1. Einleitung

1.1 Übersicht

Am 1. April 1993 ist der Beschleuniger COSY (**Co**oler **Sy**nchrotron) der KFA Jülich fertiggestellt worden. Mit diesem Beschleuniger können Protonen sowie leichte Ionen von 276 MeV/c auf einen Maximalimpuls von 3300 MeV/c beschleunigt werden. Die Zahl der in einem Zyklus beschleunigten Teilchen kann je nach den experimentellen Anforderungen bis zu $1 \cdot 10^{11}$ betragen. Seit Beginn des Jahres 1994 steht auch eine polarisierte Quelle zur Verfügung, wodurch Experimente mit polarisierten Teilchen möglich werden. Wie das Akronym COSY andeutet, erreicht man durch Strahlkühlung (stochastische Kühlung bzw. Elektronenkühlung) eine besonders hohe Strahlqualität, die sich an den Targetplätzen durch sehr kleine Emittanzen und eine hohe Impulsschärfe ($\Delta p/p = 1 \cdot 10^{-3}$ - $2 \cdot 10^{-4}$) auszeichnet [COS86]. Mit Hilfe dieser exzellenten Strahlqualität werden Präzisionsexperimente sowohl an externen als auch an internen Strahlplätzen neue Daten für die Mittelenergiephysik liefern und somit eine tiefere Einsicht in die Struktur der starken Wechselwirkung vermitteln.

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist die fundamentale Theorie der starken Wechselwirkung. In dieser Theorie repräsentieren die Gluonen die Feldquanten, die zwischen den Quarks ausgetauscht werden. Die Nukleon-Nukleon (NN) Wechselwirkung wird vollständig durch die Dynamik der Quark-Gluon und Gluon-Gluon Wechselwirkung bestimmt. Will man die NN-Wechselwirkung jedoch bei niedrigen Energien, d.h. bei kleinen Impulsüberträgen, beschreiben, so werden QCD-Rechnungen aufgrund der Gluon-Selbst-wechselwirkung in diesem nicht pertubativen Bereich zu kompliziert, weshalb andere, effektive Modelle ihre Berechtigung haben. So wird z.B. im Rahmen von Mesonenaustauschmodellen die Wechselwirkung zwischen 2 Nukleonen durch den Austausch virtueller Mesonen beschrieben. Bei Betrachtung dieser Modelle wird üblicherweise die Reichweite der NN-Wechselwirkung in drei, ursprünglich von Taketani, Nakamura und Sasaki [TAK51] vorgeschlagenen Regionen eingeteilt: einer langreichweitigen ($r \geq 2$ fm), einer mittelreichweitigen ($1 \text{ fm} \leq r \leq 2$ fm) und einer kurzreichweitigen ($r \leq 1$ fm) Region. Die langreichweitige Region wird vom 1-Pion Austausch dominiert (OPE). Bei mittleren Reichweiten spielt neben dem Austausch von schwereren Mesonen sowohl der unkorrelierte als auch korrelierte 2-Pion Austausch eine entscheidende Rolle für die Attraktion der NN-Wechselwirkung. Der kurzreichweitige, repulsive Teil des NN-Potentials entsteht durch den Austausch von schweren Vektorbosonen und durch den Multi-Pion Austausch[1]. Aus den OBE-Modellen (s. Abb. 1.1b), die den korrelierten 2-Pion bzw. Multi-Pion Austausch durch den Austausch eines ρ, 'σ' bzw. ω

[1] In 'QCD-inspirierten' Modellen wird dieser kurzreichweitigen, repulsive Teil der NN-Wechselwirkung durch die Quark-Gluon Wechselwirkungen beschrieben. Der langreichweitige Teil der Wechselwirkung wird dagegen in den meisten Fällen auch als 1-Pion Austausch berechnet.

