Übersicht

Für das am Beschleuniger COSY der KFA Jülich geplante Experiment EDDA zur Aufnahme der Anregungsfunktion der elastischen Proton-Proton-Streuung bei 0,5-2,5 GeV kinetischer Strahlenergie im Laborsystem ist ein internes Wasserstoff-Target vorgesehen. Dazu wurden Fasern aus dem wasserstoffhaltigen Kunststoff Polypropylen mit einem Durchmesser von nur 14 µm mit Kohlenstoff bedampft und somit leitend gemacht. Die Untersuchungen zeigten, daß die so behandelten Fasern als Target geeignet sind. Zusätzlich kann man mit ihnen Strahlprofile mit einer Auflösung besser als 25 µm aufnehmen und die Luminosität relativ monitoren. Die Lebensdauer der Targets, die durch meßbaren Wasserstoffverlust und Materialversprödung als Resultat der Strahlenschädigung begrenzt wird, liegt, bei schonender mechanischer Behandlung, im COSY-Strahl voraussehbar in der Größenordnung eines bis mehrerer Tage.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung . . . . . -7-

1.1 Das EDDA-Experiment . . . . . -7-

1.2 Thema . . . . . -8-

2 Anforderungen an das Target . . . . . -9-

2.1 Targetgeometrie . . . . . -9-

2.2 Mechanische Stabilität . . . . . -10-

2.3 Targetaufheizung . . . . . -12-

2.4 Strahlenresistenz . . . . . -13-

2.5 Untergrund . . . . . -14-

3 Wahl des Targetmaterials . . . . . -15-

4 Planung und Aufbau der Experimente . . . . . -16-

4.1 Simulation der COSY-Bedingungen . . . . . -17-

4.2 Präparation der Fasertargets . . . . . -17-

4.2.1 Leitfähigkeitserhöhung . . . . . -18-

4.2.2 Montage der Fasertargets . . . . . -19-

4.3 Aufbau des Experiments . . . . . -20-

4.3.1 Anordnung in der Streukammer . . . . . -20-

4.3.2 Auswerteelektronik . . . . . -21-

5 Durchführung der Messungen . . . . . -23-

5.1 Programm . . . . . -23-

5.2 Strahlprofilmessung . . . . . -24-

5.2.1 Eichung des Steerer-Magneten . . . . . -24-

5.2.2 Strahlprofile . . . . . -25-

5.3 Luminositätsmessung . . . . . -28-

5.3.1 Prinzip der Messung . . . . . -28-

5.3.2 Einfluß einer Absaugspannung . . . . . -33-
5.4 Strahlenschäden . . . . . -35-
5.4.1 Veränderung der Stöchiometrie . . . . . -35-
5.4.2 Änderung der mechanischen Eigenschaften . . . . . -40-
5.4.3 Erläuterungen zu den Mikrofotografien . . . . . -43-

6 Bewertung der Meßergebnisse . . . . . -44-

7 Zusammenfassung und Ausblick . . . . . -47-

Literatur . . . . . -48-

1 Einleitung

1.1 Das EDDA-Experiment

An der Kernforschungsanlage (KFA) Jülich soll 1993 der Bau eines Synchrotrons mit Strahlkühlung für Protonen und leichte Ionen mit einer Protonenenergie von 0,5 -2,5 GeV abgeschlossen sein. Am Strahlplatz TP2 dieses Beschleunigers COSY (**CO**oler **SY**nchrotron) soll mit dem EDDA-Experiment (**E**xitation **D**ata Acquisition **D**esignd for Phase-Shift-**A**nalysis) die Anregungsfunktion der Reaktion:

$$p + p \rightarrow p + p$$

aufgenommen werden. Ziel ist die sehr genaue Messung von differentiellen Wirkungsquerschnitten $d\sigma/d\Omega$ (Θ) und Polarisationsobservablen, sodaß eine präzise Streuphasenanalyse möglich ist. Dies ist zugleich eine empfindliche Methode, theoretisch vorhergesagte Dibaryonen zu entdecken, falls diese an den elastischen Kanal koppeln. Denn während das 1935 entwickelte einfache Yukawa-Modell in moderner Formulierung die Paar-Wechselwirkung zwischen Nukleonen als Mehr-Pion-Austausch von im Pionenfeld polarisierten farbkraftgesättigten Dreiquarksystemen beschreibt, sagen Modifikationen des MIT-Bag-Modells für bestimmte hohe Energien die vorübergehende Ausbildung eines Sechsquarkzustandes voraus [HOF,87],[HUB,85],[LOC,86]. Über die Lage dieser dibaryonischen Resonanzen machen die verschiedenen Modifikationen des Modells je nach angenommener Stärke der Farbkraft unterschiedliche Aussage. Mit der Sreuphasenanalyse der EDDA-Daten ist es nun möglich, auch amplitudenschwache Resonanzen aufgrund der Verstärkung durch Interferenz mit nichtresonanten Streuamplituden nachzuweisen [MAY,84]. Das Akronym EDDA liest sich daher eingängiger als " Elastic Dibaryons Dead or Alive ". Als Protonentarget für das Experiment sind zwei Konzepte vorgesehen. Um schon direkt nach Inbetriebnahme von COSY Messungen durchführen zu können, wird in der frühen Phase 1 als Target eine wasserstoffhaltige Kunststoffaser verwendet, später dann in Phase 2 ein konstruktiv aufwendigeres polarisiertes Wasserstoff-Atomstrahl-Target gemeinsam mit einem polarisierten COSY-Strahl. Dabei handelt es sich in beiden Fällen um ein internes Target, denn das Prinzip der Messung ist es, das Target nicht nach herkömmlicher Art in einen

