2. Interne Targets

2.1 Internes CH_2 Fadentarget

In der Phase 1 des **EDDA**-Experiments besteht das Target aus einem dünnen CH_2 Polypropylenfaden mit 8 μm Durchmesser. Gegenüber technisch aufwendigen und teuren Gastargets ist dieses Fadentarget leicht handhabbar und erlaubt sehr hohe Zählraten. Die Flächendichte der freien Wasserstoffprotonen beträgt effektiv etwa $2.8 \cdot 10^{16}$ Protonen/cm^2 gegenüber etwa $2 \cdot 10^{14}$ Protonen/cm^2 bei einem H_2-Jet Target [Gar 85]. Ein großer Vorteil des Fadentargets ist die Eingrenzung der Wechselwirkungszone in zwei von drei Raumrichtungen auf sehr kleine Ausdehnungen. Wird der **COSY**-Strahl so fokussiert, daß er eine elliptische Form annimmt, deren große Halbachse senkrecht zur Fadenachse steht, so ist die Wechselwirkungszone in der dritten Raumrichtung (x-Achse) praktisch durch die kleine Halbachse festgelegt. Die Strahlführung kann so eingestellt werden, daß Werte der Standardabweichung von $\sigma_x = 1.2$ mm möglich sind. Die folgende Abbildung 2.1 illustriert die Verhältnisse.

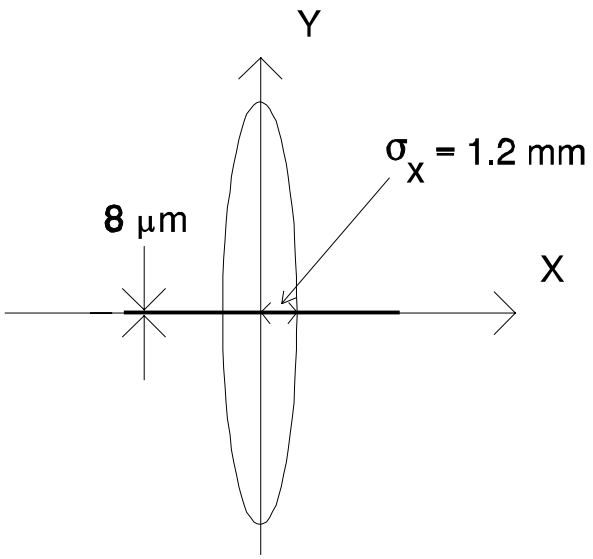

Abb. 2.1 Wechselwirkungszone mit einem Fadentarget in Phase 1

Ein möglichst punktförmiges Target ist für die schnelle Darstellung von Anregungsfunktionen aus den Triggerinformationen und den darin enthaltenen Durchstoßpunkten der äußeren Lage [Schwa 91] wünschenswert, da wegen der hohen Zählrate keine nachträgliche Spurverfolgung dieser Daten möglich ist.

Ein kritischer Punkt an diesem Target ist dessen Einfluß auf den rezirkulierenden **COSY**-Strahl. Diese im wesentlichen durch Kleinwinkelstreuung verursachten Effekte werden in Kapitel 2.5 diskutiert.

Neben der Störung des Strahls durch das Target wirkt auch umgekehrt der Strahl auf das Target. Ein unbehandelter Faden stellt praktisch einen Isolator dar, der sich ohne geeignete Maßnahmen während der Bestrahlung auflädt.

2.2 Bedampfung von Polypropylenfäden

Das Verhalten von bedampften Targets aus Polypropylenfäden wurde, im Rahmen einer Diplomarbeit, im Protonenstrahl des Bonner Isochronzyklotrons untersucht [Mos 91]. Zur Simulation der Verhältnisse im **COSY**-Ring wurde die Strahlintensität und -form so gewählt, daß die im Target freigesetzte Leistung, unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Energieverluste bei 14.5 MeV und 1.5 GeV, gleich ist.

Da das Targetmaterial bereits Kohlenstoff enthält, liegt es nahe, eine Bedampfung mit Kohlenstoff zu versuchen. Durch die Bedampfung sinkt der elektrische Widerstand der Fäden in den Bereich einiger MΩ und man ist in der Lage, den Sekundärelektronenstrom zu messen, der durch Stöße der Protonen mit den Oberflächenelektronen im Target entsteht [Ste 57]. Dieser Strom ist dem Strahlstrom proportional und kann als Signal zur relativen Normierung verwendet werden. Dies setzt aber vorraus, daß sich die elektrischen Eigenschaften der aufgedampften Kohlenstoffschicht während der Bestrahlung nicht ändern. Trägt man bei konstantem Strahlstrom den Sekundärelektronenstrom gegen die Zeit auf, so muß dieser ebenfalls konstant bleiben. Messungen unter **COSY**-ähnlichen Bedingungen haben gezeigt, daß der Sekundärelektronenstrom mit der Zeit abnimmt und

daher eine Bedampfung mit Kohlenstoff nicht in Frage kommt. Mikroskopische Untersuchungen haben ergeben, daß die Oberfläche nach der Bestrahlung radiale Risse aufweist, die möglicherweise zu erhöhten Kontaktwiderständen führen, und so den Stromfluß verändern.

