Physik und Experimente an ELSA: Status 1999

Berthold Schoch

Physikalisches Institut Universität Bonn

Die Beschleunigeranlage ELSA, bestehend aus einem Linearbeschleuniger, einem Synchrotron und einem Nachbeschleunigerring, erlaubt es einen Elektronenstrahl bis zu einer Energie von 3.5 GeV zu beschleunigen. Extrahierte Strahlen führen zu Experimentaufbauten an denen Untersuchungen zur Struktur von Protonen, Neutronen und Kerne durchgeführt werden. Der interne Strahl des Nachbeschleunigers wird an 6 Messplätzen für Experimente mit Synchrotronstrahlen genutzt.

1. Einführung

1.1. Der übergreifende Themenbereich

Die *elementaren Bausteine* der Materie bestehen aus je sechs Quarks und Leptonen. Die stabil gebundene Materie setzt sich dabei nur aus einem Lepton,dem Elektron, und aus u- und d- Quarks, als Konstituenten des Protons und Neutrons, zusammen. Die anderen geladenen Leptonen und Quarks haben eine höhere Masse und zerfallen mit sehr kurzer Lebensdauer. Die primären *Wechselwirkungen*, die das Geschehen im Mikrokosmos bis zu den uns heute zugänglichen Energien bestimmen, sind:

- die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks, die durch Gluonen vermittelt wird. Sie bindet jeweils drei Quarks im Proton und im Neutron, sie wird durch die Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben und ist Ursprung der Kernkraft.
- die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen allen elektrisch geladenen Teilchen, die durch den Austausch von Photonenvermittelt, und durch die Theorie der Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben wird. Sie bestimmt praktisch alle Bindungszustände der Atom-, Molekül- und Festkörperphysik und spielt eine wichtige Rolle in nuklearen und subnuklearen Prozessen.
- die schwache Wechselwirkung, die zwischen allen Quarks und Leptonen wirkt und von den schweren Vektorbosonen W und Z vermittelt wird. Sie ist vor allem für den radioaktiven Zerfall, für die Instabilität der schweren Quarks und Leptonenund für die Wasserstoffusion in den Sternen verantwortlich.

Neben der Identifizierung der elementaren Bausteine der Materie, die durch eine über die Jahre stetige Erhöhung der Beschleunigerenergien und damit einer Erhöhung der Energiedichte der studierten Reaktionen gelang, ist die Aufklärung der Strukturen der Materie die zweite fundamentale Fragestellung. Die Strukturen ergeben sich aus der Komplexität der jeweiligen Vielteilchensysteme. Je nach Energiedichte bilden sich auf den verschiedenen Wechselwirkungsebenen Strukturen aus. Bestimmend dafür ist die Energiedichte (Temperatur) der jeweiligen elementaren Bausteine. In Abbildung 1 ist dieser Zusammenhang für die an ELSA in der Teilchenphysik und mit Synchrotronlicht untersuchten Systeme dargestellt. Die durch die elektromagnetische Wechselwirkung bestimmten Strukturen bilden sich durch Abkühlung eines Plasmas aus Elektronen und Kernen. Röntgenlicht, im Synchrotronlichtstrahl gebündelt, hat dabei den "richtigen" Wellenlängenbereich um eine Vielzahl der durch die Strukturbildung einhergehenden kollektiven Phänomene, wie Phasenübergänge, zu studieren. Auf der nächst energiereicheren durch die starke Kraft bestimmten Ebene ist der Ausgangspunkt der Strukturbildung wahrscheinlich ein Quark-Gluonplasma. Auch hier führt die Abkühlung zu Strukturbildungen und die Mechanismen zu kollektiven Freiheitsgraden hin, wie Symmetriebrechung und Phasenübergang können wieder, wie auf der anderen Ebene, studiert werden. Auch hier ist der Wellenlängenbereich, den ein mit dem extrahierten Elektronenstrahl von ELSA erzeugter γ-Strahl überdeckt sehr gut als Sonde geeignet, um gezielt die für die Strukturbildung bestimmenden Größen zu vermessen.

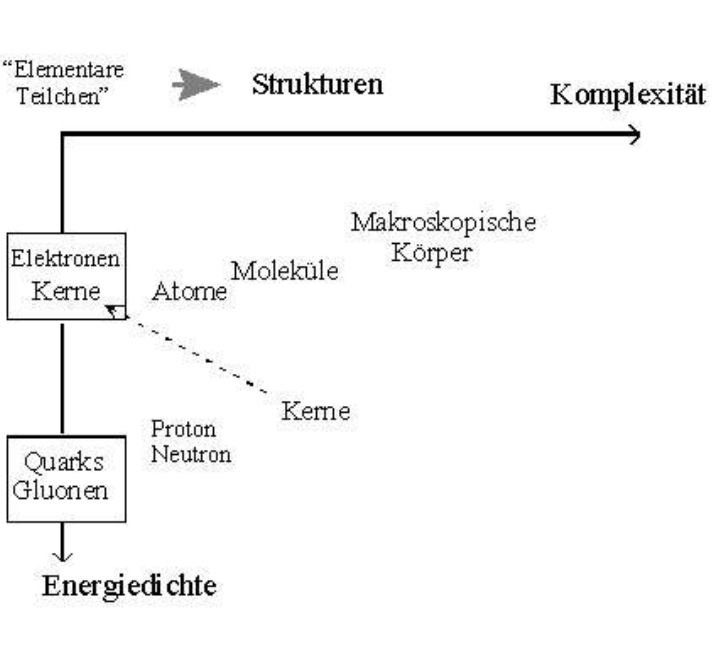

Abb.1: Strukturen und Freiheitssgrade von Materie

Wegen der **Komplexität** des Vielteilchensystems und der Kräfte ist es oft nicht möglich, die verschiedenen Formen der Materie im Rahmen der **Freiheitsgrade** der fundamentalen Bausteine zu beschreiben. Stattdessen werden effektive Freiheitsgrade identifiziert, im Rahmen derer eine quantitative Beschreibung der beobachteten Phänomene möglich wird. So werden Rechnungen in der Chemie und kondensierten Materie meist nicht im Rahmen der QED und den elementaren Bausteinen als Freiheitsgrade durchgeführt, sondern mit effektiven Ladungen und Potentialen in einer nichtrelativistischen Näherung.

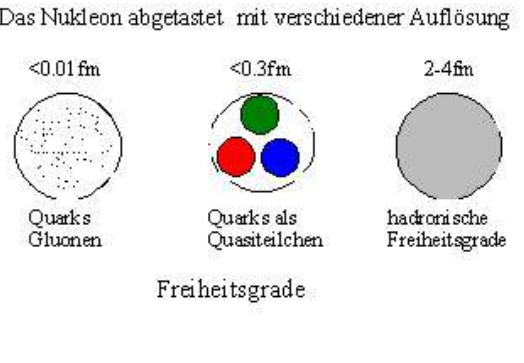
Das Nukleon abgetastet mit verschiedener Auflösung
<0.01fm
<0.3fm
2-4fm
Quarks Gluonen
Quarks als Quasiteilchen
hadronische Freiheitsgrade
Freiheitsgrade

Abb.2: Freiheitsgrade beim Nukleon

Auch bei Wechselwirkungen von aus Quarks zusammengesetzten Teilchen, den Hadronen, ist es für eine quantitative Beschreibung meist unumgänglich, **effektive Freiheitsgrade** einzuführen. Auf jeder solchen Ebene von Freiheitsgraden gibt es fundamentale Gesetzmäßigkeiten des komplexen Vielteilchensystems zu finden. Die anziehende Wechselwirkung der elementaren Konstituenten führt zu gebundenen Zuständen und damit zur Bildung von Strukturen. Während die elementaren Bausteine punktförmig sind und nicht in einen Anregungszustand mit höherer Energie gebracht werden können, besitzen die gebundenen Systeme eine Ausdehnung und können in angeregte Zustände überführt werden. Bei kleinen Abständen, d. h. hoher Auflösung, identifiziert man die elementaren Quarks und Gluonen als punktförmige Konstituenten und eine störungstheoretische Behandlung im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) ist möglich. Bei größeren Abständen, > 0,01 fm , spielt zunehmend die Polarisation des Vakuums durch die Farbladung der Quarks eine Rolle. Sichtbar sind nicht mehr die elementaren Quarks, sondern die mit der Polarisationswolke umgebenen. So werden aus den elementaren Quarks Quasiteilchen, die die relevanten Freiheitsgrade in Modellen darstellen. Bei weiterer Herabsetzung der Auflösung, 2 fm - 4 fm, bestimmen Mesonen das Bild des Nukleons. Ausgehend von den Symmetrien der QCD erlaubt die Chirale Störungstheorie (ChPT) die Berechnung der Mesonenwolken.

1.2. Aktuelle Fragen

Im Auflösungsbereich zwischen 0,01 fm und 0,3 fm, d. h. vom störungstheoretisch behandelbaren Bereich der QCD in den "starken" Bereich, interessiert hauptsächlich die Fragestellung, wie aus den fundamentalen Quarkfreiheitsgraden ein Quasiteilchenbild für Quarks entsteht. Welche Rolle spielen die Gluonen dabei? Experimente mit Hochenergiebeschleunigern am CERN, DESY und SLAC werden zur Beantwortung dieser Fragestellung durchgeführt. Aussagekräftig sind hier insbesondere Observable, die Aussagen über den Drehimpuls der fundamentalen Konstituenten zulassen, kombiniert mit dem Nachweis der strange und charmed Quark-Flavours.

Im Auflösungsbereich 0,3 fm - 2 fm öffnet sich ein sehr interessanter Bereich der Strukturuntersuchung. **Zwei Skalen** werden im Bereich der "starken" QCD sichtbar, **die Skala** $\Lambda_{\chi SB}$ **~1GeV** , die durch die Brechung der chiralen Symmetrie aufgrund der Struktur des QCD-Vakuums gegeben ist, und **die Skala** Λ_{QCD} **~0,2 GeV**, die den Bereich des Confinements bestimmt. Λ_{QCD} wird durch die Anpassung an Experimente bestimmt, eine Erklärung steht noch aus. Die Erklärung für den Wert der chiralen Skala $\Lambda_{\chi SB}$ wird auf das Vorhandensein starker, lokalisierter gluonischer Fluktuationen zurückgeführt, die Diskussion darüber ist aber noch nicht beendet. Im Bereich dieser Skalen wird mit Modellen versucht, die Struktur der Hadronen, insbesondere von Protonen und Neutronen, zu beschreiben. Beispiele sind:

- Nichtrelativistische Quarkmodelle, die auf der Annahme beruhen, daß die Nukleonen aus drei schweren Quarks - als Quasiteilchen - bestehen und in einem "Confining Potential" gebunden sind. Dieses Modell ist relativ erfolgreich z. B. für eine Beschreibung der Anregungsspektren der Nukleonen und statischer Größen.
- Bagmodelle, in denen sich relativistische Quarks und Gluonen in einer Blase, die eingebettet im Medium des kondensierten QCD-Grundzustands ist, bewegen.
- Solitonmodelle, die das Nukleon als gebündelte Energie bestehend aus Mesonen und Quarks beschreiben.

