D. Menze, H. Merkel, R. Merkel, W. Neuerburg, E. Paul, R. Plötzke, U. Schenk, S. Schmidt. J. Scholmann, P. Schütz, H. - C. Schultz-Coulon, M. Schweitzer, W. J. Schwille, M. -Q. Tran, G. Umlauf, W. Vogl, R. Wedemeyer, F. Wehnes, J. Wißkirchen, A. Wolf
Z. Phys. C 63 (1994) 37 - 47
Design and construction of the SAPHIR detector
M. Bockhorst, G. Burbach, R. Burgwinkel, J. Empt, B. Guse, K. - M. Haas, J. Hannappel, K. Heinloth, T. Hey, K. Honscheid, T. Jahnen, H. P. Jakob, N. Jöpen, H. Jüngst, U. Kirch, F. -J. Klein, D. Kostrewa, L. Lindemann, J. Link, J. Manns, D. Menze, H. Merkel, R. Merkel, W. Neuerburg, E. Paul, R. Plötzke, U. Schenk, S. Schmidt. J. Scholmann, P. Schütz, H. -C. Schultz-Coulon, M. Schweitzer, W. J. Schwille, M. -Q. Tran, W. Vogl, R. Wedemeyer, F. Wehnes, J. Wißkirchen, A. Wolf
NIM A 344 (1994) 470 - 486

[14] B. Metsch, Rechnungen in Vorbereitung
W. Weise, Rechnungen in Vorbereitung

[15] Constraints on coupling constants through charged Σ photoproduction
C. Bennhold, C. E. Hyde - Wright, M. Kohno, T. Mart, H. Tanabe
Phys. Rev. C 39 (1989) 741
Contrib. to the Conference on Few-Body Systems

C. Bennhold, T. Mart
PRC 51 (1995) 1074

[16] R. A. Adelsek, B. Saghai
Phys. Rev. C 42 (1990) 108
B. Saghai
C. E. Saclay DAPHNIA/SPhN 93 - 35 (1993)

[17] M. Guidal, J. M. Laget, Private Mitteilung

[18] Electrodisintegration of the deuteron in the Δ-resonance region
B. Boden, A. Breest, F. Frommberger, G. Knop, G. Kranefeld, N. Leiendecker, R. Listl, H. Putsch, T. Reichelt, R. Reuter, H. Sarma - Rhode, H. -D. Schablitzky, H. H. Schmitz, R. Tauchen, D. Wehrmeister, M. Wilhelm
Nucl. Phys. A 549 (1992) 471 - 484

[19] Total Photofission cross section for ^{238}U as a substitute for the photon absorption cross section in the energy range of the first baryon resonances
J. Ahrens, R. Beck, Th. Frommhold, W. Henkel, U. Kneissl, J. Peise, M. Schmitz, F. Steiper
Phys. Lett. B 295 (1992) 28 - 31

[20] Total photoabsorption cross section for H, D, and ^{3}He from 200 - 800 MeV
A2-Kollaboration, MAMI, Mainz
Nucl. Phys. A angenommen

[21] M. Effenberger, T. Feuster, U. Mosel, Veröffentlichung in Vorbereitung

[22] Compton scattering by ^{4}He in the $\Delta(1232)$ resonance region
J. Ahrens, H. -J. Arends, R. Beck, A. Hünger, A. Kraus, J. Peise, M. Schneider, M. Schumacher, O. Selke, R. Wichmann, F. Wissmann
Phys. Lett. B im Druck

[23] Measurement of the elastic π^0 photoproduction cross sections on ^{12}C and ^{13}C
R. W. Gothe, S. J. Hall, S. Klein, W. Lang, V. Metag, R. O. Owens,

B. Schoch, H. Ströher
Phys. Lett. B. 355 (1995) 59 - 64

[24] Nucleon-Nucleon Correlations and Relativistic Hartree-Fock in Finite Nuclei
R. Fritz, H. Müther
Phys. Rev. C 52 (1994) 633