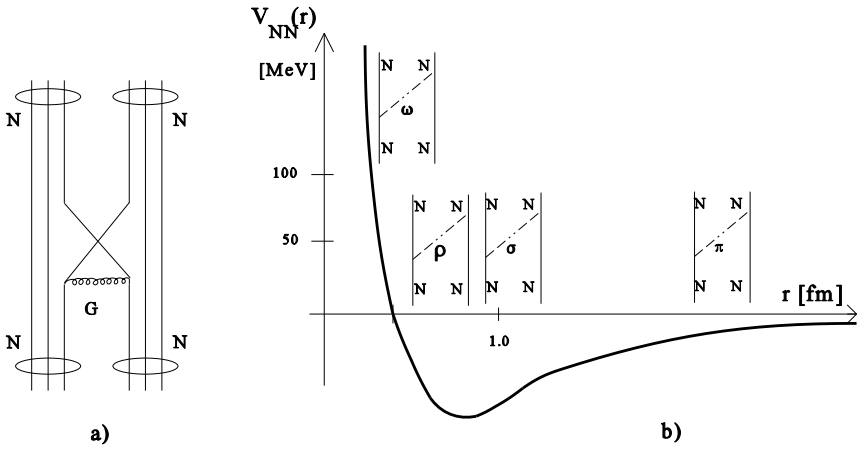

Abb. 1.1 Schematische Darstellung der NN-Wechselwirkung durch
a) den 1-Gluon Austausch zwischen 2 Quarks im Falle einer elastischen NN-Streuung
b) das Einbosonaustausch-Modell (OBE); der attraktive, mittelreichweitige Teil der Wechselwirkung wird durch das ρ-Meson ($J^P = 1^-$) und ein isoskalare Meson 'σ' ($J^P = 0^+$) parametrisiert

Mesons parametrisieren, entstanden u.a. das Bonn-Potential [MAC89] und das Paris-Potential [LAC80][2]. Der Unterschied zwischen beiden Modellen liegt in der Beschreibung des mittel- und kurzreichweitigen Teils der Wechselwirkung, der im Falle des Paris-Potentials auf einem dispersionstheoretischen und im Falle des Bonn-Potentials [MAC87][3] auf einem feldtheoretischen Ansatz beruht. Beide Modelle beschreiben die experimentellen NN-Daten unterhalb der Pion-Schwelle sehr gut. Für Energien oberhalb von 300 MeV, wo inelastische Kanäle mit zunehmender Energie stärker berücksichtigt werden müssen, sind bisher nur ansatzweise Rechnungen durchgeführt worden (z.B. [ELS88]). Die Komplexität von Rechnungen im Mesonenaustauschbild wird hier durch die neuen Freiheitsgrade in den inelastischen Kanälen erheblich größer. Die Entscheidung, ob phänomenologische, 'QCD-inspirierte' oder direkt aus der QCD abgeleitete Modelle die NN-Wechselwirkung im Energiebereich von 1-2 GeV am besten beschreiben, kann letztendlich nur im Vergleich mit experimentellen Ergebnissen und anhand von Streuphasenanalysen entschieden werden.

---

[2] Nach [MAC89] wurde zufällig in den beiden Hauptstädten Bonn und Paris am intensivsten an der Entwicklung von Mesonaustauschmodellen gearbeitet, so daß die daraus entstandenen Modelle die Namen 'Paris-Potential' und 'Bonn-Potential' erhielten.

[3] Das komplette Bonn-Potential mit 12 freien Parametern berücksichtigt heute den 1-Boson-Austausch von π, ω und δ, den korrelierten 2π Austausch in der P-Welle (parametrisiert durch das ρ-Meson) und S-Welle ('σ-Meson') sowie die $N\Delta$ und $\Delta\Delta$ Zwischenzustände für den Austausch von $\pi\pi$, $\pi\rho$ und $\rho\rho$. Die an die Vertices multiplizierten Formfaktoren, die die komplizierten Quark-Gluon Prozesse von ausgedehnten Hadronen phänomenologisch beschreiben, werden in Monopolform parametrisiert.

Streuphasenanalysen sind die Schnittstelle zwischen Experiment und Theorie, wobei man schon aus der Energieabhängigkeit einzelner Streuphasen qualitative Aussagen über die Wechselwirkung treffen kann. Zur quantitativen Beschreibung der Wechselwirkung muß jedoch eine vollständige[4] Streuphasenanalyse vorliegen. Die Genauigkeit, mit der Streuphasenanalysen durchgeführt werden können, hängt von der Anzahl und Präzision der experimentellen Daten ab. Im Fall spinbehafteter Teilchen nimmt die Zahl der Streuamplituden und damit die Zahl der Streuphasen aufgrund des Spinfreiheitsgrades zu, weshalb Daten aus Polarisationsexperimenten zur Bestimmung der Streuphasen in der NN-Streuung notwendig sind. Aber selbst für ein einfaches Baryon-Baryon System wie das Proton-Proton System gibt es bislang für Energien oberhalb von 1 GeV einen nur sehr lückenhaften Datensatz sowohl an unpolarisierten als auch an polarisierten Observablen (siehe z.B. Abb. 2.1 - 2.7).