extrahierten Strahl zu stellen und die Anregungsfunktion durch stufenweises Erhöhen der Energie aufzunehmen, sondern es direkt in den Ringbeschleuniger einzusetzen und nach der Injektion der Protonen während der Hochbeschleunigung auf Endenergie kontinuierlich zu messen. Die effektive Targetdicke muß dann allerdings aus Gründen des Emittanzwachstums und der Lebensdauer des Strahls sehr klein sein.

1.2 Thema

Der Inhalt der vorliegenden Arbeit ist die Beschreibung der Präparation und der Tests der für Phase 1 vorgesehenen Kunststoffasern auf ihre Tauglichkeit als Targetmaterial. Die Absicht der im Rahmen dieser Arbeit vorgenommenen Untersuchungen war die Klärung der folgenden Fragen:

1) Sind CH_2-Fasern in der geforderten Dicke überhaupt handhabbar?

2) Verändert sich das stöchiometrische Verhältnis von Kohlenstoff zu Wasserstoff im Targetfädchen während der Bestrahlung?

3) Gestattet eine Bedampfung der Fasern mit Kohlenstoff eine ausreichende Erhöhung der an sich außerordentlich geringen Leitfähigkeit und somit eine Messung des Sekundärelektronenflußes aus der Oberfläche?

4) Kann der so gemessene Sekundärelektronenstrom zur Bestimmung der Luminosität verwendet werden?

Da COSY erst 1993 in Betrieb geht, wurden die vorbereitenden Untersuchungen am Bonner Isochronzyklotron unter möglichst genauer Simulation von COSY-Bedingungen durchgeführt.

2 Anforderungen an das Target

2.1 Targetgeometrie

Die am internen Target gestreuten Protonen und die aus dem Target stammenden Rückstoßprotonen werden mit Szintillationszählern nachgewiesen. Die Kunststoffszintillatoren werden wie in Abbildung 1 gezeigt um das Strahlrohr angeordnet:

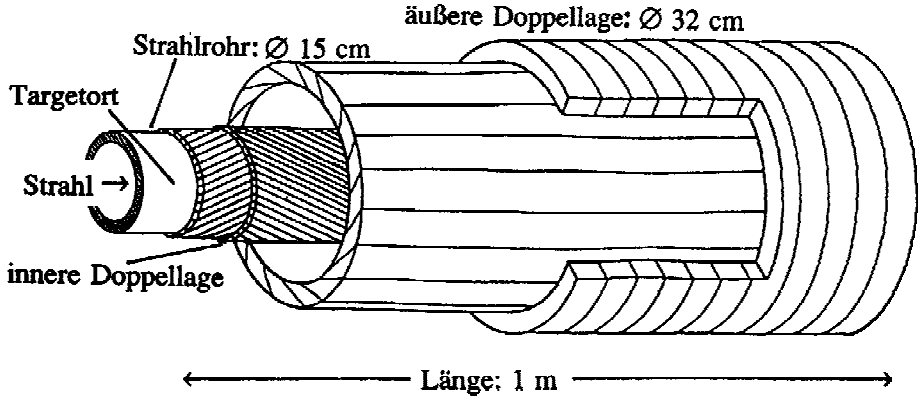


Abb. 1 Schnittbild des EDDA-Detektors

Das Target befindet sich am linken Ende des Detektors. Die innere Doppellage besteht aus zwei Lagen gegensinnig um das Strahlrohr des Beschleunigers helikal gewickelter szintillierender Fibern, die äußere aus 32 Szintillatorlatten mit rautenförmigem Querschnitt zur Steigerung der Winkelauflösung, angeordnet längs zur Strahlrichtung und letztlich 64 Szintillator-Halbringen konzentrisch zur Strahlachse. Es ist mit dieser Geometrie möglich, eine Azimuthwinkelauflösung von $\Delta\phi \leq +/- 2°$ und eine Polarwinkelauflösung von $\Delta\Theta \leq +/- 5°$ zu erreichen. Außerdem ist Vertexrekonstruktion mit einem maximalen Fehler von +/-5 mm möglich. Die Signale der Szintillationszähler gelangen über einen aus Standardelektronik aufgebauten Online-Trigger zur Datenverarbeitung. Die Aufgabe des Triggers ist es, in Echtzeit aus sämtlichen Ereignissen diejenigen herauszufiltern, welche zu der Reaktion $p+p \rightarrow p+p$ gehören. Diese Ereignisse zeichnen sich durch zwei kinematische Besonderheiten aus:

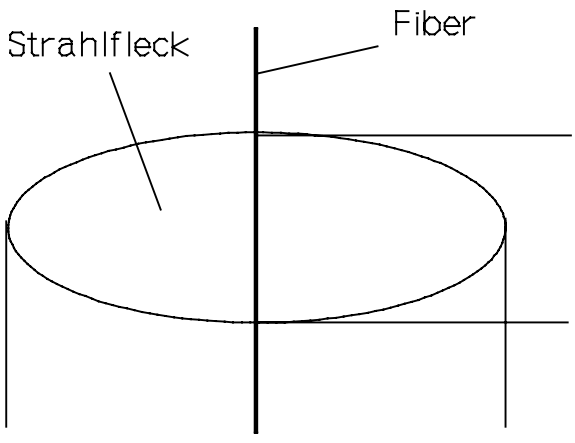
1) Koplanarität der beiden Protonen im Ausgangskanal mit dem Strahl.

2) Zusammenhang der Polarwinkel der beiden Protonen im Ausgangskanal

$$\tan\Theta_1 \cdot \tan\Theta_2 = \frac{1}{1+\frac{T}{2m_P}}$$

T = kinetische Energie der Strahlprotonen, m_P = Protonenruhemasse, c = 1.
Der Polarwinkel Θ kann im Laborsystem die Werte 0° bis 90° annehmen. Sämtliche Konkurrenzreaktionen zur betrachteten Reaktion, zum Beispiel $pp \rightarrow d\pi^+$, $pp \rightarrow pn\pi^+$, $pp \rightarrow pp\pi^\circ$, $pp \rightarrow pn\pi^+\pi^\circ$ etc. verletzen diese Bedingungen ($pp \rightarrow d\pi^+$ nur 2)) und lassen sich somit aussortieren. Aufgrund der Zylindergeometrie des Detektors hat der Trigger auf Koplanarität nur dann eine Effizienz von 100 %, wenn der Wechselwirkungsort Strahl-Target punktförmig ist. Es wäre daher günstig, ein Wasserstoff-Cluster-Target zu verwenden, welches jedoch eine für die frühe Phase 1 zu aufwendige Konstruktion ist. Daher soll eine aus wasserstoffhaltigem Kunststoff bestehende dünne Faser in y-Richtung gespannt werden und der Strahlfleck durch geeignete Einstellung der Strahloptik von COSY am Targetort die Form einer Ellipse mit kleiner Halbachse in y-Richtung erhalten.

Ein solcher Kunststoff enthält allerdings noch andere Elemente als Wasserstoff, im günstigsten Fall einer CH_2 - Stöchiometrie jedoch nur Kohlenstoff. Berechnungen von F.Hinterberger haben ergeben [HIN,91], daß, wenn man eine gaussförmige Intensitätsverteilung im Strahl annimmt, mit den Werten der Lattice-Parameter β_x = 4,2 m, β_y = 2,0 m, D = 0, D' = 0 für die Strahlausdehnung am Targetort erreichbar ist:



σ_x = 7,15 mm σ_y = 3,40 mm σ - Standardabweichung

Dabei bedeuten β_i, D und D' den Wert der β-Funktion, Ortsdispersion und Winkeldispersion am internen Targetort. Das oben angegebenen Zahlenbeispiele setzt eine 14 µm dünne CH_2-Faser voraus und berücksichtigt die Tatsache, daß der durch das Target hervorgerufene Emittanzzuwachs des Strahles kompensiert wird von der adiabatischen Kühlung, bewirkt durch das Anwachsen des Longitudinalimpulses der Strahlprotonen durch Hochbeschleunigung. Simulationen [LAH,91],[SCHW,91] haben ergeben, daß die Effizienz des Triggers durch die Y-Ausdehnung des Strahles von 8 mm FWHM um etwa 15% vermindert wird.