Konkrete Fragen sind: Welchen Ursprung haben die Spin-Bahnkräfte, wie ist die Verbindung zwischen schweren und leichten Quarksystemen herzustellen, welche Aussage kann über Dreikörperkräfte gemacht werden, welches ist die Ursache für die niedrige Anregungsenergie der Roperresonanz, was verursacht die Aufspaltung von Λ(1520) und Λ(1405)?

Besonderes Interesse wird die Untersuchung von skalaren Anregungen finden, denn es kann gut sein, daß die Verbindung zwischen den Stromquarks und Gluonen der QCD sowie Valenzquarks und den Potentialen von Quarkmodellen das Quark-Antiquark-Vakuumkondensat ist.

Alle Modelle sind so konstruiert, daß sie nur gewisse Aspekte der QCD abdecken. Eine QCD-konsistente Beschreibung, mit deren Skalen- und Symmetrieeigenschaften, muß die Phänomene bei kleinen Skalen ebenso beschreiben wie die Bildung der symmetriebrechenden Gluon- und Quarkkondensate, inklusive deren Anregungen, die sich als physikalische Hadronen manifestieren. Trotzdem haben die verschiedenen Ansätze viel dazu beigetragen die theoretischen und experimentellen Untersuchungen in die "richtige" Richtung zu lenken.

Bei relativ kleinen Anregungsenergien - bis ca 1 GeV - bestimmen noch weitgehend Symmetrien das Anregungsspektrum, während für höhere Anregungsenergien die Diskriminierung von Modellen leichter, zugleich aber auch eine Identifizierung im Experiment wegen der großen Zerfallsbreiten zunehmend schwieriger wird.

1.3. Experimentelles zu Strukturuntersuchungen

Wie ein photographisches Bild und ein Röntgenbild verschiedene Strukturen des gleichen Gegenstands offenbaren, so sehen die Strukturen im Mikrokosmos je nach der Eigenschaft der Sonde verschieden aus. Ein weitgehend ungestörtes Bild erhält man, wenn die Wechselwirkung der Sonde mit der zu untersuchenden Struktur relativ schwach ist, d. h. während der "Aufnahme" die Struktur nicht geändert wird. Diese Situation liegt vor, wenn ein aufgrund der starken Wechselwirkung gebundenes System mit der elektromagnetischen Sonde untersucht wird, d. h. mit einer Wechselwirkung, die bei gleichem Abstand der geladenen Konstituenten, um einen Faktor hundert schwächer als die starke ist. Streuexperimente mit Elektronen und hochenergetischen Quanten sind u.a. deshalb die bevorzugte Methode zu Strukturuntersuchungen von Hadronen. Elektronen und Photonen wechselwirken mit den elektrischen Ladungen und magnetischen Momenten der Konstituenten von Proton und Neutron. Zur vollständigen Bestimmung von Ladungs- und Stromverteilungen sind Polarisationsmessungen über einen weiten Bereich des Impulsübertrags durchzuführen. Aus der Vermessung des Anregungsspektrums des Nukleons kann die Frage nach den relevanten Freiheitsgraden beantwortet werden. Abbildung 3 zeigt die beobachteten - 3 und 4 Sterne - vorhergesagten Nukleonresonanzen, denen im Quarkmodell eine $2\hbar\omega$-Anregung entspricht. Den 21 vorhergesagten stehen 8 gefundene Resonanzen gegenüber. Würden z. B. nicht mehr Resonanzen gefunden als im Moment bekannt, würde ein Quarkmodell, bei dem sich alle 3 Quarks gleichberechtigt in einem mittleren Potential bewegen, keine gute Beschreibung darstellen. Ein sogenanntes Diquarkmodell, bei dem sich ein Quark mit einem Diquark in einem Potential bewegen, sagen nur ein Drittel der Zustände des symmetrischen Quarkmodells vorher. Da aber bisher die bekannten Resonanzen hauptsächlich in π-N-Reaktionen gemessen wurden und damit nur ein begrenzter Zustandsraum der Anregungen abgedeckt wurde, steht eine Antwort über die Zahl der Anregungen noch aus. Das Studium anderer Kanäle, u. a. γ-induzierte, wird darüber Auskunft geben.

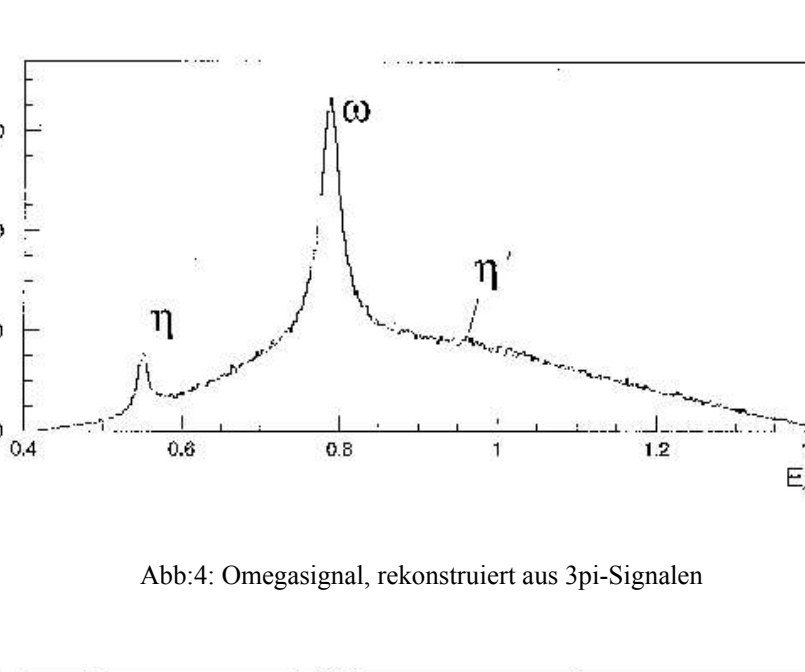

Abb.3..Vorhersagen und Experimentelle Daten

2. Ergebnisse von Experimenten an ELSA

An drei ausgewählten Beispielen wird das Potential für Experimente an ELSA aufgezeigt. Das erste Experiment hat die Suche nach bisher noch nicht gesehenen Resonanzen im γ-ω-Kanal als Thema und knüpft an die Diskussion des Anregungsspektrums des Nukleons in Kapitel 1.3. an. Am zweiten Beispiel wird anhand der Reaktion $\gamma - \eta$ gezeigt, wie, nach der präzisen Bestimmung der Wirkungsquerschnitte, die Messung der Rückstoßpolarisation des Nukleons entscheidend zur Bestimmung des kleinen Verzweigungsverhältnisses des η − Zerfalls der D_{13}(1520)-Resonanz beiträgt. Die Verzweigungsverhältnisse in die verschiedenen Zerfallskanäle sind Signaturen der Wechselwirkungen der Konstituenten. Insbesondere der η-Zerfallskanal, nachgewiesen in nur in wenigen Zerfällen, könnte ein wichtiger Hinweis für den Austausch von pseudoskalaren Mesonen sein. Das dritte Beispiel zeigt Ergebnisse von Messungen der **p(e,e'p)** π^0 **-** Reaktion, die das Ziel hatten, auf die Deformation der Ladungsdichte des Protons/Δ^+ empfindliche Amplituden als Funktion des Impulsübertrags zu bestimmen. Plakativ formuliert sind diese Amplituden sensitiv darauf, ob die Ladungsverteilung des Protons bzw. des Δ deformiert sind.

2.1. Signatur einer "fehlenden" Resonanz im Kanal p(γ,ω p)

Mit der Untersuchung von Vektormesonkanälen[1], p(γ,ω) und p(γ,ρ), bei der Spektroskopie des Nukleonspektrums wird quasi Neuland betreten. Nur wenige Datenpunkte sind gemessen, aus denen aber keine Schlüsse über die Amplitude bzw. die Quantenzahlen der Resonanzen gezogen werden können. Der Nachweis einer solchen Reaktion erfordert einen Detektor, mit dem Vielteilchenendzustände nachgewiesen werden können. Der SAPHIR-Detektor, der in Kapitel 4 vorgestellt wird, wurde speziell zum Nachweis von geladenen Vielteilchenendzuständen gebaut. Das ω-Meson zerfällt in 89 % der Fälle in den Kanal $\pi^+\pi^-\pi^0$. Die beiden geladenen Pionen werden zusammen mit dem Rückstoßproton nachgewiesen und spektroskopiert, nachdem mit einem markierten Bremsstrahl ein Photonenstrahl mit wohl definierter Energie der Bremsquanten präpariert wurde. Damit kann die Reaktion vollständig bestimmt werden. Abbildung 4 zeigt das Spektrum der invarianten Masse der drei Pionen.