[25] W. Eickhoff, Inst. f. Strahlen u. Kernphysik, Univ. Bonn, Dissertation in Vorbereitung

[26] Dynamic Deuteron Polarization in Irradiated D-Ammonia (ND_3) and its First Use in a High Energy Photon Beam
K. -H. Althoff, W. Havenith, O. Kaul, W. Meyer, H. Riechert, E. Schilling, G. Sternal, W. Thiel
NIM 227 (1984) 35 - 44
An internal superconduction "holding-coil" for frozen spin targets
H. Dutz, R. Gehring, S. Goertz, D. Krämer, W. Meyer, G. Reicherz, A. Thomas
NIM A 356 (1995) 111 - 115

[27] Excitation Functions for the Two-Nucleon Photoabsorption in ^{6}Li
J. Ahrens, J. R. M. Annand, I. Anthony, D. Branford, G. E. Cross, T. Davinson, P. Grabmayr, S. J. Hall, P. D. Harty, T. Hehl, J. D. Kellie, T. Lamparter, I. J. D. Mac Gregor, J. A. Mac Kenzie, J. C. Mc George, G. J. Miller, R. O. Owens, M. Sauer, R. Schneider, K. Spaeth, G. J. Wagner
Phys. Lett. B 370 (1996) 17

[28] K. Goeke, vorläufiges Ergebnis, siehe auch:
Axial-vector properties of the nucleon with $1/N_C$ corrections in the solitonic SU(3)-NJL model
A. Blotz, M. Praszalowicz, K. Goeke
Phys. Rev. D 53 (1996) 485

[29] The Scalar Form Factor of the Pion, Kaon and Nucleon
B. C. Pearce, K. Holinde, J. Speth
Nucl. Phys. A 541 (1992) 663

[30] Zp. Li, V. Burkert, and Zh. Li, Phys. Rev. D46 (1992) 70

[31] Positive-parity excited baryons in a quark model with hyperfine interactions
N. Isgur, G. Karl
Phys. Rev. D 19 (1979) 9

[32] The Crystal Barrel Spectrometer al LEAR
C. Aker et al.
NIM A 321 (1992) 69

[33] High–statistics study of $f_0(1500)$ decay into$\pi^0\pi^0$
C. Amsler et al.
Phys. Lett. B. 342 (1995) 433
High–statistics study of $f_0(1500)$ decay into $\eta\eta\prime$ C. Amsler et al.
Phys. Lett. B 353 (1995) 571
Coupled channel analyses of $\bar{p}$ annihilation into $\pi^0\pi^0\pi^0$, $\pi^0\pi^0\eta$ and $\pi^0\eta\eta'$
C. Amsler et al.
Phys. Lett. B 355 (1995) 425

[34] Mitglieder der Programmkommission:
S. Boffi (Pavia, Italien), **N. de Botton** (Saclay, Frankreich), **T. W. Donnelly** (MIT, Cambridge, U. S. A.), **C. W. de Jager** (Amsterdam, Niederlande), **P. Kienle** (TU, München),**B. Mecking** (CEBAF, New Port News, U. S. A.), **J. Mougey** (Saclay, Frankreich), **W. Schwille** (Univ. Bonn), **W. Weise** (TU, München), **Vorsitzender**

[35] Beteiligte Institutionen des GDH- Experiments:
Physikalisches Institut, Univ. **Bochum**; Physikalisches Institut, Univ.**Bonn**; Physikalisches Institut, Univ. **Erlangen**; Nucl. Physics Lab., **Gent**, Belgien; Dept. of Physics, **Glasgow** Univ., Großbritannien; Physikalisches Institut, Univ. **Göttingen**; Dept. of Physics, Univ. **Lund**, Schweden; Institut für Kernphysik, Univ.**Mainz**; Institut für Physik, Univ. **Mainz**; INR, **Moskau**, Rußland; Dept. of Physics, **Nagoya** Univ., Japan; INFN, **Pavia**, Italien; DAPNIA-SPN, CEN, **Saclay**, Frankreich; Physikalisches Institut, Univ. **Tübingen**