Eine geignete Alternative stellt die Bedampfung mit Aluminium dar, bei der die Sekundärelektronenstromemission zeitlich konstant ist. Der Nachteil liegt im Aluminium als unerwünschtes zusätzliches Targetmaterial. Bei einer 8 μm Faser und einer Bedampfungsdicke von 0.03 μm beträgt der, auf die freien Protonen des Wasserstoff bezogene, Anteil der Massenbelegung etwa 9%. Inwieweit zusätzlicher Untergrund durch das Aluminium erzeugt wird, der nicht durch die relativ scharfen Triggerbedingungen ausgefiltert wird, muß noch simuliert werden [Gro 92]. Ein weitaus größerer Beitrag zum Untergrund stammt aus den quasielastischen Streuprozessen an den im ^{12}C gebundenen Protonen, die im folgenden kurz diskutiert werden.

2.3 Der Einfluß von Streuprozessen an den Nukleonen des Kohlenstoffs

Bei einem CH_2-Target beträgt das Verhältnis von freien Protonen des Wasserstoffs zu den im Kern gebundenen Protonen des Kohlenstoffs 2:6. Die im Kohlenstoffkern gebundenen Protonen führen eine Fermibewegung im Kernpotential aus, und mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit findet an diesen Protonen eine quasielastische Streuung statt. Diese Streuprozesse erzeugen den dominanten Untergrundanteil. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der freien elastischen Proton-Proton Streuung hat bei $\theta_{cm} = 90^o$ ein ausgeprägtes Minimum. Im Gegensatz dazu sagt ein weiterentwickeltes internucleares Kaskadenmodell von Bertini [The 92] eine Gleichverteilung der quasielastischen Streuprozesse voraus, so daß die Verhältnisse bei diesem Winkel besonders ungünstig werden. Prinzipiell kann der Anteil, der vom Trigger nicht ausgefilterten Reaktionen, aus diesem Kanal umso kleiner gehalten werden, je besser die Winkelauflösung des Detektors ist. In einer Messung mit einem CH_2 Folientarget von Arignon et al [Ari 87] am SATURNE Beschleuniger in Saclay betrug der Anteil der quasielastischen Prozesse, bei einer Winkelauflösung von $\Delta\varphi = 3^o$ und $\Delta\theta_{cm} = 2.5^o$, etwa 6%. Gemessen wurde bei einer

Energie von 1.8 GeV unter einem Streuwinkel von θ_{cm} = 82°. In einem anderen Experiment mit einem CH_2 Fadentarget von Shimizu et al [Shi 89] wurde, bei einer Energie von 1.1 GeV unter θ_{cm} = 35°, ebenfalls ein Untergrund von etwa 6% gemessen. Die Winkelauflösung betrug $\Delta\varphi$ = 5° und $\Delta\theta_{cm}$ = 14°. Obwohl die Winkelauflösung deutlich schlechter ist, liegt der Anteil der quasielastischen Streuprozesse in derselben Größenordnung, was ein Hinweis auf die besonders ungünstigen Verhältnisse bei θ_{cm} = 90° ist. Wie die Verteilung dieser quasielastischen Streuprozesse unter den Annahmen des verwendeten Modells im **EDDA**-Detektor zu erwarten ist, wird zur Zeit gerechnet [The 92].

Unabhängig davon, wie diese Verteilung im einzelnen aussieht, kann diese durch eine Messung mit einem reinen ^{12}C-Fadentarget experimentell bestimmt werden. Es besteht auch die Möglichkeit, ein mit Aluminium bedampftes Kohlenstofftarget zu verwenden, um gleichzeitig den Aluminiumuntergrund mitzumessen. Wie man aufgrund einer solchen zusätzlichen Messung den Anteil der quasielastischen Streuprozesse unter Berücksichtigung von Normierungsproblemen ermittelt, ist ausführlich in einem Artikel von J. Bystricky et al. [Bys 85] beschrieben.

2.4. Der Nachweis von δ-Elektronen zur Messung der Luminosität

Beim Durchgang geladener Teilchen durch Materie werden durch Ionisationsprozesse unter anderem hochenergetische δ-Elektronen erzeugt. Die maximale Energie dieser Elektronen für einen einlaufenden Protonenstrahl ist gegeben durch [RPP 90] :

$$T_{\max} = \frac{2\, m_e\, \beta^2\, \gamma^2\, c^2}{1 + 2\,\gamma\, m_e/m_p + (m_e/m_p)^2} \qquad (2.4.1)$$

Dabei ist m_e ist die Elektronenmasse, m_p die Protonenmasse und β die Geschwindigkeit der einlaufenden Protonen. Setzt man in diese Gleichung die mittlere Protonenenergie des **COSY**-Strahls von 1.5 GeV ein, so erhält man bei einem Streuwinkel von 0° mit Werten

von

$$\gamma = \frac{E}{m_p} = \frac{T + m_p}{m_p} = 2.60 \qquad (2.4.2)$$

und $$\beta^2 = \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^2} = 0.852 \qquad (2.4.3)$$

für die maximale Elektronenenergie den Wert

$$T_{max} = 5.87 \text{ MeV} \qquad (2.4.4)$$

Die Energie der Elektronen nimmt mit größeren Streuwinkeln ab, bei einem Streuwinkel von $\theta_{lab} = 30^o$ beträgt sie jedoch immer noch $T_e = 1.6$ MeV. Diese hochenergetischen Elektronen dürfen nicht die noch zu besprechende innere Lage aus szintillierenden Fasern erreichen, da sie dort Signale erzeugen, die aufgrund der sehr hohen Zählrate zu unerwünschten Koinzidenzen mit hadronischen Prozessen führen können.