2.2 Mechanische Stabilität

Es ist jedoch nicht möglich, das Target unausgesetzt am Wechselwirkungsort zu belassen, da im Energiebereich unter 300 MeV der Emittanzzuwachs des Strahles weder durch adiabatische Kühlung noch durch Elektronenkühlung aufgefangen werden kann. Somit muß vorgesehen werden, das Target mechanisch und mit hoher Exaktheit periodisch synchron mit den Hochbeschleunigungsphasen ab ca. 300 MeV in den Strahl zu fahren und nach Erreichen der Endenergie wieder zurück in die Ruhelage. Eine Hochbeschleunigungsphase dauert bei COSY mindestens zwei und längstens zehn Sekunden, gefolgt von einer Pause von etwa zwei Sekunden, in der neu injiziert wird. Die Fahrmechanik muß eine Rückstellgenauigkeit von besser als 0,1 mm haben und eine hohe Zykluszahl aushalten können. Vorgesehen ist der um eine Targetwechseleinheit erweiterte Nachbau einer am Cooler Ring der IUCF Bloomington installierten Konstruktion [BEA,89]. Dabei wird der Antrieb mit einem Linearmotor rechnergesteuert, womit sanftes Anfahren und Abbremsen möglich ist, was die auf die Faser wirkenden Beschleunigungskräfte gering hält. Dennoch ist die Beschleunigung ein Mehrfaches der Erdbeschleunigung, maximal 5 g, die das Fasertarget unbeschadet aushalten können muß.

2.3 Targetaufheizung

Durchsetzt ein ionisierendes Teilchen Materie, so deponiert es dort pro Weglänge einen von seiner Anfangsenergie abhängigen Energiebetrag, der unter anderem in Wärmeenergie umgesetzt wird. Um abzuschätzen, wie hoch die dadurch bewirkte maximale Temperaturerhöhung im Fibertarget ist, macht man folgende Näherungen:

1) 50 % der deponierten Energie entfällt auf δ-Elektronen.
2) Ein Temperaturgleichgewicht stellt sich wegen der sehr geringen Wärmeleitfähigkeit des Targetmaterials im Vakuum nur über Wärmeabstrahlung ein.

Wenn sich, wie in der Erprobungsphase geplant, in einem COSY-Bunch 10^7 Protonen befinden und dieser Bunch mit $1{,}5 \cdot 10^6$ Hz umläuft, so entspricht das im zeitlichen Mittel einem Strom von 2,4 μA. Die Protonen sind bei COSY-Energie minimalionisierend, daher deponieren sie in einem CH_2-Kunststoff pro gcm^{-2} die Energie 4MeV:

$$\frac{dE}{d\xi} = 2\ \frac{MeV}{g \cdot cm^{-2}}$$

Zur weiteren Vereinfachung denkt man sich das kreisförmige Profil des Faserquerschnittes in ein rechteckiges Profil der gleichen transversalen Ausdehnung $2 \cdot r$ verwandelt. Für die Dicke Δz in Strahlrichtung der rechteckigen Faser folgt wegen der Querschnittsflächengleichheit:

$$A_{Kreis} = r^2 \cdot \pi = A_{Rechteck} = 2 \cdot r \cdot \Delta z \quad \Rightarrow \quad \Delta z = r \cdot \pi/2$$

Nun überlappen Strahl und Faser nur teilweise, der Bruchteil der das Target durchsetzenden Strahlteilchen ist:

$$K = \frac{2r}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_x}$$

Statt mit der geometrischen Targetdicke rechnet man weiter mit der effektiven Targetdicke

$$\xi_{eff} = K\,\xi = K \rho\,\Delta z = \rho \sqrt{\frac{\pi}{2}}\,\frac{r^2}{\sigma_x}$$

ξ - Targetdicke in gcm^{-2}

ρ - Dichte des Kunststoffs in gcm^{-3}

Die im Target in Wärme umgesetzte Leistung ist:

$$P = \frac{1}{2}\,\frac{dE}{d\xi}\,\xi_{eff}\,\frac{I}{e}$$

I -COSY-Strahlstrom

e -Elementarladung

Eine Wärmeabstrahlung ist über die zylindrische Fiberoberfläche möglich:

$$A = 2\pi r\sqrt{2\pi}\,\sigma_y \text{ , und weiter: } \frac{P}{A} = \frac{1}{8}\frac{dE}{d\xi}\rho\,\frac{r}{\pi\,\sigma_x\sigma_y}\,\frac{I}{e}$$

Es gilt hierbei das Stefan-Boltzmann-Gesetz:

$$\frac{P}{A} = \varepsilon\ \sigma\ (\ T^4 - T_0^4\ )$$

ε - Emissionsvermögen

σ - Stefan-Boltzmann-Konstante

T_0- Umgebungstemperatur

$$T = \sqrt[4]{\frac{P}{A\,\varepsilon\,\sigma} + T_0^4}$$

Mit den Werten $\rho \approx 1$ g cm^{-3} , $\varepsilon \approx 0{,}1$, $\sigma = 5{,}67\cdot10^{-12}$ W cm^{-2} K^{-4} und r = 7 µm erhält man:

$$\Delta T \approx 4 \text{ K}$$

Hat man statt 10^7 Protonen in einem Bunch 10^8 Protonen, so erhält man:

$$\Delta T \approx 35 \text{ K}$$

Unter COSY-Bedingungen ist eine Targetüberhitzung also nicht zu befürchten.