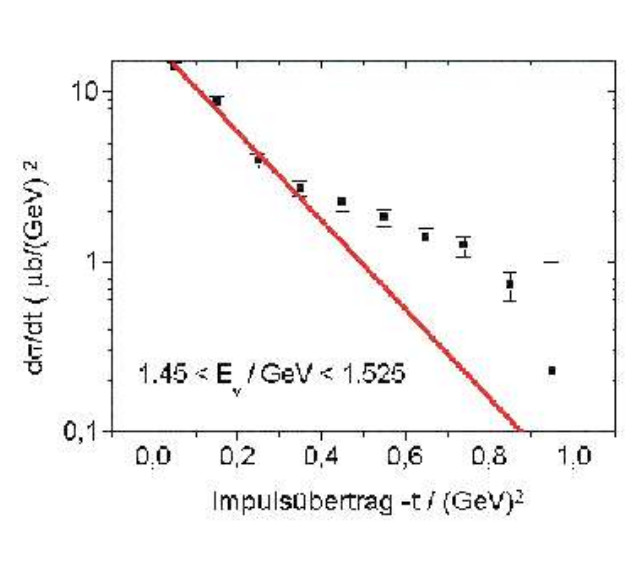

Abb:4: Omegasignal, rekonstruiert aus 3pi-Signalen

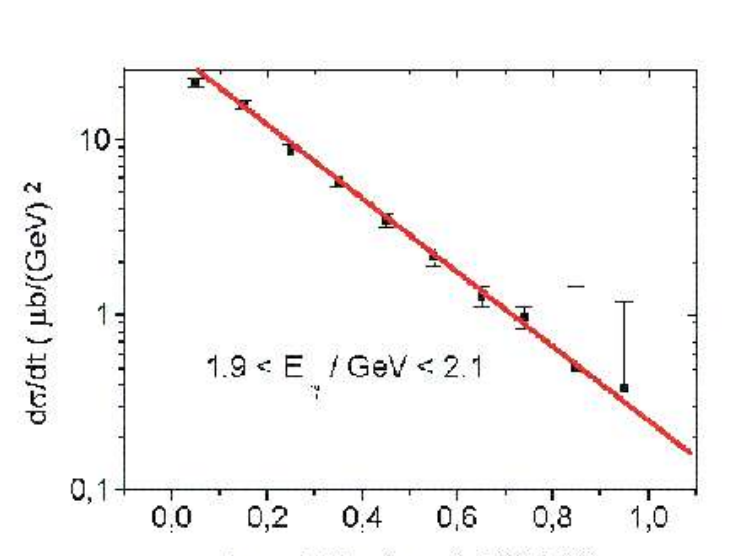

Abb.5: Totaler Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion von Omegamesonen

Das ω-Meson kann sehr gut identifiziert werden. Über den γ-Energiebereich von der Schwelle bis 2,6 GeV wurden der totale und die differentiellen Wirkungsquerschnitte bestimmt. Abb. 5 zeigt die Resultate für den totalen Querschnitt.

Nach einem steilen Anstieg in der Nähe der Erzeugungsschwelle hat der Wirkungsquerschnitt einen nahezu konstanten Verlauf. Während die Fehlerbalken an den Meßpunkten die statistischen Fehler angeben, zeigt der abgeschattete Bereich die Größe des systematischen Fehlers, der hauptsächlich von den Unsicherheiten bei der Untergrundabtrennung herrührt. Hinweise für etwaige Beiträge von Resonanzen geben die differentiellen Wirkungsquerschnitte. Abb. 6 und 7 zeigen für zwei Photonenergiebereiche den differentiellen Wirkungsquerschnitt als Funktion von t. $\sqrt{t}$ ist der Impulsübertrag an das Rückstoßproton.

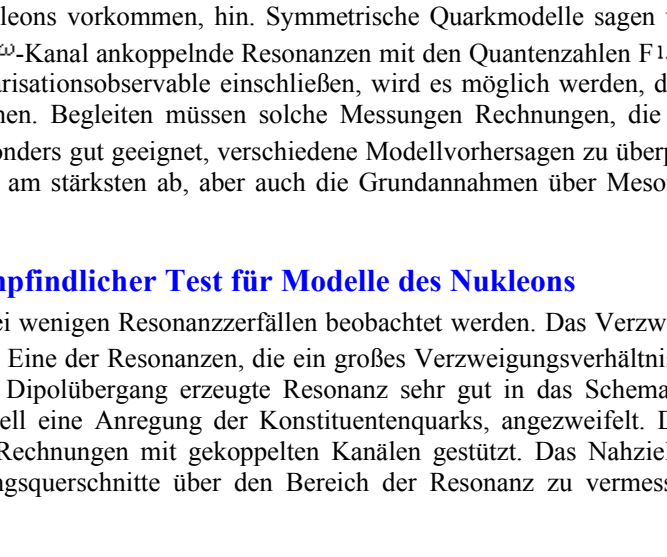

Abb.6: Abweichung von der Geraden: Signal für Resonanzbeiträge

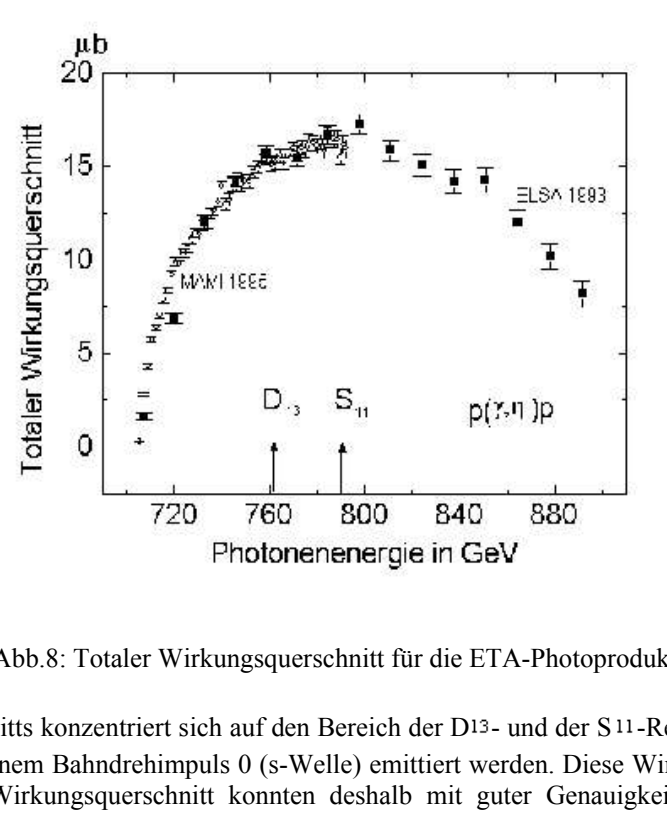

Abb.7: Diffraktion dominiert in diesem t-Bereich

Der Reaktionsprozeß für Vektormesonen wird über einen weiten kinematischen Bereich bestimmt durch diffraktive Beiträge, die in den Abbildungen 6 und 7 durch die Geraden gekennzeichnet sind. Jede Abweichung dazu deutet auf eine Hervorhebung bestimmter Partialwellen, wie sie bei resonanten Anregungen des Nukleons vorkommen, hin. Symmetrische Quarkmodelle sagen voraus, daß im Photonenenergiebereich 1,45 GeV $\leq E_\gamma \leq$ 1,6 GeV zwei stark an den ω-Kanal ankoppelnde Resonanzen mit den Quantenzahlen F_{15}(1955) und P_{13}(1870) zu erwarten sind. Mit detaillierteren Messungen, die auch Polarisationsobservable einschließen, wird es möglich werden, die Quantenzahlen der Resonanzen und deren Ankopplung an das Photon zu bestimmen. Begleiten müssen solche Messungen Rechnungen, die Mehrkanalkopplungen berücksichtigen. Der Anregungsbereich $E_\gamma \geq$ 1,6 GeV ist besonders gut geeignet, verschiedene Modellvorhersagen zu überprüfen. Hier weichen, je nach Freiheitsgraden in den Quarkmodellen, die Vorhersagen am stärksten ab, aber auch die Grundannahmen über Mesonenfelder in solitonartigen Modellen werden fraglich.

2.2. Die Reaktion p(γ,η)p: Ein empfindlicher Test für Modelle des Nukleons

Der η-Zerfallskanal konnte bisher nur bei wenigen Resonanzzerfällen beobachtet werden. Das Verzweigungsverhältnis in diesen Kanal ist deshalb eine sehr modelldiskriminierende Größe. Eine der Resonanzen, die ein großes Verzweigungsverhältnis in diesen Kanal aufweist, ist die S_{11}(1535). Obwohl diese durch einen elektrischen Dipolübergang erzeugte Resonanz sehr gut in das Schema der Resonanzen paßt, wurde und wird ihr Resonanzcharakter, z. B. im Quarkmodell eine Anregung der Konstituentenquarks, angezweifelt. Die aus der Analyse der Daten stammenden Zweifel werden durch Ergebnisse von Rechnungen mit gekoppelten Kanälen gestützt. Das Nahziel der Experimente war es deshalb, zunächst präzise totale und differentielle Wirkungsquerschnitte über den Bereich der Resonanz zu vermessen. Abb. 8 zeigt die Ergebnisse von zwei Messungen mit ELSA[2] und MAMI.

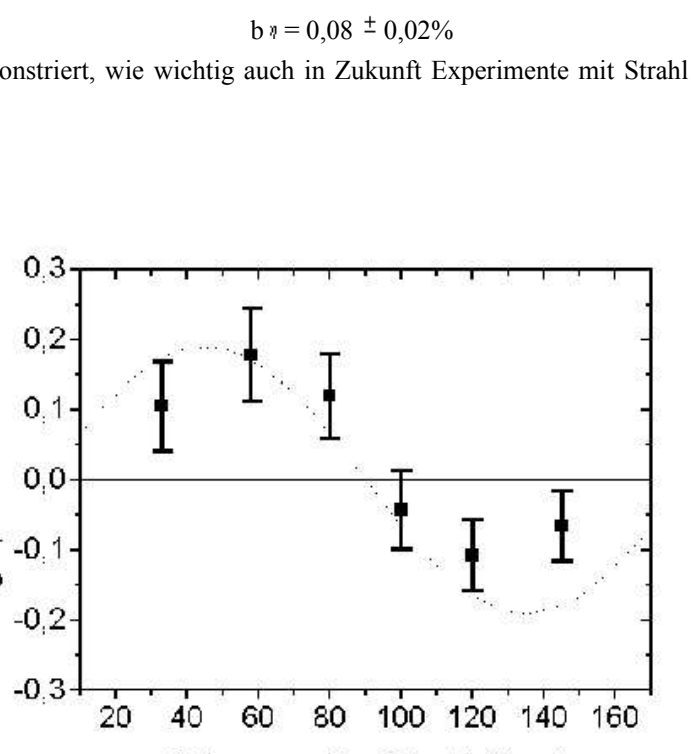

Abb.8: Totaler Wirkungsquerschnitt für die ETA-Photoproduktion

Die gesamte Stärke des totalen Querschnitts konzentriert sich auf den Bereich der D_{13}- und der S_{11}-Resonanz. Die Winkelverteilungen zeigen, daß die η-Mesonen fast ausschließlich mit einem Bahndrehimpuls 0 (s-Welle) emittiert werden. Diese Winkelverteilung wird von dem Zerfall der S_{11}-Resonanz erwartet. Aus dem totalen Wirkungsquerschnitt konnten deshalb mit guter Genauigkeit die Resonanzparameter ermittelt und die elektromagnetische Kopplung dieser Resonanz bestimmt werden. Messungen mit ähnlicher Präzison wurden mit dem PHOENICS-Aufbau auch am Deuteron durchgeführt. Hier konnte sowohl der exklusive d(γ,η)d- Kanal als auch die quasifreie Produktion gemessen und somit der Wirkungsquerschnitt am Neutron ermittelt werden. Diese Messungen erlauben es, eine Aussage über die Isospinkopplung des Photons bei diesem Prozess zu machen und damit widersprüchliche Aussagen, die auf Ergebnissen früherer Experimente beruhten, auszuräumen. Die mit den beschriebenen Messungen erreichte Genauigkeit und die Beobachtung aus den Winkelverteilungen, daß eine kleine Abweichung von der s-Wellenverteilung zu sehen war, führte zu dem nächsten Experiment mit dem PHOENICS-Aufbau. Ausgangspunkt ist die hohe Sensitivität für kleine - nicht s-Wellen - Amplituden bei einer Messung der Targetasymmetrie T. In ausreichender Näherung kann T geschrieben werden als

$$T=-\frac{1}{\sigma_0}3\sin\vartheta\cos\vartheta\,\mathrm{Im}\left(E_{0^+}^{*}(E_{2^-}+M_{2^-})\right)$$