Aus diesem Grund sollen mit dem Experiment EDDA (**E**xcitation Function **D**ata Aquisition **D**esigned for Phase Shift **A**nalysis), das als erstes internes Experiment am Targetplatz TP2 in den COSY-Ring eingebaut ist, sehr präzise Messungen von Anregungsfunktionen der elastischen Proton-Proton Streuung über einen großen Energie- und Winkelbereich durchgeführt werden. In ca. 1-2 MeV großen Energieschritten sollen sowohl der unpolarisierte, differentielle Wirkungsquerschnitt als auch 4 Polarisationsobservable über den gesamten COSY-Energiebereich von 0.25 GeV bis 2.5 GeV gemessen werden. Somit wird in diesem Energiebereich die Möglichkeit bestehen, detaillierte Streuphasenanalysen über einen großen, zusammenhängenden Energie- und Winkelbereich durchzuführen.

Diese Untersuchungen sollen auch einen wichtigen Beitrag zur der bislang noch immer kontrovers diskutierten Frage nach der Existenz von Dibaryonen liefern. Solche dibaryonischen Resonanzen (Baryonenzahl B = 2), die als quasigebundene Sechsquarkzustände (q^6, q^5q^1, q^4q^2, q^3q^3,...) angesehen werden, sind im Rahmen verschiedener Quark-Bag Modelle ([LOC89], [LOM85], [MUL83]) berechnet worden. Da nur das Gesamtsystem nach außen hin farbneutral erscheinen muß, können sich die einzelnen Quarkcluster eines Dibaryons in Farbmultiplettzuständen befinden. Die Signatur solcher exotischen Resonanzen sind kleine Resonanzbreiten ($\Gamma < 50$ MeV) mit Elastizitäten von $\Gamma_{el}/\Gamma \approx 0.1$, wobei sich die Resonanzstruktur in einem Argand-Diagramm als ein schneller, dem Uhrzeigersinn entgegengesetzter Streuphasenwechsel im Bereich der Resonanzenergie zeigt (in Abb 1.2 sind zwei in der Literatur diskutierte Kandidaten gezeigt). Experimentelle Hinweise auf exotische Zustände gibt es in den Observablen σ_{tot}, $\Delta\sigma_L$, A_Y und A_{YY} des Proton-Proton Systems (z.B. [GEO65], [BER85], [SHIM88], [AUE89], [BAL93], [SHI94]). Im COSY-Energiebereich sind jedoch bis heute viele der anfänglich vermuteten Resonanzstrukturen durch spätere Messungen nicht bestätigt worden. Betrachtet man den Weltdatensatz an Observablen der elastischen Proton-Proton Streuung (s. Kapitel 2), so ist die Existenz dibaryonischer Strukturen im elastischen Kanal des Proton-Proton Systems nach wie vor eine offene Frage. Erst eine

[4] 'Vollständig' bedeutet in diesem Zusammenhang, daß die Energieabhängigkeit sämtlicher Streuphasen über einen großen Energiebereich bekannt sein muß.

Abb. 1.2 Streuphasenanalysen der elastischen pp-Streuung in einem Energiebereich bis 1.3 GeV;
·-·- Analyse von R. Arndt et al. [ARN87]; --- Analyse von J. Bystricky et al. [BYS87]
Die Punkte repräsentieren energieunabhängige und die Linien energiegemittelte Streuphasenanalysen

(a) Streuphase $^1D_2$; eine resonanzähnliche Struktur zeigt sich in beiden Analysen
(b) Streuphase $^3F_3$; nur die Analysen von [ARN87] lassen eine resonanzähnlichen Verlauf vermuten

systematische Messung mit einer hohen Energieauflösung über den gesamten Energiebereich kann hier zur Klärung beitragen. Die Messung von Anregungsfunktionen mit einem internen Target, wie es im EDDA-Experiment realisiert wird, stellt für diese Untersuchungen die ideale experimentelle Meßmethode dar.