2.4 Strahlenresistenz

In Kunststoffen des in Frage kommenden Typs sind induzierte Strahlenschäden unabhängig von der Art und Intensität der Strahlung, sie hängen nur von der Dosis ab [HAR,59]. Der dabei dominierende Prozeß ist das sogenannte Crosslinking, bei dem das passierende Quant oder Teilchen eine C-C Einfachbindung zwischen zwei Kohlenstoffatomen dicht benachbarter

Kettenmoleküle unter Abspaltung eines H_2-Moleküls induziert. Da die Diffusionskonstante von H_2-Gas in Kunststoffen der betrachteten Art in der Größenordnung 10^{-5} cm^2s^{-1} ist, diffundiert der freigesetzte Wasserstoff mit einer Relaxationszeit von $\tau \approx 10$ ms durch die Faseroberfläche und vermindert somit den Wasserstoffgehalt im Target. Der Kunststoff selbst wird durch zunehmende Vernetzung der ursprünglich nur durch Van der Waals-Kräfte zusammengehaltenen Molekülketten spröde. Die für jeden Kunststoff in diesem Zusammenhang charakteristische Größe ist der $G(H_2)$-Wert, der angibt, wieviele Crosslinks im Mittel pro 100 eV deponierter Strahlenergie induziert werden. Er hängt von der mittleren Moleküllänge, dem mittleren Verzweigungsgrad und von der Konzentration möglicher Additive ab und kann genau nur empirisch bestimmt werden. Als Target eignet sich besonders ein Material mit sehr kleinem $G(H_2)$-Wert.

2.5 Untergrund

Die Verwendung eines Kunststoffes, der außer Wasserstoff nur noch Kohlenstoff enthält, gestattet eine einfache Subtraktion der durch diesen Bestandteil hervorgerufenen Untergrundzählrate. Messungen von H. Shimizu [SHI,90] haben gezeigt, daß die am Kohlenstoff gestreuten Protonen gleichmäßig über den vom EDDA-Detektor erfaßten Koinzidenzwinkelbereich verteilt sind während die mit dem Wasserstoff wechselwirkenden Protonen bevorzugt in eng begrenzte Koinzidenzwinkelbereiche gestreut werden. Der unter diesem "Wasserstoffpeak" liegende Untergrund von am Kohlenstoff gestreuten Protonen ist stets mit dem außerhalb des "Wasserstoffpeaks" liegenden Kohlenstoffuntergrundes korreliert. Deshalb genügt eine einmalige Kontrollmessung an reinen Kohlenstoffasern. Kohlenstoffasern in der erforderlichen Dicke von 7 μm sind von der Firma Sigri erhältlich.

3 Wahl des Targetmaterials

Nachfolgend findet sich eine Tabelle mit den für die Auswahl maßgeblichen Eigenschaften einiger CH_2-Kunststoffe [RÖM,58],[CRC,75],[WIL,67],[BOP,55],[CHA,56]:

	Polyethylen	Polypropylen	Polystyrol
Resistivität, Ωcm	10^{15}	10^{17}	10^{16}
Zugfestigkeit, 10^6Pa	8 - 25	30 - 40	3 - 6
spez. Gewicht, gcm^{-3}	0,93 - 0,94	0,90 - 1,20	1,05 - 1,05
max. Dauertemperatur,°C	70 - 90	190 - 240	60 - 70
max. Dehnbarkeit, %	50 - 600	200 - 700	3 - 4
$G(H_2)$-Wert	4 - 5	1 - 3	./.

Wie man aus der Tabelle entnimmt, besitzt Polypropylen die besten Eigenschaften im Sinne der Fragestellung. Besonders die hohe maximale Dauertemperatur ist ein wichtiger Vorteil gegenüber Polyethylen. Da der COSY-Ring unter Ultrahochvakuum gehalten wird (10^{-10} Torr) darf eingebrachtes Material bei solchen Temperaturen nicht ausgasen. Außerdem ist eine lange Lebensdauer des Targets wichtig, da jeder Austausch langwieriges Abpumpen nach sich zieht. Polypropylen ist in der geforderten Form als Faser mit einem Durchmesser von 14 µm aus einem laufenden Forschungsprogramm zur Fabrikation äußerst dünner Textilfasern der Firma HOECHST verfügbar. Der Hersteller macht zu seinem Produkt folgende Angaben:

Titer, tex	Dichte, gcm^{-3}	Zugfestigkeit,10^6Pa	Dehnbarkeit,%
0.1375	0,905	9,1	165