Die dominierende $E_{0^+}^{*}$-Amplitude kann jetzt als "Trägerwelle" dienen, um die kleinen, hier von etwaigen D_{13}-Beiträgen, Amplituden in der Targetasymmetrie sichtbar zu machen. **Voraussetzung für diese Messung ist ein polarisiertes Wasserstofftarget,** eine Targettechnologie , die in Bonn[3] für den Einsatz an Experimenten der Teilchenphysik entwickelt und ständig verbessert wurde. Abbildung 9 zeigt das Resultat einer Messung. Eingezeichnet ist die erwartete Winkelabhängigkeit für T nach Gleichung (1). Die Asymmetrien wurden in einem Energiebereich $E_{Erzeugungsschwelle} \leq E_\gamma \leq$ 1105 MeV gemessen [4]. An der Compton- Rückstreuanlage GRAAL am ESFR, Grenoble, wurde als weitere Polarisationsobservable die Strahlasymmetrie gemessen. Eine kombinierte Auswertung aller Daten gestattet eine modellunabhängige Extraktion der E_{2^-} und M_{2^-}-Multipole. Das Verzweigungsverhältnis b_η für den Zerfall der D_{13}-Resonanz ergibt sich aus diesen Messungen[5] zu

$$b_\eta = 0{,}08 \pm 0{,}02\%$$

Diese bemerkenswerte Genauigkeit demonstriert, wie wichtig auch in Zukunft Experimente mit Strahl und Rückstoßpolarisation sind, um kleine Amplituden zu vermessen.

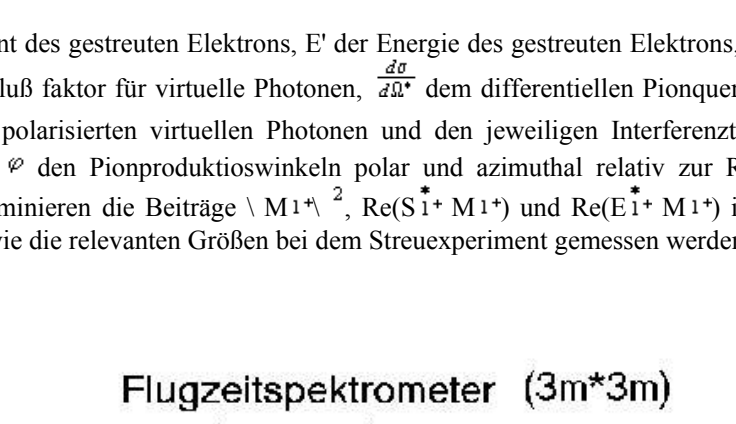

Abb.9: Targetasymmetrie bei der ETA-Produktion

Durch die genauen und spezifischen Resultate der η-Produktion an ELSA und MAMI wurden eine Reihe von theoretischen Untersuchungen angestoß en. Die Fragen konzentrierten sich auf folgende Themata: Elektromagnetische Kopplung, die η-Nukleon-Kopplung und die Frage der Kanalkopplung und damit verbunden den Charakter der S_{11}-Resonanz.

2.3. Eine Observable mit Sensitivität auf eine Deformation des Nukleons/Δ

In den spektroskopischen Untersuchungen zur Nukleonenstruktur gibt es mehrere Wege, um die Modellvorhersagen zu testen. Der eine, beschrieben in 2.1., führt in einen Bereich des Anregungsspektrums, in dem Zustände vorhergesagt wurden aber bisher noch nicht gefunden wurden. Dies bedeutet die Untersuchung von neuen Anregungs- und Zerfallskanälen, deren Auffinden oder Nichtauffinden die Anzahl der Anregungsfreiheitsgrade, d. h. **die Freiheitgrade der Konstituenten des Nukleons** ,festlegt. In eine andere Richtung zielen Experimente, die Messungen kleiner Amplituden gestatten. In 2.2. wurde die Bestimmung eines kleinen Verzweigungsverhältnisses beim Zerfall einer Resonanz in den η-Kanal beschrieben, eine für die Bestimmung der **Wechselwirkung der Konstituenten des Nukleons** wichtige Größe. Durch inelastische Elektronenstreuung wird eine **Bestimmung der räumlichen Ausdehnung der Ladungs- und Stromverteilung der Konstituenten** für den betrachteten Übergang möglich. Ist der Spin der Resonanz $S \geq 1$ kann eine Abweichung der Ladungsverteilung von der Kugelsymmetrie bestimmt werden. In diesem Kapitel werden Resultate vorgestellt, die aus Messungen der Reaktion p(e,e'p)π^0 gewonnen wurden. Als Übergang wurde der N-Δ-Übergang ausgewählt, der sich im Nukleonenspektrum experimentell am besten isolieren läßt. Bei diesem Übergang dominiert die magnetische Dipolanregung M_{1^+} so stark, daß andere Multipolanregungen quantitativ nur durch Interferenzeffekte herausprojiziert werden können. Sollte eine von der Kugelsymmetrie abweichende Übergangsladung bei diesem Übergang vorhanden sein, läßt sich die Δ-Resonanz auch durch Quadrupolübergänge mit den Amplituden S_{1^+} und E_{1^+} resonant anregen. Der differentielle Koinzidenzwirkungsquerschnitt der Reaktion schreibt sich zu

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_e\,dE'\,d\Omega^*}=\Gamma\cdot\frac{d\sigma}{d\Omega^*}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*}=\sigma_T+\varepsilon\cdot\sigma_L+\varepsilon\cdot\sigma_{TT}\cdot\sin^2\vartheta^*\cdot\cos 2\varphi+\sqrt{\varepsilon\cdot(\varepsilon+1)}\cdot\sigma_{TL}\cdot\sin\vartheta^*\cdot\cos\varphi$$

mit $d\Omega_e$ als dem Raumwinkelement des gestreuten Elektrons, E' der Energie des gestreuten Elektrons, $d\Omega^*$ als dem Raumwinkelelement des Pions im Schwerpunktsystems, Γ dem Fluß faktor für virtuelle Photonen, $\frac{d\sigma}{d\Omega^*}$ dem differentiellen Pionquerschnitt, σ_T , σ_L, σ_{TT} und σ_{LT} den Beiträgen von transversal und longitudinal polarisierten virtuellen Photonen und den jeweiligen Interferenztermen, ϵ der transversalen Polarisation der virtuellen Photonen und ϑ^* und φ den Pionproduktioswinkeln polar und azimuthal relativ zur Richtung der virtuellen Photonen. Bei einer Zerlegung der σ in Multipole dominieren die Beiträge \ M_{1^+}\ ^{2}, Re($S_{1^+}^*$ M_{1^+}) und Re($E_{1^+}^*$ M_{1^+}) in den Beiträgen $\sigma_T + \varepsilon\cdot\sigma_L$, σ_{TL} und σ_{TT}. Abbildung 10 zeigt schematisch, wie die relevanten Größen bei dem Streuexperiment gemessen werden.