Für den Wirkungsquerschnitt bezüglich des Impulsübertrags t gilt für die elastische Streuung von Protonen an Elektronen die Rosenbluthformel [Käl 64, Gl. (8.45)]. Da die Effekte durch die Formfaktoren und das anomale magnetische Moment des Protons in dem hier betrachteten Energiebereich vernachlässigbar klein sind, reduziert sich die Rosenbluthformel auf folgenden Ausdruck [Käl 65, Gl. (8.31)]:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{(hc)^2\, 2\pi\alpha^2}{t^2} \, \frac{t^2 + 2st + 2(s - m_e^2 - m_p^2)^2}{\lambda(s, m_e^2, m_p^2)} \qquad (2.4.5)$$

Diese Gleichung beschreibt die Streuung von Elektronen an "Dirac"-Protonen und enthält keine kinematischen Näherungen, in denen die Elektronenmasse vernachlässigt wird, da die auftretenden Impulsüberträge t in der Größenordnung der Elektronenmasse m_e liegen. Der Wirkungsquerschnitt ist in Einheiten von $(\hbar c)^2$ angegeben, die über folgende Relation

ausgedrückt werden kann

$$(hc)^2 = (197\ \text{MeV fm})^2 = 0.389\ \text{GeV}^2\ \text{mbarn} \tag{2.4.6}$$

Die Feinstrukturkonstante α ist dann definiert als

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_o hc} = \frac{1}{137} \tag{2.4.7}$$

Für die folgende Betrachtung der kinematischen Größen wurde folgende Nomenklatur von ein- und auslaufenden Teilchen gewählt:

$$\begin{array}{c} p + e \rightarrow e + p \\ 1 + 2 \rightarrow 3 + 4 \end{array} \tag{2.4.8}$$

Das einlaufende Proton ist mit Teilchen 1 bezeichnet, während das auslaufende Elektron als Teilchen 3 definiert ist.

Die invariante Größe s beschreibt die Gesamtschwerpunktsenergie und kann über das Quadrat der Summe der Viererimpulse im Eingangskanal ausgedrückt werden:

$$s = (P_1 + P_2)^2 = m_e^2 + m_p^2 + 2m_e E \tag{2.4.9}$$

Der Impulsübertrag t ist über das Quadrat der Viererimpulsdifferenz des einlaufenden Protons und des auslaufenden Elektrons bestimmt:

$$t = (P_1 - P_3) = 2p_{cm}^2\ (1 - \cos\theta_{cm}) = 4p_{cm}^2 \sin^2(\theta_{cm}/2) \tag{2.4.10}$$

p_{cm} ist der Betrag des Dreierschwerpunktimpulses und θ_{cm} ist der Streuwinkel zwischen einlaufendem Proton und auslaufendem Elektron. Die Funktion λ ist über folgenden Ausdruck definiert:

$$\lambda(s,m_e^2,m_p^2) = s^2 + m_e^4 + m_p^4 - 2sm_e^2 - 2sm_p^2 - 2m_e^2m_p^2 \tag{2.4.11}$$

Für die Umrechnung auf den Wirkungsquerschnitt bezüglich des Raumwinkels gilt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}} = \frac{d\sigma}{dt}\frac{dt}{d\Omega_{cm}} = \frac{1}{2\pi}\frac{d\sigma}{dt}\frac{dt}{d\cos\theta_{cm}} \tag{2.4.12}$$

mit

$$\frac{dt}{d\cos\theta_{cm}} = -2p_{cm}^2 \tag{2.4.13}$$

aus Gleichung (2.4.10). Für die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts bezüglich des Raumwinkels kann folgende Beziehung benutzt werden:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}} = \frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}}\frac{d\cos\theta_{lab}}{d\cos\theta_{cm}} \tag{2.4.14}$$

Mit (2.4.14) erhält man folgende Kurven für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der hochenergetischen δ-Elektronen:

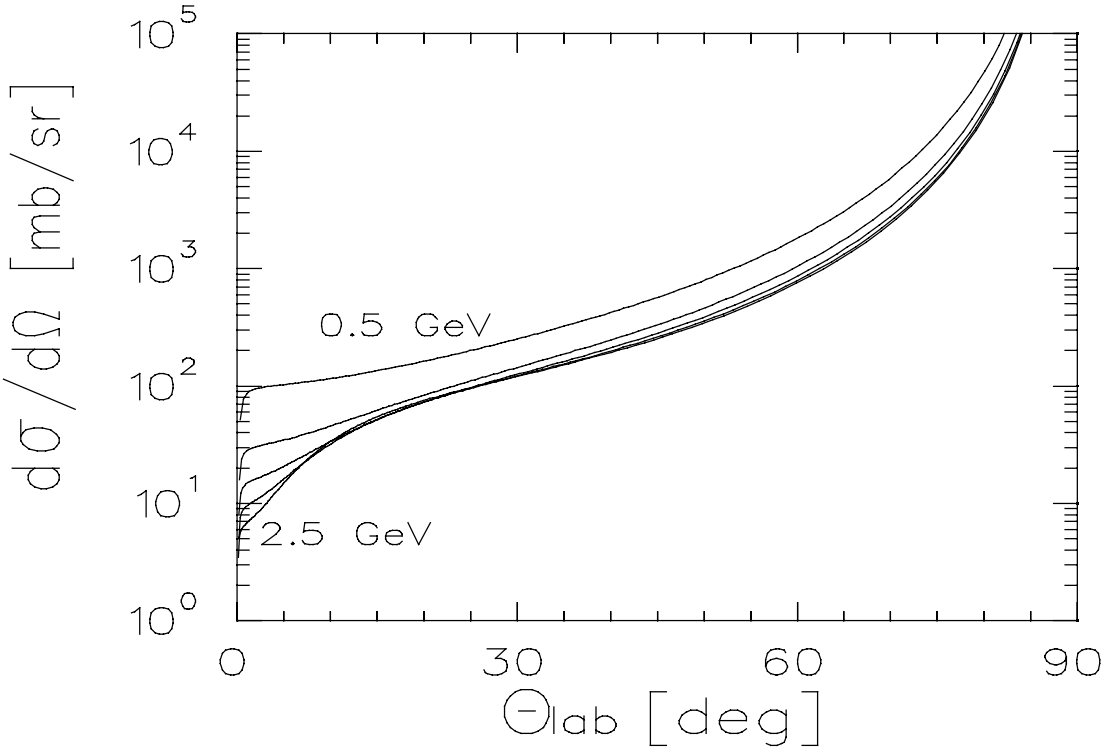

Abb. 2.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt für δ-Elektronen für Protonenenergien von 0.5 bis 2.5 GeV in 0.5 GeV Schritten

Man sieht, daß die Wirkungsquerschnitte für große Laborwinkel schnell ansteigen. Diese Darstellung ist noch nicht sehr aussagekräftig, da die kinetische Energie der Elektronen für große Streuwinkel abnimmt und ein Durchdringen des Strahlrohrs nicht mehr möglich ist. Interessant ist daher die praktische Reichweite der Elektronen im Strahlrohr. Die praktische Reichweite von Elektronen ist auf folgende Weise definiert: Trägt man das Verhältnis der Elektronenintensität vor und nach einem Absorber gegen die Absorberdicke auf, so erhält man zunächst einen linearen Abfall, der in einer exponentiellen Flanke ausläuft. Die praktische Reichweite ist definiert als der Schnittpunkt der extrapolierten linearen Flanke mit der x-Achse. Die praktische Reichweite von Elektronen in Aluminium kann, bis zu kinetischen Energien von 10 MeV, durch folgende Gleichung beschrieben werden:

$$R_p = A\ T\ (1 - \frac{B}{1 + CT}) \qquad [\mathrm{mg/cm^2}] \qquad (2.4.15)$$

mit

$$A = 0.55 \qquad \mathrm{mg/cm^2\ keV^{-1}}$$

$$B = 0.9841 \qquad \mathrm{keV^{-1}}$$

$$C = 0.003 \qquad \mathrm{keV^{-1}}$$

Für die daraus resultierende Reichweite der δ-Elektronen in einem Strahlrohr aus Aluminium erhält man unter Berücksichtigung des schrägen Durchtritts ($1/\sin\theta_{lab}$) folgende Kurven für Protonenenergien zwischen 0.5 und 2.5 GeV .