Der Titer ist die Masse eines Garnes pro Länge. Die Einheit ist: 1 tex = 1 g/1000 m

Aus diesem Fasermaterial wurden die in den nachfolgenden Untersuchungen verwendeten Fasertargets präpariert. Der Hersteller hat den Durchmesser der Fasern nicht direkt gemessen sondern über den Titer und die Dichte errechnet. Aus diesem Grunde wurden die Fasern, mit

denen experimentiert werden sollte, extra ausgemessen. Dabei wurde das Beugungsbild von am Fädchen gebeugtem HeNe-Laser-Licht ausgewertet. Es gilt:

$$\sin \alpha_{nMin} = \frac{(2n-1)}{2} \cdot \frac{\lambda}{d}$$

α_{nMin} - Winkel, unter dem das nte Minimum erscheint

λ = 632,8 nm, Wellenlänge des Laserlichtes

d = Durchmesser der Faser

Wenn L der Abstand der Faser zum Auffangschirm ist, auf dem man das Beugungsbild ausmißt, gilt $\sin(\alpha_{n+1Min}-\alpha_{nMin}) \approx D/L \approx \lambda/d$, wobei D der Abstand zweier benachbarter Minima ist. Die folgenden Messungen wurden bei L = 750 cm durchgeführt. Es wurde beobachtet, daß der Durchmesser entlang einer Faser schwanken kann:

Polypropylen-Faser, nackt: D = (55,5-60,0 +/-1)cm$\Rightarrow$ d = (17,1-15,8 +/-0,3)µm

Polypropylen-Faser, bedampft (45µgcm^{-2}): D = (34,0-36,0 +/-1)cm$\Rightarrow$ d = (13,7-13,2 +/-0,3)µm

Polypropylen-Faser, bedampft (45µgcm^{-2}): D = (33,0-34,0 +/-1)cm$\Rightarrow$ d = (14,4-14,0 +/-0,3)µm

Es wurde für jedes Beispiel der größte und der kleinste gemessene Durchmesser angegeben. Die Tatsache, daß eine Faser generell dünner ist als 14µm kann natürlich dadurch zustande gekommen sein, daß sie beim Hantieren vor dem Bedampfen und Einkleben leicht überdehnt wurde.

4 Planung und Aufbau der Experimente

4.1 Simulation der COSY-Bedingungen

Unter COSY-Bedingungen wird das Fasertarget mit einem Strahl großen Durchmessers und hohen Stromes minimalionisierender Protonen bestrahlt. Daraus resultiert die Deposition einer bestimmten Energie pro Masseneinheit und Sekunde im Target (Dosisleistung). Da die Protonen aus dem Bonner Isochronzyklotron, an dem die Untersuchungen durchgeführt wurden, nur eine Energie von 14,5 MeV (E_{kin}lab) haben, ist ihr Energieverlust im Target etwa zehn mal so groß wie derjenige der COSY-Protonen. Der während der Experimente am Zyklotron erreichte maximale Strom lag bei 300 nA. Fokussiert man nun den Zyklotronstrahl schärfer als den COSY-Strahl, so wird das Target bei richtiger Wahl der Parameter mit der gleichen Dosisleistung belastet wie unter COSY-Bedingungen. Im Experiment wird die Größe des Zyklotronstrahlflecks durch Strahlprofilmessung bestimmt, der die richtige Dosisleistung bewirkende, einzustellende Strom ergibt sich dann durch einfache Rechnung:

$$\frac{(\frac{dE}{d\xi})_C \cdot I_C}{A_C} = \frac{(\frac{dE}{d\xi})_Z \cdot I_Z}{A_Z}$$