1.2 Das EDDA-Experiment

Das EDDA-Experiment ist ein internes Targetexperiment am Beschleuniger COSY, in dem die Anregungsfunktionen des unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/d\Omega$ sowie der Polarisationsobservablen A_y, A_{yy}, A_{xx} und A_{xz} der elastischen Proton-Proton Streuung mit einer hohen relativen Genauigkeit (< 1%) über einen großen Winkel- und Energiebereich gemessen werden. Die Verwendung eines internen Targets eröffnet die Möglichkeit, die schnelle Energievariation während der Hochbeschleunigung des COSY-Strahls zur Messung von Anregungsfunktionen in sehr feinen Energieschritten über den gesamten COSY-Energiebereich von 0.5-2.5 GeV auszunutzen. Dabei wird die Energieauflösung nur durch die Impulsauflösung $\Delta p/p$ des Strahls, durch die Genauigkeit der Strahlimpulsbestimmung und durch die Zahl an Meßintervallen in der linearen Beschleunigungsrampe festgelegt. Für das EDDA-Experiment wird eine Energieauflösung von

Abb. 1.3 Schematische Zeichnung des EDDA-Detektors; die **Außenschale** besteht aus 2·29 Szintillatorhalbringen und 32 Szintillatorstäben; die Länge der Außenschale beträgt ca. 1m, der Durchmesser ca. 320 mm; die **Innenschale** setzt sich aus insgesamt 4 Lagen zusammen, wobei auf jede Lage 160 szintillierende Fasern in Schraubenlinienform aufgewickelt sind; aufgrund des alternierenden Wicklungssinns der Lagen kann der Durchstoßpunkt eines Teilchens ermittelt werden

ΔE = 1-2 MeV erreichbar sein. Durchfährt man, entsprechend der gewünschten statistischen Genauigkeit, viele Beschleunigungsrampen ('multipass-Technik' [HIN89]), so mitteln sich statistisch auftretende Strahlschwankungen heraus. Die hohe relative Genauigkeit dieser Meßmethode gegenüber Messungen von externen Targetexperimenten wird in Kapitel 2 noch näher dargestellt.

Der zeitliche Ablauf des EDDA-Experiments gliedert sich in 2 Phasen. In der 1.Phase wird der unpolarisierte, differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ mit Hilfe eines ca. 5 µm dicken Polypropylen-Fädchentargets (CH_2) [MOS94] gemessen. Der Untergrund, der hauptsächlich aus der quasi-elastischen Streuung von Protonen an den C-Kernen der CH_2-Moleküle stammt, kann mit Hilfe eines Kohlenstoff-Fädchentargets bestimmt werden. Aufgrund der sehr hohen Targetdichte von ca. 10^{20} Nukleonen/cm^2 muß die Intensität des Strahls auf einen Wert von $1 \cdot 10^7$ Protonen eingestellt werden, um die zufällige Koinzidenzrate hinreichend klein zu halten (s. dazu Abschnitt 4.4). Die Luminosität beträgt dann in dieser 1. Phase $L \approx 2 \cdot 10^{30}$ cm^{-2} s^{-1}. Wesentliche Voraussetzung für die Messung des unpolarisierten, differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/d\Omega$ in einem internen Targetexperiment ist ein relativ genaues, zur Luminosität proportionales Signal. Im EDDA-Experiment wurden deshalb 2 verschiedene Luminositätsmonitore entwickelt [SCHE94], die eine gegenseitige Kontrolle erlauben.

Einerseits wird der Sekundärelektronenstrom, der zum Fädchentarget[5] fließt und

[5] Durch die Wechselwirkung der CH_2-Moleküle mit den Protonen des COSY-Strahls werden Elektronen aus dem Fädchentarget herausgeschlagen. Der entsprechend über die Masse auf das Fädchen nachfließende Strom wird im folgenden als '**Sekundärelektronenstrom**' bezeichnet. Um die Leitfähigkeit des CH_2-Fädchens zu erhöhen, wird die Oberfläche des Fädchens mit einer sehr dünnen Aluminiumschicht

proportional zur Luminosität ist, mit einem schnellen und sehr empfindlichen Strommeßgerät (SEM = **S**ekundär**e**lektronen**m**onitor) bestimmt. Andererseits wird die Zählrate der höherenergetischen Sekundärelektronen, die in den Detektor gestreut werden, mit vier, jeweils um 90° im Azimutwinkel versetzten Halbleiterdetektoren (PIN-Dioden) unter einem Streuwinkel von θ_{LAB} = 40° gemessen. Mittels des bekannten Rosenbluth- Wirkungsquerschnittes der Reaktion p+e -> p+e (s. z.B. [PER87]) kann daraus die aktuelle Luminosität berechnet werden.