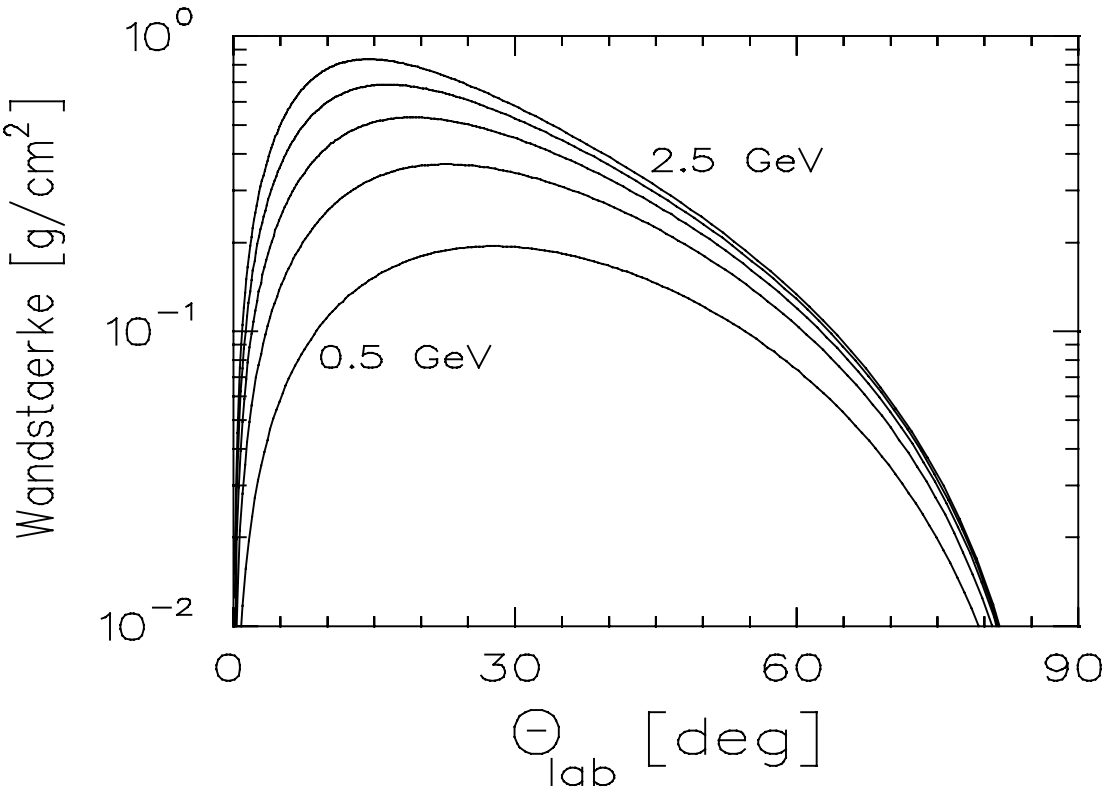

Abb. 2.3 Praktische Reichweite der δ-Elektronen in einem Aluminiumstrahlrohr

Damit die Elektronen bei 2.5 GeV noch gestoppt werden, muß die Massenbelegung des

Strahlrohrs nach Abbildung 2.3 etwa 0.85 g/cm^2 betragen. Bei einer Dichte des Aluminiums von 2.7 g/cm^3 erhält man, mit einem 10% Sicherheitszuschlag, eine Mindestwandstärke von 3.5 mm Aluminium. Zur Reduktion der Kleinwinkelstreuung kann auch eine Kombination von z.B. 1.5 mm Aluminium und 5 mm Polyäthylen eingesetzt werden.

Da der Wirkungsquerschnitt der δ-Elektronen sehr gut berechenbar ist, kann die Luminosität L_δ über die einfache Beziehung

$$N_\delta = L_\delta \sigma_\delta \tag{2.4.16}$$

bestimmt werden. Dazu wird an 4 Stellen des Strahlrohrs die Wandstärke über eine kreisförmige Fläche mit 2 cm Durchmesser auf etwa 0.25 mm reduziert. In diese "Bohrungen" werden Szintillationszähler eingesetzt, mit denen die δ-Elektronen gemessen werden. Durch die geringe Wandstärke erreichen auch die bei niedrigen Einschußenergien erzeugten δ-Elektronen den Szintillator, und können nachgewiesen werden. Diese Luminositätsdetektoren werden bei Streuwinkeln von $\theta_{lab} = 45^o$ eingesetzt, so daß die Elektronen im Szintillator gestoppt, und gleichzeitig mit hoher Zählrate registriert werden. Bei einer "Bohrung" von 2 cm Durchmesser, unter einem Streuwinkel von $\theta_{lab} = 45^o$, wird ein Raumwinkel von 19.6 msr abgedeckt. Der Wirkungsquerschnitt beträgt bei diesem Winkel, bei 2.5 GeV Einschußenergie der Protonen, etwa $\sigma_\delta = 0.26$ b/sr. Für die Luminosität bezüglich der Streuung von Protonen an Elektronen im CH_2 erhält man, über die Luminosität pro Nukleon (2.6.8), einen Wert von $L_\delta = 8.3 \cdot 10^{30}$ cm^{-2} s^{-1} . Daraus folgt mit (2.4.16) eine Zählrate von etwa 42 kHz pro Detektor. Bei einer Einteilung der Meßintervalle von 3 ms entspricht das, summiert über alle 4 Detektoren, einem statistischen Fehler von 4.4% bei einer Beschleunigungsrampe. Bei 1000 dieser Beschleunigungsrampen, die bequem an einem Tag gemessen werden können, sinkt der statistische Fehler auf unter 0.1% . Durch die Verwendung von 4 Detektoren, die paarweise gegenüberliegen und um 90^o gedreht angeordnet sind, können mögliche Störungen des Elektronenflusses durch Dipol- und Quadrupolfelder kompensiert werden.

2.5 Störung des COSY-Strahls durch das Target

In diesem Kapitel wird das Verhalten der Strahlemittanz in einem Synchrotron mit internem Target beschrieben. Das Ziel ist die Bestimmung einer Gleichgewichtsemittanz, aus der die Strahlfleckgröße berechnet werden kann. Eine ausführliche Darstellung wird in Kürze veröffentlicht [Hin 92].

Bei der Hochbeschleunigung geladener Teilchenstrahlen in einem Synchrotron wird die transversale Emittanz mit zunehmendem Impuls p kleiner und folgt der Beziehung

$$d\varepsilon = -\varepsilon \frac{dp}{p} \tag{2.5.1}$$

Ein internes Target verursacht aufgrund der Kleinwinkel-Coulomb-Streuung und des Energiestragglings ein Emittanzwachstum $\Delta\varepsilon$. Am Targetplatz wird die Strahlführung im **COSY**-Ring so eingestellt, daß die Ortsdispersion praktisch Null ist. Für diesen Spezialfall kann das Emittanzwachstum $\Delta\varepsilon$ ausgedrückt werden durch

$$\Delta\varepsilon = \frac{1}{2} \cdot \beta \cdot \theta^2_{rms} \tag{2.5.2}$$

β ist die Beta Funktion des Beschleunigers und θ_{rms} der mittlere quadratische Streuwinkel der Protonen im Strahl pro Targetdurchgang. Für ein Synchrotron mit internem Target wird dann aus (2.5.1)

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\Delta\varepsilon}{T} - \frac{\varepsilon}{p} \cdot \frac{dp}{dt} \tag{2.5.3}$$

Die Umlaufperiode T ist verknüpft mit dem Umfang U des Synchrotrons und der Geschwindigkeit v der Protonen.