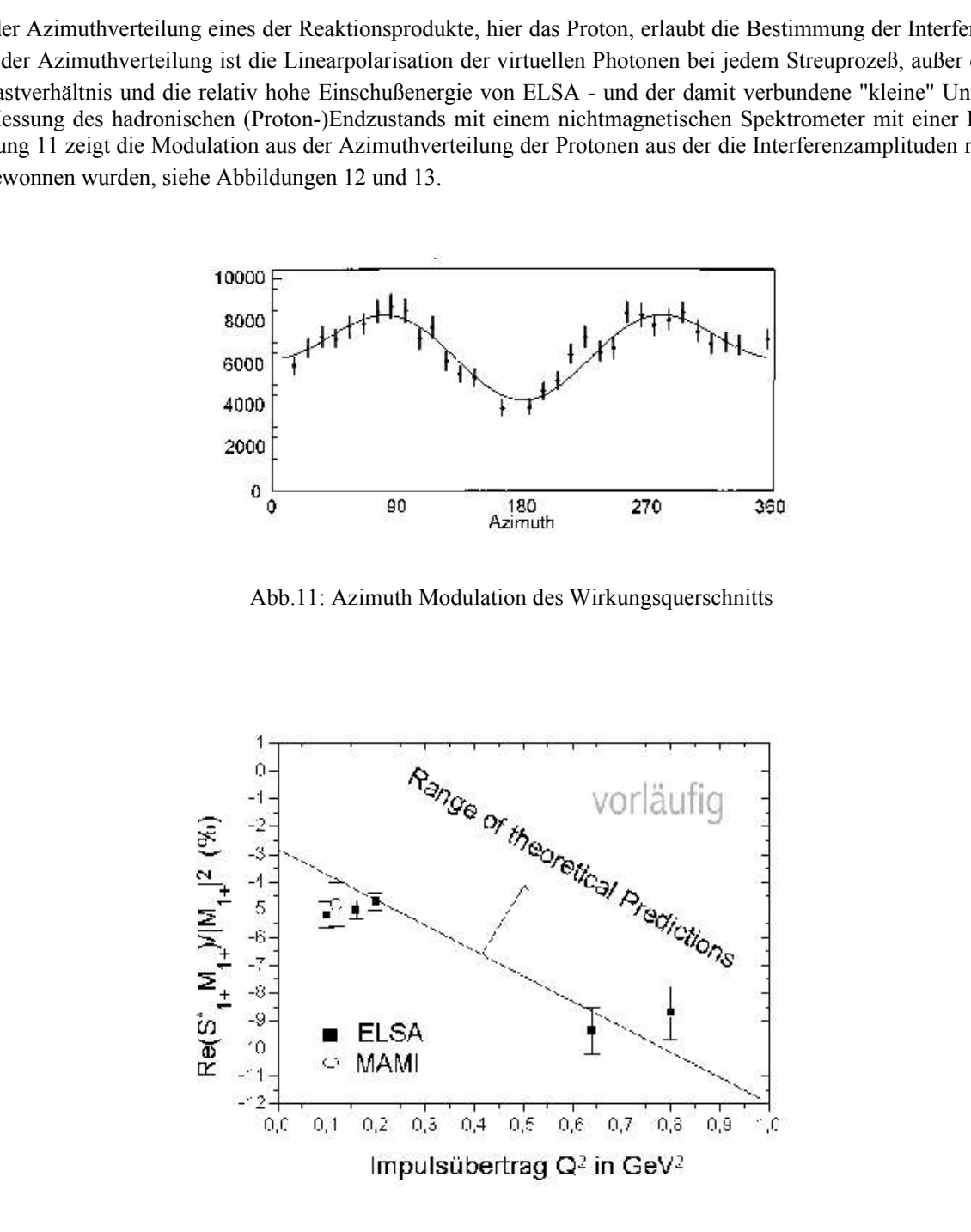

Abb.10: Aufbau fürdie Reaktion: p(e,e'p)pi0

Die Bestimmung der Azimuthverteilung eines der Reaktionsprodukte, hier das Proton, erlaubt die Bestimmung der Interferenzbeiträge. Ursache für die Modulation in der Azimuthverteilung ist die Linearpolarisation der virtuellen Photonen bei jedem Streuprozeß, außer den Streuwinkeln 0^0 und 180^0. Das gute Tastverhältnis und die relativ hohe Einschußenergie von ELSA - und der damit verbundene "kleine" Untergrund - erlaubten zum ersten Mal eine Messung des hadronischen (Proton-)Endzustands mit einem nichtmagnetischen Spektrometer mit einer Raumwinkelüberdeckung von 0,6 sr. Abbildung 11 zeigt die Modulation aus der Azimuthverteilung der Protonen aus der die Interferenzamplituden relativ zur dominierenden M_{1^+}-Amplitude gewonnen wurden, siehe Abbildungen 12 und 13.

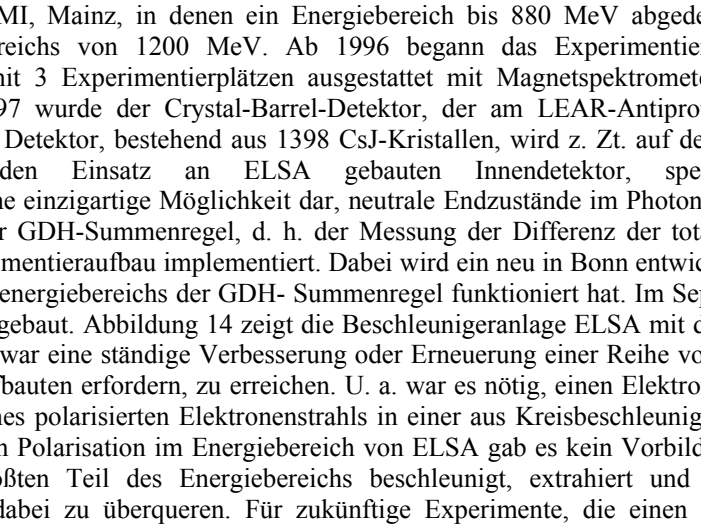

Abb.11: Azimuth Modulation des Wirkungsquerschnitts

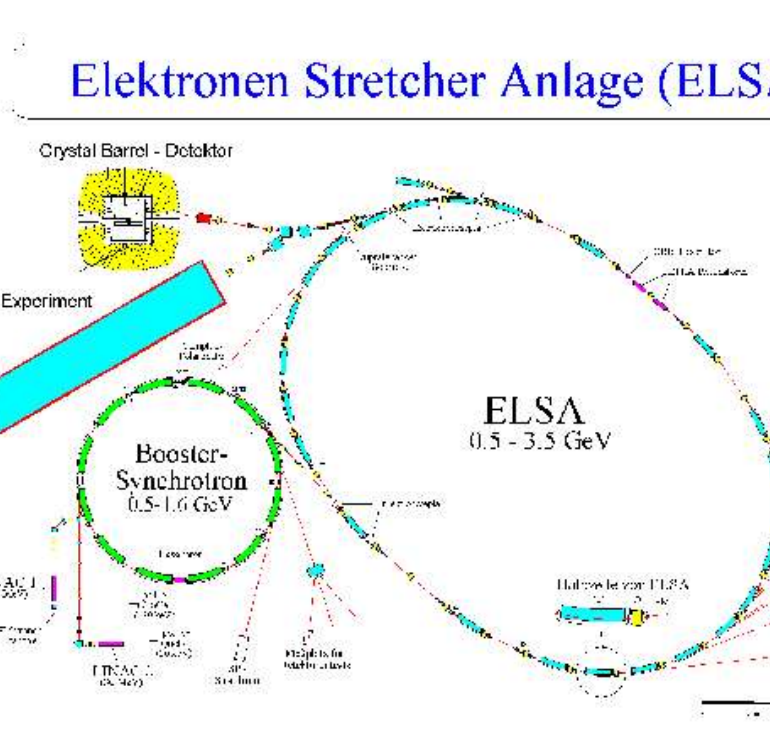

Abb.12: Bestimmung von Resonanzamplituden

3. Ausblick: Neue Aufbauten, zukünftige Experimente

Beginnend in 1997 wurden alle bisherigen Experimentaufbauten - **ELAN** (Elektronenstreuapparatur), **PHOENICS** (Experimente mit markierten Bremsstrahlphotonen und z. T. polarisierten Targets) und **SAPHIR** (Experimente mit markierten Bremsstrahlphotonen und einem Großraumdetektor zur Spektroskopie von geladenen Reaktionsprodukten) - abgebaut. Über ausgewählte Experimente aller drei Anlagen wurde in Kapitel 2 berichtet. Nicht zuletzt spielten für diese Entscheidung die apparativen Entwicklungen in anderen Labors eine Rolle. Ab 1994 begannen Messungen mit den Strahlen an MAMI, Mainz, in denen ein Energiebereich bis 880 MeV abgedeckt wird. Dies ist ein großer Teil des für PHOENICS zugänglichen Energiebereichs von 1200 MeV. Ab 1996 begann das Experimentierprogramm am Jefferson Laboratory, mit Elektronenstrahlen bis 4 GeV und mit 3 Experimentierplätzen ausgestattet mit Magnetspektrometern zum Nachweis und zur Spektroskopie geladener Reaktionsprodukte. Ab 1997 wurde der Crystal-Barrel-Detektor, der am LEAR-Antiprotonenstrahl seit 1989 im Einsatz war, für Experimente an ELSA verfügbar. Der Detektor, bestehend aus 1398 CsJ-Kristallen, wird z. Zt. auf den Einsatz am ELSA- Strahl vorbereitet und stellt mit einem eigens für den Einsatz an ELSA gebauten Innendetektor, speziellen Vorwärtsdetektoren und einer Bremsstrahlungsmarkierungsanlage eine einzigartige Möglichkeit dar, neutrale Endzustände im Photonenbereich bis 3,5 GeV zu identifizieren und zu spektroskopieren. Zur Messung der GDH-Summenregel, d. h. der Messung der Differenz der totalen Wirkungsquerschnitte an polarisiertem Wasserstoff, wurde ein weiterer Experimentieraufbau implementiert. Dabei wird ein neu in Bonn entwickeltes Kryotarget eingesetzt, das erfolgreich an MAMI bei der Messung des Niederenergiebereichs der GDH- Summenregel funktioniert hat. Im September 1997 wurde der ELAN-Aufbau und im Juli 1999 der SAPHIR-Detektor abgebaut. Abbildung 14 zeigt die Beschleunigeranlage ELSA mit den neuen Experimentaufbauten. Neben dem Austausch aller Experimentieranlagen war eine ständige Verbesserung oder Erneuerung einer Reihe von Beschleunigerkomponenten nötig, um die Strahleigenschaften, die die neuen Aufbauten erfordern, zu erreichen. U. a. war es nötig, einen Elektroneneinschuß mit polarisierten Elektronen zu realisieren. Für den Betriebsmodus eines polarisierten Elektronenstrahls in einer aus Kreisbeschleunigern bestehenden Anlage mit der Anpassung der am Experimentiertarget geforderten Polarisation im Energiebereich von ELSA gab es kein Vorbild. Ein polarisierter Elektronenstrahl aus dem Linearbeschleuniger I wurde im größten Teil des Energiebereichs beschleunigt, extrahiert und dessen Polarisation gemessen. Zahlreiche depolarisierende Resonanzen waren dabei zu überqueren. Für zukünftige Experimente, die einen großen Bruchteil der Strahlzeit mit einem polarisierten Strahl und z. T. einem polarisierten Target messen wollen, wurde eine zweite Quelle für polarisierte Elektronen aufgebaut und getestet. Mit einem zweiten Linearbeschleuniger, der neu aufgebaut wurde, werden die polarisierten Elektronen dieser neuen Quelle beschleunigt und in das Synchrotron eingeschossen. Auf die Verbesserungen des Elektronenstrahls für den Synchrotronbereich wird an anderer Stelle eingegangen.