$(dE/d\xi)_i$ - Energieverlust in $MeVg^{-1}cm^2$

I_i - Strahlstrom in A

A_i - Strahlfleckgröße

i - C für COSY, Z für Zyklotron

4.2 Präparation der Fasertargets

4.2.1 Leitfähigkeitserhöhung

Während der Bestrahlung der Faser werden aus ihrer Oberfläche Sekundärelektronen ausgelöst. Da Polypropylen ein ausgezeichneter Isolator ist, führt dies zu einer starken positiven Aufladung am Wechselwirkungsort Strahl-Fiber. Die daraus resultierende elektrostatische Abstoßungskraft gegenüber leitenden Gehäuseteilen führt zum Zerreißen des Fädchens, was experimentell auch nachgewiesen wurde. Es ist also nötig, die Oberfläche der Faser mit einer leitenden Substanz zu beschichten. Es ist geplant, den durch Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit meßbaren, über die Faser nachfließenden, dem Sekundärelektronenstrom identischen Strom als Maß für die Luminosität zu verwenden und ebenso zur Aufnahme von Strahlprofilen heranzuziehen. Bei der Beschichtung darf der Kunststoff weder zersetzenden Lösungsmitteln noch zu großer Hitze ausgesetzt werden. Außerdem muß es bei dem gewählten Beschichtungsverfahren gestattet sein, die Schichtdicke wählen zu können um Aussagen über die effektive Targetdicke machen zu können. Da der COSY-Strahl in vertikaler Richtung schwankt, muß die Struktur der bedampften Oberfläche überall gleich sein, da bereits geringste Rauhigkeitsunterschiede deutlich verschiedene Sekundärelektronenausbeute bedeuten [SCHM,90],[STE,57]. Es wurde daher auf die gut beherrschte Bedampfungsmethode zurückgegriffen. Als Bedampfungsmaterial eignet sich Kohlenstoff besonders gut, da er ohnehin als Kettenbestandteil im Kunststoff enthalten ist und somit bei der Auswertung der Spektren der gestreuten Protonen nicht als zusätzliches Element stört. Der von ihm produzierte Untergrund kann durch Vergleich mit verfügbaren reinen Kohlenstoffasern der Firma Sigri mit einem Durchmesser von 7 µm abgeschätzt und später abgezogen werden. Er erhöht aufgrund seines geringen Atomgewichtes die effektive Targetdicke wesentlich weniger als etwa eine Gold- oder Silberschicht. Der Kohlenstoffdampf wurde durch Zünden eines Lichtbogens zwischen zwei 6 mm dicken, angespitzten Spektralkohlestäben bei 20 V und 200 A unter Vakuum (10^{-5} Torr) erzeugt. Die zu bedampfenden Fasern wurden während des Vorgangs motorisch um ihre Längsachse gedreht, um gleichmäßigen Niederschlag entlang des Umfanges sicherzustellen. Der Abstand zwischen Lichtbogen und Faser betrug 15 cm, die Bedampfung erfolgte in Zyklen von 1s Brennzeit und 5 min Abkühlpause. Zum Schutz der Fibern vor Funkenflug war um den Lichtbogen ein

Metallgitter mit 40 µm Maschenweite angebracht. Die zusätzlich aufgebrachte Kohlenstoffmenge wurde durch Vermessen mitbedampfter Referenztargets bestimmt. Die Referenztargets waren betainbestrichene Glasplättchen. Die aufgebrachte Kohlenstoffschicht wurde als Folie abgelöst, ihre Dicke anhand des Energieverlustes monoenergetischer α-Teilchen aus einem ^{241}Am-Präparat bestimmt. Eine Vergleichsmessung an einer 6 µm dünnen Polypropylenfolie, die vor und nach der Bedampfung vermessen wurde, zeigte, daß der Niederschlagsertrag auf Glas und Polypropylen gleich groß ist. Um die Leitfähigkeit der Polypropylenfasern auf das gewünschte Maß heraufzusetzen genügt es, 5-10% des bereits in der Fiber enthaltenen Kohlenstoffs zusätzlich aufzudampfen. Eine so bedampfte Faser der Länge 1,5 cm hat einen Widerstand in der Größenordnung 1 GΩ.

4.2.2 Montage der Fasertargets

Die nach oben beschriebener Methode präparierten Fasern wurden in aus 0,3 mm dickem

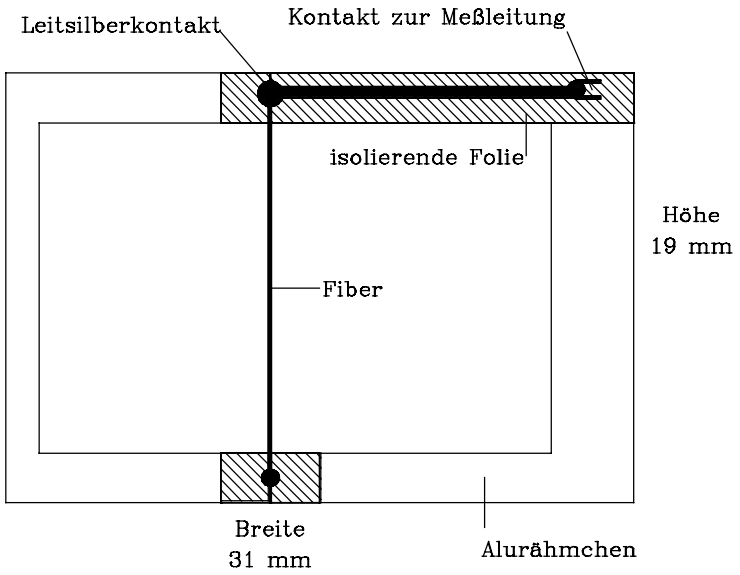


Abb. 3 Targeträhmchen

Alublech gestanzte Rähmchen, die im Experiment auf Masse liegen, isoliert eingeklebt. Das obere Ende der Faser ist über einen Tropfen Leitsilber mit einem Kupferkontakt verbunden, der zu einem Steckkontakt für die Sekundärelektronenmeßleitung am rechten Rahmenende führt. Zum Vergleich mit diesen bedampften Fasern wurden nach gleicher Art sowohl unbbehandelte Fasern als auch reine Kohlenstoffasern der Firma Sigri in Rähmchen geklebt,

ebenso Folien aus 20 µm dickem Polyethylen, 6 µm dickem Polypropylen und aus Kohlenstoff (15 µg cm^{-2}).