$$T = \frac{U}{v} \tag{2.5.4}$$

Ausgehend von (2.5.3) kann man eine Gleichgewichtsemittanz berechnen, bei der das Emittanzwachstum $\Delta\varepsilon$ bei der Hochbeschleunigung durch die adiabatische Dämpfung kompensiert wird. Der mittlere quadratische Streuwinkel pro Umlauf kann aus der Beziehung

$$\theta_{rms} = Z \cdot \frac{14.1\,MeV}{p \cdot v} \cdot \sqrt{\frac{L_{eff}}{L_{rad}}} \tag{2.5.5}$$

berechnet werden. Dabei ist Z die Ladungszahl der Projektile, L_{eff} die effektive Targetdicke und L_{rad} die Strahlungslänge des Targetmaterials. Für ein Fadentarget mit Radius r und einem gaußförmigen Strahlprofil in y-Richtung mit Standardabweichung

$$\sigma_y = \sqrt{\varepsilon \cdot \beta_y} \tag{2.5.6}$$

kann die effektive Targetdicke durch das Produkt von mittlerer Ausdehnung des Targets in z-Richtung (2.6.5) und der Strahlintensität, die das Target durchdringt (2.6.7), definiert werden über

$$L_{eff} = \frac{\pi r^2}{\sqrt{2\pi\varepsilon_y\beta_y}} \tag{2.5.7}$$

Durch Einsetzen in (2.5.3) erhält man die Bedingungsgleichung für $d\varepsilon/dt = 0$, d.h. für eine konstante Emittanz während der Hochbeschleunigung. Damit ergeben sich folgende Randbedingungen:

i. Die Beschleunigungsrampe muß dann so programmiert werden, daß

$$\frac{dp}{dt} = \frac{K_A}{pv} \tag{2.5.8}$$

ii. Die Startemittanz muß so präpariert werden, daß

$$\varepsilon_{start} = K^{2/3} \tag{2.5.9}$$

Wenn die Bedingung (2.5.9) am Startpunkt nicht erfüllt ist, erhält man eine Differentialgleichung vom Bernoulli-Typ mit einer Lösung, bei der die Emittanz asymptotisch gegen einen konstanten Wert läuft, d.h. $\varepsilon(p) \rightarrow K^{2/3}$ für $p \rightarrow \infty$.

Die Konstante K ist gegeben durch

$$K = \frac{K_T}{K_A} \sqrt{\beta} \tag{2.5.10}$$

Die Größe K_T ist eine Konstante, die Parameter des Fadentargets enthält und auf folgende Weise definiert ist

$$K_T = \frac{(Z14.1MeV)^2 r^2}{L_{rad} U} \sqrt{\frac{\pi}{8}} \tag{2.5.11}$$

Die Konstante K_A ist über die Beziehung (2.5.8) definiert und legt letztlich die Gleichgewichtsemittanz fest.

Bisher wurde vereinfacht von einer Emittanz ε gesprochen. Tatsächlich muß die transversale Emittanz durch eine x- und y-Komponente beschrieben werden. Man erhält dann zwei gekoppelte Differentialgleichungen, die durch Einführung des Skalierungsfaktors

β_x/β_y entkoppelt werden können. Aus (2.5.9) werden damit zwei Gleichungen, die die Gleichgewichtsemittanz in x- und y-Richtung festlegen:

$$K = \frac{K_T}{K_A}\sqrt{\beta_y} \tag{2.5.12}$$

$$\varepsilon_y(p) = K^{2/3} \tag{2.5.13}$$

$$\varepsilon_x(p) = \frac{\beta_x}{\beta_y} K^{2/3} \tag{2.5.14}$$

Aus diesen Gleichgewichtsemittanzen können mit (2.5.6) die Standardabweichungen eines gaußförmigen Strahlprofils berechnet werden. In der folgenden Rechnung werden diese Emittanzen bei Verwendung eines 8 µm CH_2-Fadentargets und einem Startwert von P = 1 GeV/c bestimmt.

Mit einer Strahlungslänge von L_{rad} = 0.4817 m und einem **COSY**-Ringumfang von U = 183.5 m erhält man für die Targetkonstante K_T aus (2.5.11)

$$K_T = 2.255\ 10^{-11} \qquad MeV^2 \tag{2.5.15}$$

Wird das Target bei einem Strahlimpuls von p = 1 GeV in den Strahl gefahren, so erhält man für Protonen mit der Ruhemasse m = 928.27 MeV/c^2 den Wert

$$pv = \frac{p^2}{\sqrt{p^2 + m^2}} = 0.73\ \text{GeV} \tag{2.5.16}$$

Die Beschleunigerrampe soll am Startpunkt mit dp/dt = 2 (GeV/c)/s gefahren werden, so daß man aus (2.5.8) den Startwert

$$K_A = 1.46\ (GeV^2/c)/s = 0.0049\ MeV^2/m \tag{2.5.17}$$

erhält. Am internen Strahlplatz TP 2 werden die Betafunktionen in der Größenordnung β_x = 1.3 m und β_y = 6.5 m liegen. Mit diesen Werten erhält man für die Konstante K nach (2.5.12) den Wert

$$K = 1.18\ 10^{-8}\ m^{3/2} \tag{2.5.18}$$

Für die Gleichgewichtsemittanzen erhält man aus (2.5.13) und (2.5.14)