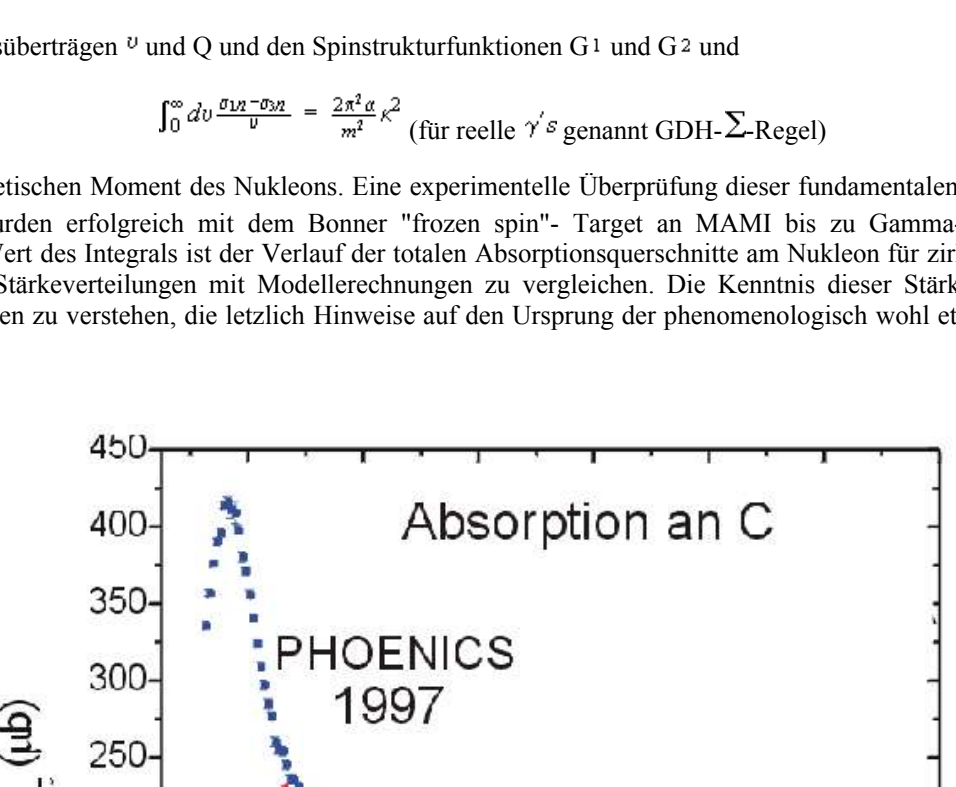
Elektronen Stretcher Anlage (ELSA)
Crystal Barrel - Detektor
GDH - Experiment
Booster-Synchrotron 0.5-1.6 GeV
ELSA 0.5 - 3.5 GeV
Synchrotronlicht-Experimente

Abb.13: Aufbauten an ELSA seit 1998

3.1 Das GDH-Experiment

Die Verteilung des Drehimpulses auf die Konstituenten des Nukleons spielte bei den Strukturdiskussionen in den letzten Jahren eine überragende Rolle. Der Spin des Nukleons Δq, anteilsmäßig normiert auf 1, setzt sich zusammen aus dem Spin der drei Valenzquarks Δq_{Valenz}, enthält auch den Gluonanteil und einen Anteil des Quarksees Δq_{See}. D. h.:

$$\Delta q = \Delta q_{Valenz} + \Delta q_{See}$$

Die Daten aus dem EMC- Experiment, bei dem hochenergetische polarisierte Myonen an polarisierten Nukleonen gestreut wurden, waren mit einem Wert $\Delta q_{Valenz} \approx 0$ verträglich, im Einklang mit Vorhersagen von Skyrme-Modellen aus der Klasse der Solitonmodelle. Im nichtrelativistischen Quarkmodell würde man Δq_{Valenz} = 1 erwarten. Eine relativistische Rechnung führt zu $\Delta q_{Valenz} \simeq$ 0,75. Neuere Messungen am SLAC und am CERN haben den Wert Δq eingegrenzt auf $\Delta q \simeq$ 0,3. Eines von mehreren Szenarios, diesen Wert zu erklären, ist: $\Delta q_{See}^{(s)} \simeq$ -0,13 - Anteil des strange Sees -, $\Delta q_{See}^{(u)} \simeq$ -0,16 - Anteil des u-Quarks -, und $\Delta q_{See}^{(d)} \simeq$-0,16 - Anteil des d-Quarks -, und $\Delta q_{Valenz} \simeq$ 0,75. Diese Messungen wurden im Bereich von so hohen Impulsüberträgen durchgeführt, daß Quarks und Gluonen als die Konstituenten des Nukleons "gesehen" wurden. Interessant ist es jetzt, die spinsensitive Größe $\Delta\sigma = \sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ bis zur hadronischen Skala zu messen. $\sigma_{1/2}$ ist dabei der totale Absorptionsquerschnitt für virtuelle Photonen mit antiparalleler Spinstellung von Photon und Nukleon und $\sigma_{3/2}$ mit paralleler Spinstellung. Der "langwelligste" Punkt dieser Größe wird mit der Photoproduktion d. h. mit reellen Photonen erreicht. Es besteht der Zusammenhang

$$\frac{8\pi^2\alpha}{\nu-Q^2/2m}\left(m\nu\, G_1(\nu,Q^2)-Q^2G_2(\nu,Q^2)\right)=\sigma_{1/2}-\sigma_{3/2}\ \text{(für virtuelle } \gamma\text{'s)}$$

mit den Energie- und Impulsüberträgen ν und Q und den Spinstrukturfunktionen G_1 und G_2 und

$$\int_0^\infty d\nu\,\frac{\sigma_{3/2}-\sigma_{1/2}}{\nu}=\frac{2\pi^2\alpha}{m^2}\kappa^2\ \text{(für reelle } \gamma\text{'s genannt GDH-}\Sigma\text{-Regel)}$$

mit κ, dem anomalen magnetischen Moment des Nukleons. Eine experimentelle Überprüfung dieser fundamentalen Beziehung steht noch aus. Die ersten Messungen dazu wurden erfolgreich mit dem Bonner "frozen spin"- Target an MAMI bis zu Gamma-Energien von E_γ = 800MeV durchgeführt. Neben dem Wert des Integrals ist der Verlauf der totalen Absorptionsquerschnitte am Nukleon für zirkular polarisierte Photonen von großem Interesse, um die Stärkeverteilungen mit Modellerechnungen zu vergleichen. Die Kenntnis dieser Stärkeverteilungen wird helfen, die Stärkeverteilungen bei Kernen zu verstehen, die letztlich Hinweise auf den Ursprung der phenomenologisch wohl etablierten N-N-Wechselwirkung geben.

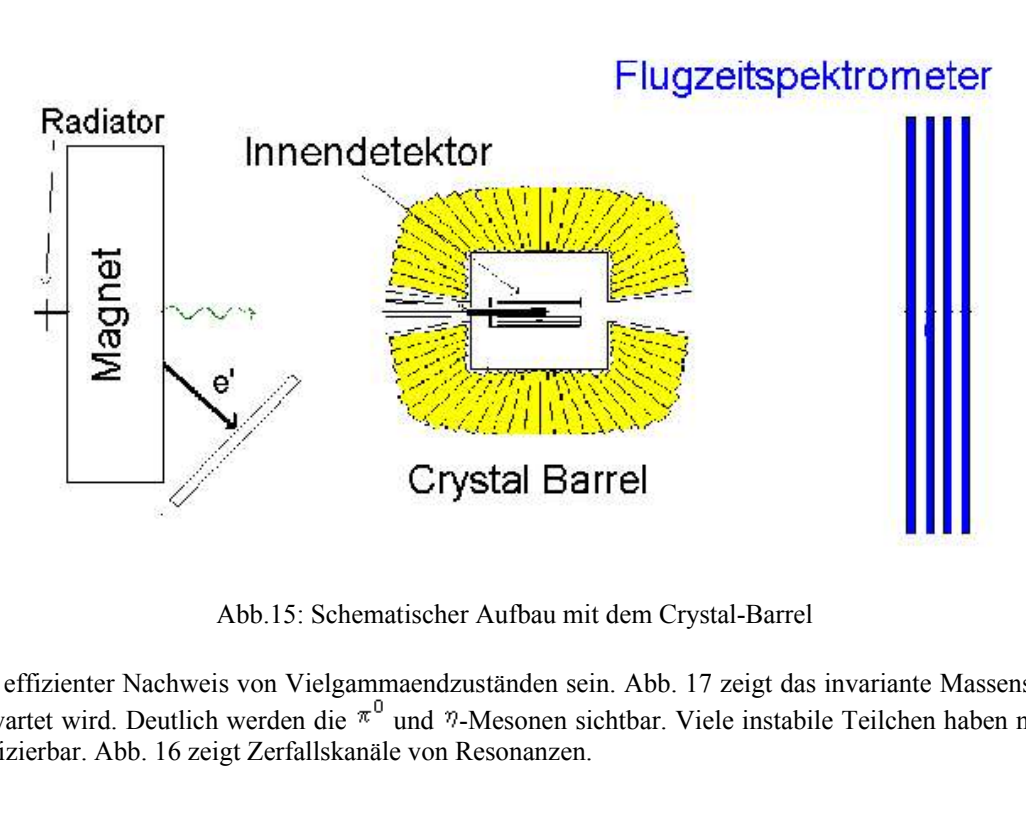

Abb.14: Messung des totalen Photoabsorptionsquerschnitts an 12C

Der für die Messung des totalen Photonabsorptionsquerschnitts gebaute GDH-Detektor wurde mit Messungen der totalen Wirkungsquerschnitte an Kernen bis zu einer Gammaenergie von E_γ = 1150 MeV am PHOENICS Meß platz erfolgreich getestet, wie in Abb. 14 zu sehen ist[6]. In dem Bild sind die Ergebnisse einer weiteren Messung an ELSA zu sehen, die von der SAPHIR-Gruppe in Zusammenarbeit mit einer Gruppe aus Frascati durchgeführt wurde. Da der Detektor zum Nachweis hadronischer Reaktionen einen Raumwinkel von 99,5 % überdeckt, ist er sehr gut geeignet, um den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt zu messen. Mit diesem Detektor werden die Messungen im Energiebereich 650 $\leq E_\gamma$/MeV $\leq$ 3000 durchgeführt. Der Aufbau für das Experiment umfaßt mit einer Bremsstrahlungsmarkierungsanlage, einem M\oller -Polarimeter, einem aktiven Gammastrahlkollimator und einem Compton-Polarimeter weitere für die erfolgreiche Durchführung des Experiments notwendige Komponenten. Dazu kommt das schon erwähnte polarisierte Kryotarget, das bei einer Temperatur von 70 mK im Detektor betrieben wird. Die bisher benutzte Strahlführung wurde zum großen Teil neu aufgebaut. Viele Stunden wurden für Beschleunigertests benötigt, um die für das Experiment nötigen Spezifikationen bzgl. Untergrundunterdrückung, Tastverhältnis und einen ELSA-Betrieb bei möglichst niedrigen Energien zu erreichen. Auf die besondere Herausforderung für das Labor, polarisierte Elektronen zu beschleunigen, wurde in Kapitel 3 schon hingewiesen. Dieses Experiment wird bezüglich der technischen Anforderungen an Strahl und Strahlführung in Kombination mit dem Betrieb eines polarisierten Wasserstofftargets eine große Herausforderung an die technische Infrastruktur des Physikalischen Instituts sein, ebnet aber zugleich den Weg zu zukünftigen Experimenten, für die Messungen von Polarisationsobservablen Voraussetzung sind.