Die 2. Phase des EDDA-Experiments beginnt mit der Messung von Polarisationsobservablen. In dieser Phase wird das Fädchentarget durch einen polarisierten Atomstrahl ersetzt. Steht dann noch ein polarisierter COSY-Strahl zur Verfügung, so können insgesamt 4 Polarisationsobservable A_y, A_{yy}, A_{xx} und A_{xz}[6] gemessen werden. Die Dichte des Atomstrahls liegt im Wechselwirkungsbereich mit dem Strahl bei ca. $1 \cdot 10^{12}$ Protonen/cm^2, so daß sich für die maximal mögliche Strahlintensität von $1 \cdot 10^{11}$ Protonen im COSY-Ring eine Luminosität von $L \approx 1.5 \cdot 10^{29}$ cm^{-2} s^{-1} ergibt.

Da die elastische Proton-Proton Streuung im COSY-Energiebereich den dominanten Anteil zum totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} beiträgt (s. Abb. 1.4), kann der Trigger des EDDA-

Abb. 1.4 Totaler Wirkungsquerschnitt σ_{total} der Reaktion pp->X und totaler elastischer Wirkungs-querschnitt $\sigma_{elastic}$ der Reaktion pp->pp für Impulse zwischen 0.1 - 10^4 GeV/c [RPP90]

Detektors auf 2 Bedingungen beschränkt werden. Zum einen liegen die Ejektile der elastischen Proton-Proton Streuung koplanar in der Streuebene, d.h. die Differenz $\Delta\varphi$ der Azimutwinkel φ_1 , φ_2 der Ejektile beträgt 180° (Gl. 1.1).

(21 μg/cm^2) bedampft [MOS94].

[6] In Kapitel 2 und Anhang A wird näher auf diese Observablen eingegangen.

$$\Delta\varphi = |\varphi_1 - \varphi_2| = 180° \tag{1.1}$$

Andererseits erfüllen die Streuwinkel θ_1, θ_2 der auslaufenden Protonen eine einfache kinematische Beziehung

$$\tan(\theta_1) \cdot \tan(\theta_2) = \frac{1}{1 + \frac{T}{2m_p}} \tag{1.2}$$

mit T = Strahlenergie und m_p = Protonenmasse. Ein mit diesen beiden Bedingungen konzipierter Trigger verwirft ungefähr 80-85% aller Untergrundereignisse im Detektor, wie Monte-Carlo Simulationen zeigen [THE92].

Die Geometrie des EDDA-Detektors ist der Proton-Proton Kinematik im Laborsystem angepaßt (Abb.1.3). Da der maximale Streuwinkel der elastischen pp-Streuung im Laborsystem 90° beträgt, befindet sich der aktive Teil des Detektors vom Target aus gesehen nur strahlabwärts. Der abdeckte Streuwinkelbereich liegt zwischen $\theta_{LAB} = 10°$ und $\theta_{LAB} = 72°$, was aufgrund der azimutalen Detektorsymmetrie ca. 87% des gesamten Raumwinkels der elastischen pp-Streuung entspricht. Die rotationsymmetrische Anordnung der Detektorelemente ist bei der Messung von Polarisationsobservablen besonders vorteilhaft, weil man aus den Ereignissen im gesamten Azimutwinkelbereich systematische Fehler leichter erkennen und korrigieren kann. In Abbildung 1.3 ist der EDDA-Detektor schematisch dargestellt. Man erkennt 2 konzentrisch um das Strahlrohr angeordnete Szintillatorschalen, die Innen- und Außenschale.