$$\varepsilon_y = 5.18 \text{ mm mrad} \tag{2.5.19}$$

$$\varepsilon_x = 1.04 \text{ mm mrad} \tag{2.5.20}$$

Dies entspricht einem Strahlfleck, der charakterisiert ist durch die Standardabweichungen nach (2.5.6)

$$\sigma_y = 5.8 \text{ mm} \tag{2.5.21}$$

$$\sigma_x = 1.16 \text{ mm} \tag{2.5.22}$$

2.6 Zählratenabschätzung für ein 8 µm CH_2-Fadentarget

Die integrale Zählrate N_{tot} über den vollen Raumwinkel ist gegeben durch das Produkt aus Luminosität L und dem totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot}:

$$N_{tot} = L\sigma_{tot} \tag{2.6.1}$$

Die Luminosität ist das Produkt aus der Zahl der Projektile pro Sekunde N_{Strahl} und der Flächendichte der Streuzentren im Target N_{Target} :

$$L = N_{Strahl} N_{Target} \tag{2.6.2}$$

Füllt man den **COSY**-Ring mit $5 \cdot 10^7$ Protonen, so ist die Funktion der Strahldiagnose-systeme noch gewährleistet und bei einer Umlauffrequenz von 1.5 MHz erhält man eine Protonenstrahl mit

$$N_{Strahl} = 5 \cdot 10^7 \cdot 1.5 \cdot 10^6 = 7.5 \cdot 10^{13}\ s^{-1} \tag{2.6.3}$$

Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß dies einem äquivalenten Strahlstrom von 12 μA entspricht. Der mit dieser kleinen Füllung erreichbare externe Strahlstrom ist um die Umlauffrequenz reduziert und beträgt z.B bei einer Extraktionszeit von 1 s nur 8 pA. Dieser hohe äquivalente Strahlstrom ist einer der großen Vorteile bei Experimenten mit internen Targets.

Für die Zahl der Nukleonen im Target gilt

$$N_{Target} = \rho\ N_A\ \Delta z / A \tag{2.6.4}$$

Die Targetdicke ρ beträgt für Polypropylen 0.935 g/cm^3 . N_A ist die Avogadrozahl und Δz die mittlere Targetausdehnung in Strahlrichtung. Wird für die Targetausdehnung in y-Richtung der Durchmesser 2r angenommen, so gilt für die mittlere Ausdehnung in z-Richtung bei einem Radius des CH_2 Targetfädchens von r = 4 μm

$$\Delta z\ \Delta y = \pi\ r^2$$

$$\Rightarrow \qquad \Delta z = \frac{\pi r^2}{\Delta y} = \frac{\pi r^2}{2r} = \frac{\pi}{2} r$$

$$\Rightarrow \qquad \Delta z = 6.28 \cdot 10^{-4}\ \text{cm} \tag{2.6.5}$$

Das Atomgewicht A pro Nukleon beträgt 1 g/mol, so daß man eine mittlere Nukleonenzahl von

$$N_{Target} = 3.536 \cdot 10^{20} \quad \text{Nukleonen/cm}^2 \tag{2.6.6}$$

erhält. Da das Target viel kleiner ist als die Ausdehnung des Strahls, fehlt zur Berechnung der effektiven Luminosität noch ein Korrekturfaktor, der angibt, welcher Anteil I der Strahlintensität I_o das Target trifft. Wird ein gaußförmiges Strahlprofil in y-Richtung angenommen, so gilt für das Verhältnis I/I_o

$$\frac{I}{I_o} = \frac{2r}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_y} \tag{2.6.7}$$

Mit σ_y = 5.8 mm nach (2.5.21) beträgt dieses Verhältnis 1/1817, so daß man eine, bezogen auf die effektive Nukleonendichte des Targets, effektive Luminosität von

$$L_{eff} = 7.5 \cdot 10^{13} \cdot 3.536 \cdot 10^{20} \; \frac{1}{1817} = 1.46 \cdot 10^{31} \quad \text{cm}^{-2} s^{-1} \tag{2.6.8}$$

erhält. Im **COSY**-Energiebereich beträgt der totale Wirkungsquerschnitt pro Nukleon maximal etwa [Rpp 90]

$$\sigma_{tot} = 5 \cdot 10^{-26} \quad \text{cm}^2 \tag{2.6.9}$$

Damit erhält man eine integrale Zählrate von

$$N_{tot} = 1.46 \cdot 10^{31} \cdot 5 \cdot 10^{-26} = 730 \text{ kHz} \tag{2.6.10}$$

Für die Berechnung der Zählrate der elastischen Proton-Proton Streuung N_{elas} muß berücksichtigt werden, daß der elastische totale Wirkungsquerschnitt grob gerechnet einen Faktor 2 kleiner ist und daß von den 14 Nukleonen in CH_2 nur 2 freie Protonen vom Wasserstoff zur Verfügung stehen. Man erhält

$$N_{elas} = \frac{2}{14}\,\frac{1}{2}\,N_{tot} = 52 \text{ kHz} \qquad (2.6.11)$$

Diese Zählrate liegt rund einen Faktor 10 über der maximalen Zählrate, die das Datenaufnahmesystem verarbeiten kann (siehe Kapitel 6). Über diesen Weg der Datenerfassung werden nur 10% der interessanten Ereignisse erfaßt. Man erhält auch mit 5 kHz Zählrate Messungen mit sehr guter Statistik, kann aber zusätzlich die volle Zählrate von 52 kHz, über die schnelle Online-Analyse der Daten der inneren Lage des Detektors, verarbeiten. Diese Analyse beinhaltet auch die Generierung von Anregungsfunktionen in einem "Histogramming Memory" (siehe Kapitel 4).