3.2. Experimente mit dem Crystal Barrel Detektor

Der Crystal-Barrel-Detektor (CB) ermöglicht in Kombination mit einer Bremsstrahlungsmarkierungsanlage, einem Innendetektor zur Identifizierung geladener Teilchen und einem Vorwärtsdetektor zur Spektroskopie geladener Teilchen eine Klasse einzigartiger Experimente.

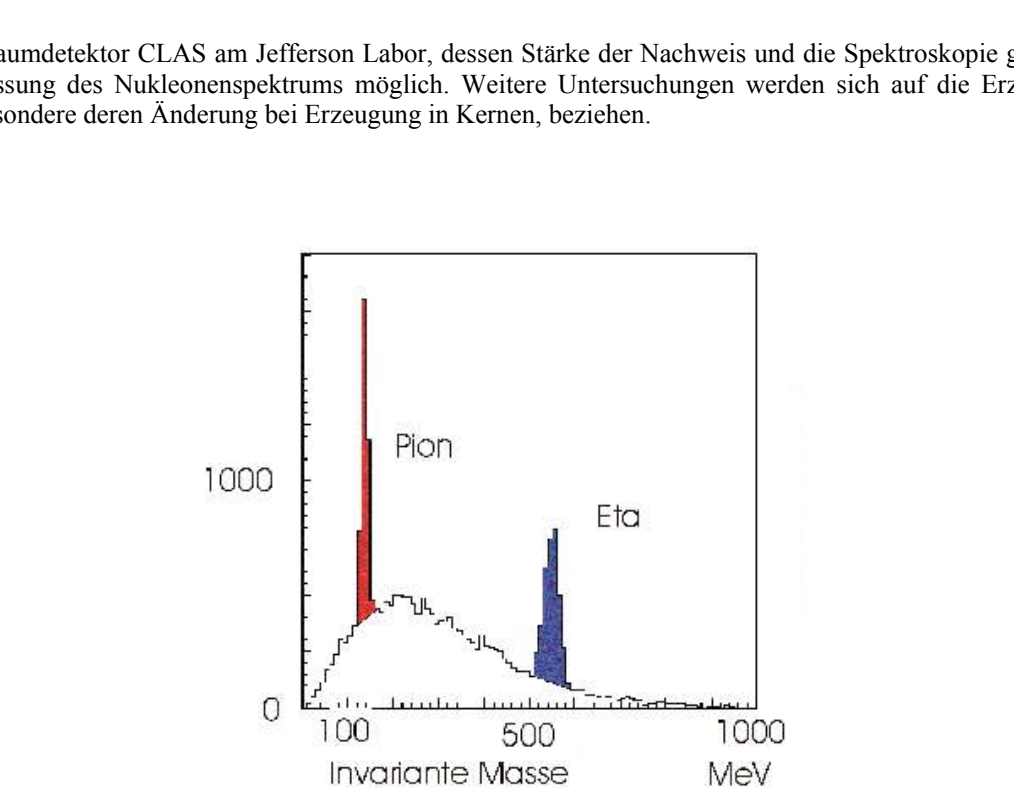

Abb.15: Schematischer Aufbau mit dem Crystal-Barrel

Seine Spezialität wird ein effizienter Nachweis von Vielgammaendzuständen sein. Abb. 17 zeigt das invariante Massenspektrum im $\gamma\gamma$-Kanal, wie es bei den Messungen erwartet wird. Deutlich werden die π^0 und η-Mesonen sichtbar. Viele instabile Teilchen haben neutrale Zerfallskanäle oder sind nur über diese identifizierbar. Abb. 16 zeigt Zerfallskanäle von Resonanzen.

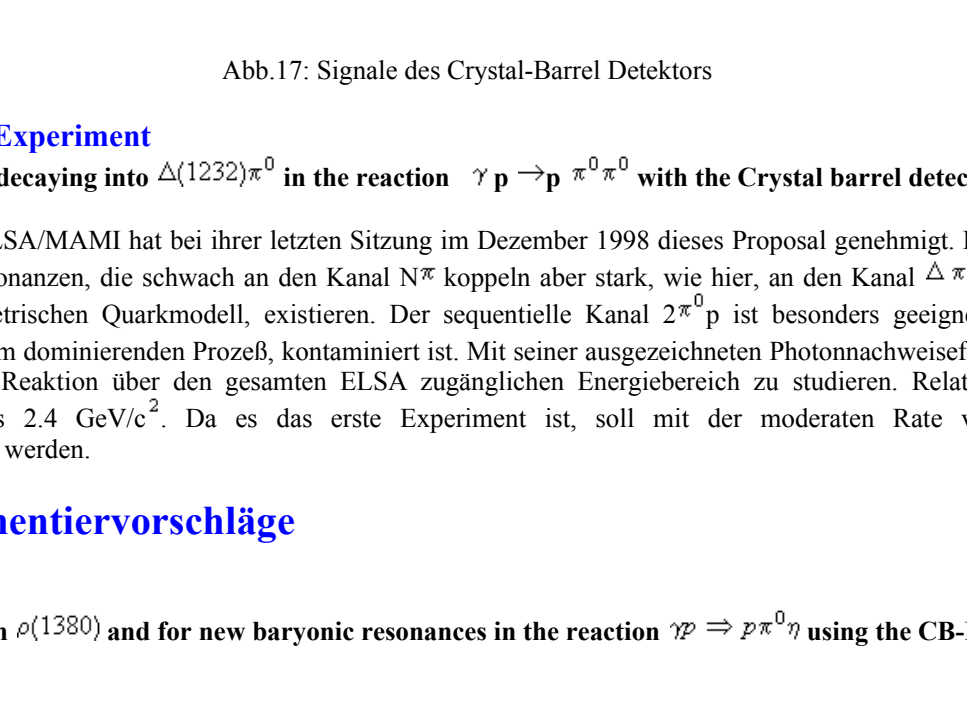

Abb.16: Grün markiert: Neutrale Zerfallskanäle

Zusammen mit dem Großraumdetektor CLAS am Jefferson Labor, dessen Stärke der Nachweis und die Spektroskopie geladener Teilchen ist, wird eine systematische Vermessung des Nukleonenspektrums möglich. Weitere Untersuchungen werden sich auf die Erzeugung von Mesonen und deren Eigenschaften, insbesondere deren Änderung bei Erzeugung in Kernen, beziehen.

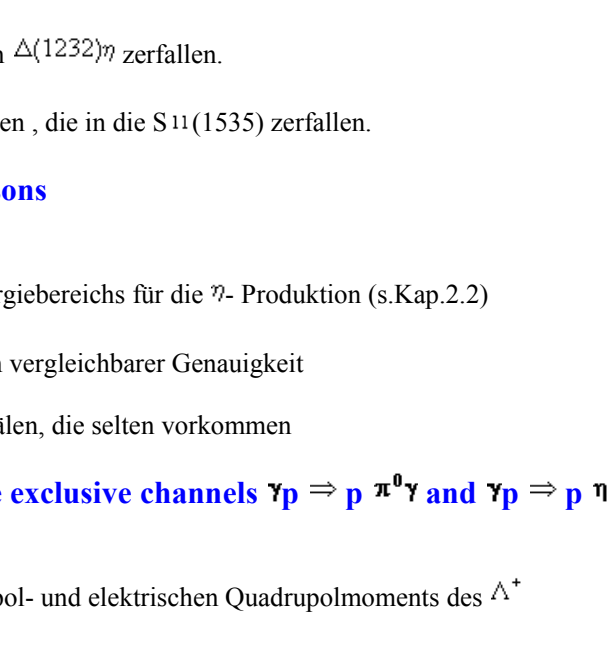

Abb.17: Signale des Crystal-Barrel Detektors

3.3. Erstes genehmigtes Experiment

Study of baryon resonances decaying into $\Delta(1232)\pi^0$ in the reaction γ p $\rightarrow$p $\pi^0\pi^0$ with the Crystal barrel detector at ELSA

Die Programmkommission ELSA/MAMI hat bei ihrer letzten Sitzung im Dezember 1998 dieses Proposal genehmigt. Das Ziel dieses Experiments ist die Suche nach neuen Resonanzen, die schwach an den Kanal Nπ koppeln aber stark, wie hier, an den Kanal $\Delta\pi$. Diese Resonanzen sollten, nach Vorhersagen im symmetrischen Quarkmodell, existieren. Der sequentielle Kanal 2π^0p ist besonders geeignet, weil er nicht durch die diffraktive ρ-Produktion, einem dominierenden Prozeß, kontaminiert ist. Mit seiner ausgezeichneten Photonnachweiseffizienz ist der Crystal Barrel das ideale Instrument, diese Reaktion über den gesamten ELSA zugänglichen Energiebereich zu studieren. Relatives Neuland ist dabei der Massenbereich von 1.77 bis 2.4 GeV/c^2. Da es das erste Experiment ist, soll mit der moderaten Rate von ca. 2*10^6 markierten Bremsstrahlphotonen gestartet werden.

4. Weitere Experimentiervorschläge

A search for the exotic meson $\rho(1380)$ and for new baryonic resonances in the reaction $\gamma p \Rightarrow p\pi^0\eta$ using the CB-ELSA detector at ELSA

Ziel der Messung ist:

- Eine Suche nach dem $\rho(1380)$, einem neu gefundenen Meson mit exotischen Quantenzahlen. Das $\rho(1380)$ wurde am BNL und am CERN im Zerfallskanal $\pi\eta$ gesehen.
- Eine Messung des Photoproduktionswirkungsquerschnitts für das a_0(980). Das a_0(980) wird auch im $\eta\pi^0$ - Kanal nachgewiesen.
- Eine Suche nach Δ- Anregungen, die in $\Delta(1232)\eta$ zerfallen.
- Eine Suche nach N* oder Δ- Anregungen , die in die S_{11}(1535) zerfallen.