Die Außenschale besteht aus 32 gleichartigen Szintillatorstäben mit dreieckigem Querschnitt und 2·29 Szintillatorhalbringen mit recheckigem Querschnitt. Die überlappende Anordnung der Stäbe garantiert, daß die im Target elastisch gestreuten Protonen genau 2 Stäbe durchdringen. Über das Verhältnis der in diesen beiden Stäben deponierten Energien ('Amplitudenteilung') wird die Azimutwinkelauflösung von $\Delta\varphi = 22.5°$ auf ca. 2° [BOL92] verbessert. In gleicher Weise läßt sich die Winkelauflösung der Halbringe erhöhen. Mit Hilfe der Amplitudenteilung erreicht man hier eine Streuwinkelauflösung im CM-System von $\theta_{CMS} \approx 1°$ [WOL92]. Aus geometrischen Gründen sind die vom Target aus gesehen ersten 8 Halbring-elemente aus szintillierenden Fasern aufgebaut. Die gesamte Außenschale ist im Februar 1994 am Targetplatz TP2 in den COSY-Ring eingebaut worden; im März 1994 fanden die ersten Detektortests und Messungen statt.

Die Innenschale des EDDA-Detektors ist ein im Vergleich zur Außenschale hochgranularer Detektor, der direkt auf das Strahlrohr aufgebracht ist. Sie besteht aus insgesamt 4 Lagen, wobei jede Lage aus 160 helixförmig gewickelten, szintillierenden Fasern aufgebaut ist. Aufgrund des alternierenden Wicklungssinns der 4 Lagen kann der Durchstoßpunkt eines

geladenen Teilchens berechnet und mit den Informationen der Außenschale der Vertex einer Reaktion rekonstruiert werden. Die Vertexrekonstruktion ist besonders in der 2. Phase des

Experiments wichtig, da die Wechselwirkungszone zwischen dem polarisierten Atomstrahl und dem COSY-Strahl eine Ausdehnung von $\sigma_y \approx \sigma_z \approx 5$ mm erreicht. Das Target ist also in diesem Fall relativ zu den Detektormaßen nicht mehr punktförmig.

1.3 Thema

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Innenschale des EDDA-Detektors konzipiert und zum Teil aufgebaut. Der komplette Aufbau der Innenschale wird voraussichtlich noch 5 Monate Zeit in Anspruch nehmen, so daß der Einbau in den COSY-Ring frühestens im Oktober 1994 erfolgen kann. Die Schwerpunkte dieser Arbeit lagen in der Auswahl der geeigneten Detektorkomponenten (Photomultiplier, szintillierende Fasern und Frontend-Elektronik) sowie in der Entwicklung und Realisierung einer optimalen Helixgeometrie. Die wesentlichen Informationen dazu werden in Kapitel 4 zusammengestellt.

Da schon im Herbst 1993 die Datenaufnahme, das EDDA-Target und ein Luminositätsmonitor zur Verfügung standen, wurde mit einer relativ einfach gehaltenen Teleskop-Hodoskop Anordnung untersucht, inwieweit das Meßprinzip des EDDA-Experiments, die Messung von Anregungsfunktionen der elastischen pp-Streuung in der Beschleunigungsrampe des COSY-Strahls, bereits funktioniert. In einer Testmessung wurde dazu die Anregungsfunktion von $d\sigma/d\Omega(\theta_{CMS} \approx 90°)$ in einem Energiebereich von 471 MeV bis 659 MeV mit einem CH_2-Fädchentarget gemessen. In diesen Vorversuchen wurde auch die Frage, inwieweit sich die quasi-elastisch gestreuten Protonen der Reaktion $p^{12}C \rightarrow {}^{11}Bpp$ von den rein elastisch gestreuten Protonen trennen lassen. Die Energie des COSY-Strahls betrug in dieser Messung 747 MeV, der zu diesem Zeitpunkt maximal erreichbaren Strahlenergie. Die Ergebnisse dieser beiden Testmessungen werden in Kapitel 5 dargestellt.

Kapitel 2 gibt auszugsweise einen Überblick über den Weltdatensatz an bisher gemessenen Observablen der elastischen pp-Streuung im COSY-Energiebereich.

Kapitel 3 zeigt anhand von Simulationsrechnugen, wie sensitiv die Observablen $d\sigma/d\Omega$, A_y, A_{yy}, A_{xx} und A_{xz} auf schmale Resonanzen in Anregungsfunktionsmessungen sein können.