2.7 Zählratenabschätzung für ein Atomstrahltarget

In der Phase 2 des **EDDA**-Experiments soll die Messung auf Polarisationsobservable ausgedehnt werden. Um möglichst viele Observable messen zu können, wird sowohl ein polarisierter Protonenstrahl im **COSY**-Ring als auch ein polarisiertes Atomstrahltarget entwickelt. Ein polarisierter Protonenstrahl wird in einer Ionenquelle für polarisierte Teilchen erzeugt. Der Bau einer solchen Quelle für **COSY**, die aus den drei Komponenten Dissoziierer, Atomstrahlteil und Ionisierer besteht, wird von einer Kollaboration zwischen Bonn, Köln und Erlangen durchgeführt. Das Atomstrahltarget für das **EDDA**-Experiment besteht im wesentlichen aus einer Kopie der Komponenten Dissoziierer und Atomstrahlteil. Alle Komponenten befinden sich noch im Aufbau, so daß noch keine Zahlen über Strahlintensität, Strahldichte, Strahlprofil u.s.w vorliegen. Für eine Abschätzung der zu erwartenden Zählrate können die Werte einer ähnlichen Ionenquelle verwendet werden, die an der ETH Zürich gebaut wurde [Sin 91]. Danach beträgt die mittlere Zahl der Protonen

pro cm^2 etwa

$$1 \cdot 10^{12} \quad \text{Protonen/cm}^2 \tag{2.7.1}$$

Füllt man den **COSY**-Ring mit der maximalen Intensität von $1 \cdot 10^{11}$ Protonen pro Füllung, so erhält man nach (2.6.2) eine Luminosität von

$$L = 1.5 \cdot 10^{29} \quad \text{cm}^{-2}\ \text{s}^{-1} \tag{2.7.2}$$

Für die integrale Zählrate erhält man nach (2.6.1) einen Wert von

$$N_{tot} = \sigma\ L = 7.5 \quad \text{kHz} \tag{2.7.3}$$

Für die elastische Streuung ist die Zählrate etwa einen Faktor 2 kleiner.Trotz der niedrigen Flächenbelegung im Target erhält man durch die Verwendung eines rezirkulierenden Strahls relativ hohe Zählraten. Der äquivalente Strahlstrom bei dieser Füllung beträgt beachtliche 24 mA, wodurch eine sinnvolle Messung an einem Target mit so niedriger Flächenbelegung erst möglich wird.

Mit diesen Zählraten können vier weitere Polarisationsobservable gemessen werden. Betrachtet man zunächst den Fall nur einer polarisierten Komponente, so kann die Vektoranalysierstärke A_y, bei bekannter Polarisation P, aus der links- rechts-Asymmetrie ε von zwei Detektoren berechnet werden, die in der Reaktionsebene unter symmetrischen Winkeln angeordnet sind. Die folgende Abbildung 2.4 zeigt schematisch die Anordnung der Detektoren.

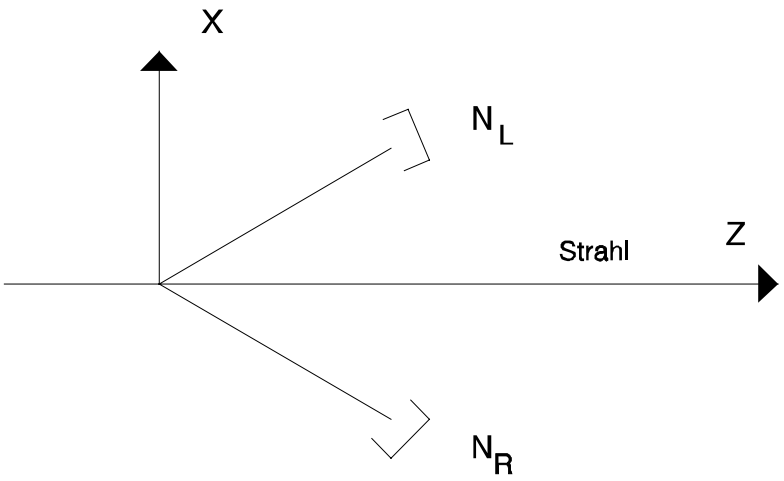

Abb. 2.4 Berechnung der Analysierstärke aus einer links/rechts Asymmetrie

Es gilt:

$$\varepsilon := P_y A_y = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} \tag{2.7.4}$$

Die Komponenten A_x und A_z verschwinden wegen der Paritätserhaltung der starken Wechselwirkung. P ist die Polarisation des Targets oder des Strahls. Bei bekannter Analysierstärke kann (2.7.4) auch zur Bestimmung der Polarisation verwendet werden.

Verwendet man ein polarisiertes Target und einen polarisierten Protonenstrahl, so werden 3 weitere sogenannte Polarisations-Korrelations-Parameter zugänglich:

A_{NN}: Target und Strahl sind in der Normalen polarisiert.

A_{SS}: Target und Strahl sind in der Reaktionsebene polarisiert.

A_{LS}: Target longitudinal polarisiert, Strahl in der Reaktionsebene polarisiert.