4.1. Photoproduction of η and η' Mesons

Ziel der Messung ist:

- Eine Erweiterung des explorierten Energiebereichs für die η- Produktion (s.Kap.2.2)
- Messung von η'-Daten mit den η-daten vergleichbarer Genauigkeit
- Suche nach Resonanzen in Zerfallskanälen, die selten vorkommen

4.2. Inelastic Photon Scattering in the exclusive channels $\gamma p \Rightarrow p\ \pi^0\gamma$ and $\gamma p \Rightarrow p\ \eta\gamma$

Ziel der Messung ist:

- Die Bestimmung des magnetischen Dipol- und elektrischen Quadrupolmoments des Δ^+
- Population der Roperresonanz über den γ-Zerfall und Studium des Zerfalls

5. Strahleigenschaften und Experimentaufbauten in Perspektive

Im letzten Jahrzehnt gelang es, sowohl auf dem Gebiet der Beschleunigerphysik als auch in der Detektortechnologie, so große Fortschritte zu machen, daß die aussagekräftigsten Observablen mit der nötigen Präzision gemessen werden können. In Mainz wurde mit MAMI ein Elektronenbeschleuniger mit einer Endenergie von 850 MeV gebaut, an dem mit den geschaffenen Experimentiereinrichtungen ausgezeichnete Voraussetzungen für Experimente bestehen. Mit COSY in Jülich wurde im gleichen Energiebereich wie ELSA ein Protonsynchrotron in Betrieb genommen, mit dessen Strahl protoninduzierte Reaktionen studiert werden, die in vielen Fällen zu den gleichen Endzuständen führen, wie sie an ELSA gemessen werden. Das größte Projekt (ca. 600 Mill. $) wurde am Jefferson Labor in Newport News, USA, realisiert, wo ein Elektronenbeschleuniger (CEBAF) mit einer Energie von derzeit 5,5 GeV installiert wurde. Zusammen mit den umfangreichen Experimentaufbauten wurden ausgezeichnete Experimentiervoraussetzungen geschaffen. Am MIT/Bates wird ein Linearbeschleuniger mit Speicherring betrieben, dessen Endenergie 900 MeV erreicht. Photonexperimente mit Energien bis zu 1,5 GeV werden auch an GRAAL am ESFR durchgeführt. Die zahlreichen Aktivitäten auf dem Gebiet führen zu einem gesunden Wettbewerb, vorausgesetzt es gelingt eine konkurrenzfähige Apparateausstattung zu besitzen. Tabelle 1 enthält die Strahlparameter für Elektronen an ELSA und dem Elektronenbeschleuniger CEBAF der 1997 seinen Betrieb aufgenommen hat und die einzige Anlage im Energiebereich von ELSA ist.

	Jefferson Lab.	**ELSA**
Energie (GeV)	.8 - 5.5	1.2 - 3.5
Strom (μA)	bis 200	bis 0,08
Tastverhältnis %	100	bis 90
Polarisation %	bis 80	bis 65

Tabelle 1: Relevante Strahlparameter

Größere Aufbauten	Jefferson Lab.	**ELSA**
Magnetspektrometer : Δp/p = 10^{-4}	2x	
Magnetspektrometer: Δp/p ~3.10^{-3}	2x	x
"4π"-Magnetspektrometer	1x	
"4π"-γ-Kalorimeter		1x
Polarisierte Targets	1x	1x

Tabelle 2 : Größere Aufbauten für ausgewählte Experimentklassen

Die Zahlen zeigen, daß Experimente, die mit einem relativ kleinen Strom auskommen, ebenso gut durchgeführt werden können wie am Jefferson Labor. In diese Kategorie fallen vor allem **Photoproduktionsexperimente,** bei denen ein energiedefinierter Photonenstrahl durch markierte Bremsstrahlung präpariert wird und keine höheren Ströme als ELSA liefert benötigt werden. Beim Betrieb **polarisierter Targets,** die alle bei sehr kleinen (50 mK - 1 K) Temperaturen betrieben werden, beträgt der maximal tolerierbare Elektronenstrom I_e = 0,1μA . Auch Experimente der Elektroproduktion bei relativ kleinen Impulsüberträgen können bei entsprechender Anpassung des Experimentieraufbaus konkurrenzfähig durchgeführt werden. Tabelle 2 zeigt die am Jefferson Laboratory vorhandenen größ eren Detektoraufbauten für Experimente mit Elektronen- und Photonenstrahlen im Vergleich mit Apparaturen an ELSA. Mit CB-ELSA werden Fragestellungen bearbeitet werden können, die methodisch einzigartig und thematisch hervorragend in die laufenden Aktivitäten eingebunden sind.

6. Kollaborationen

6.1. Die GDH-Kollaboration

In der GDH-Kollaboration haben sich 72 Personen aus 15 Institutionen zusammengefunden:

Physikalisches Institut der Universität Bonn

Physikalisches Institut der Universität Erlangen

Nuclear Physics Laboratory, Gent, Belgien

Physikalisches Institut der Universität Tübingen

Institut für Kernphysik der Universität Mainz

Institut für Physik, Universität Mainz

Physikalisches Institut, Universität Göttingen

Institut für Experimentalphysik, Ruhr-Universität Bochum

INFN, Sezione di Pavia

DAPHNIA-SPhN, CEN Saclay, Frankreich

INR Moskau, Rußland

Department of Physics, University Lund, Schweden

Department of Physics, Nagoya University, Japan

Kelvin Laboratory, Glasgow, U. K.

Department of Physics, Miyasaki University, Miyasaki, Japan

6.2. Die Crystal-Barrel-ELSA-Kollaboration

In der Crystal-Barrel-ELSA-Kollaboration arbeiten 47 Personen aus 11 Institutionen zusammen:

Institut für Strahlen und Kernphysik, Universität Bonn

Physikalisches Institut, Universität Bonn

Physikalisches Institut, Universität Bochum

Institute of Nuclear Physics, University of Crakow, Poland

Institute of Physics, University of Crakow, Poland

Physikalisches Institut, Universität Erlangen

Physikalisches Institut, Universität Dresden

II. Physikalisches Institut, Universität Gießen

Physikalisches Institut, Universität Münster

Physikalisches Institut, Universität Göttingen

Leningrad Nuclear Physics Institute, University of St. Petersburg, Russia

7. Beschleunigerphysik an und mit ELSA

In der Beschleunigerphysik arbeiten 12 Personen. Eine enge Verbindung zur Beschleunigergruppe am DESY besteht. Darüber hinaus gibt es eine Zusammenarbeit mit:

Nagoya University, Japan

KEK, Tsukuba, Japan

Geodätisches Institut, Universität Bonn

8. Anhang

Der Anhang enthält eine Kurzdarstellung weiterer, in Kapitel 2 nicht angesprochener Ergebnisse, die mit den Aufbauten SAPHIR, PHOENICS und ELAN gewonnen wurden, sowie Messungen von Strahleigenschaften an ELSA und Entwicklungen im Bereich des polarisierten Targets

8.1 Überblick

Über alle folgenden Arbeiten wurde in **mindestens einer** Veröffentlichung in referierten Zeitschriften berichtet.

8.2. Elektronenstreuung

Messung des magnetischen Formfaktors des Neutrons für 0,1 $\leq Q^2/(\mathrm{GeV})^2 \leq$,65

Messung der "out-of-plane" Querschnitte $\frac{\sigma_{LT}}{\sigma_{TT}}$ in der Elektronpionproduktion in der Δ-Resonanzregion

Messung der Elektroproduktion von η-Mesonen

Messung der "rechts-links"-Asymmetrie bei der Elektrospaltung des Deuterons

Elektrospaltung des Deuterons in der Δ-Resonanzregion

8.3. Photoinduzierte Reaktionen im Gebiet der ersten und zweiten Resonanz des Nukleons

Photoproduktion positiver Pionen an polarisierten Protonen

Photoproduktion neutraler Pionen an polarisierten Protonen

Kohärente η- Produktion am Deuteron

Bestimmung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses $\frac{\sigma(\gamma n\Rightarrow \eta n)}{\sigma(\gamma p\Rightarrow p\eta)}$ am Deuteron

Photoproduktion positiver Pionen am Proton für $E_{Schwelle} \leq E_\gamma/MeV \leq 1150$

8.4. Photoinduzierte Reaktionen im Bereich über der ersten und zweiten Resonanz

Photoproduktion von K$^+$-Mesonen und die Untersuchung der Reaktionen $\gamma p \Rightarrow K^+\Lambda, K^+\Sigma^0$ mit Bestimmung der totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte sowie der Polarisation des Hyperons

Photoproduktion von η'-Mesonen in der Reaktion $\gamma p \Rightarrow p\eta'$ ($\eta' \Rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$)

Messung des totalen Photoabsorptionsquerschnitts für 400 $\leq E_\gamma/MeV \leq 2500$ an den Elementen $^{12}C, ^{27}Al, Cu, Sn$ und Pb.

Messung der Reaktion $\gamma p \Rightarrow K^0\Sigma^+$ bis zu Energien von 1,55 GeV

8.5. ELSA

Der polarisierte Elektronenstrahl von ELSA

Die Präparation polarisierter Elektronen

8.6. Entwicklungen am polarisierten Target

Polarisationsmessungen von TEMPO-gedopten Butanoltargets

Das neue Bonner "frozen spin"-Target für Experimente mit reellen Photonen

Polarisationsumkehr von Protonenspins durch Superstrahlung in einem Festkörpertarget

Verhalten von polarisiertem Ammonium in einem intensiven Elektronenstrahl

Untersuchungen von bei hoher Temperatur bestrahltem $^{6,7}Li$ und ^{6}Li, seine dynamische

Kernpolarisation und Strahlungswiderstand

Das NMR-System des Bonner Targets

Eine interne Haltespule für "frozen spin"-Targets

9. Referenzen

[1]Doktorarbeit J. Wißkirchen, SAPHIR-Kollaboration
[2]Doktorarbeit M. Wilhelm, ELAN-Kollaboration
[3] Teilprojektleter, H. Dutz
[4]Doktorarbeit A. Bock, PHOENICS-Kollaboration
[5]L. Tiator, Mainz
[6]Doktorarbeit K. Helbing, PHOENICS, und Tesi di Dottorato X Ciclo M. Mirazita