4.3 Aufbau des Experiments

4.3.1 Anordnung in der Streukammer

Als Protonenquelle dienten sowohl die ECR-Quelle als auch die polarisierte Atomstrahl-Quelle mit ECR-Ionisierer des Bonner Paritätsexperimentes. Alle Experimente wurden am Strahlplatz 2 in der dort befindlichen Streukammer durchgeführt. Es besteht die Möglichkeit, fünf Targeträhmchen übereinander in eine vertikal fahrbare und um die Längsachse drehbare Leiter einzusetzen, so daß während der Versuchszeit ein einfacher Targetwechsel möglich ist. Am Kopf der Leiter befindet sich ein Leuchtschirm mit Skala zur Strahlfleckkontrolle. Über eine gemeinsame Meßleitung sind alle Targets an ein pA-Meter angeschlossen. Bei den ersten Experimenten bestand die Möglichkeit, die ausgelösten Sekundärelektronen mit stockwerkartig hinter der Leiter angeordneten Blechen, die von außen auf Spannung gelegt werden konnten, abzusaugen. Dabei war von Interesse, wie sehr sich der über die Fiber nachfließende Strom ändern würde. Um Aussagen über die Änderung der Stöchiometrie machen zu können, wurden die am Target gestreuten Protonen mit Si-Halbleiterdetektoren nachgewiesen und spektroskopiert. Ordnet man die Zähler unter 25° oder 40° zur Strahlrichtung an, so ist es leicht möglich, die am Wasserstoff gestreuten Protonen von den am Kohlenstoff elastisch und inelastisch gestreuten aufgrund ihrer deutlich verschiedenen Position im Spektrum zu unterscheiden.

Ausschnitt aus den Spektren, links bei 25°, rechts bei 40°:

$^{12}C_{2+}$ ^{1}H $^{12}C_{g.s.}$ ^{1}H $^{12}C_{2+}$ $^{12}C_{g.s.}$

Es ergeben sich auf diese Art im Spektrum den drei Möglichkeiten zugeordnete Peaks, deren Inhalt einzeln ermittelt werden kann. Ändert sich das Verhältnis der Peakinhalte, so bedeutet das eine Änderung des stöchiometrischen Verhältnisses im Target. Symmetrisch zur Strahlachse wurden je zwei Zähler angeordnet, einer unter 25° , der andere unter 40° zum Strahl. Es war möglich, von außen die Positionen motorisch zu ändern. Jeder Zähler erfaßte einen Raumwinkel von 0,13 msr. Durch ein Bullauge der Streukammer konnte das Target während der Bestrahlung mit einer Kamera beobachtet werden. Neben der Möglichkeit der Strahlkontrolle durch den Leuchtschirm konnte so auch das mechanische Verhalten der Fibern untersucht werden.

4.3.2 Auswerteelektronik

Hinter der Streukammer befindet sich ein Faraday-Cup, mit dem die Größe des Strahlstromes bestimmt wird. Sein Ausgang wurde an einen Stromintegrator des Typs "Elcor A 210 C" angeschlossen, der sowohl den Momentanwert als auch den seit einer Startzeit geflossenen aufintegrierten Cup-Strom anzeigt. So ist es möglich, den Wert $\int I_{Cup} dt$ als Normierung zu testen. Die vom Target abgehende Sekundärelektronenstrom-Meßleitung führt zu einem pA-Meter des Typs "Keithley 410 A", das eine dem Zeigerausschlag proportionale Spannung ausgeben kann. Diese Spannung von maximal 1V bewirkt über einen 10 MΩ Metallfilm-widerstand einen dem Cup-Strom proportionalen, jedoch um zwei Größenordnungen stärkeren Strom, der von einem "Ortec Current-Integrator 439" integriert wird. Dieser liefert wiederum pro 10^{-10}Coulomb einen Normpuls an einen Zähler. Anhand des Zählerstandes läßt sich somit die Ladung $\int I_{SEL} dt$ der während einer Meßperiode ausgelösten Sekundärelektronen ermitteln und etwa mit den integrierten Peaks der Si-Zähler ins Verhältnis setzen.
Bei den Halbleiterzählern handelt es sich um vollständig durchgedriftete 2000 µm dicke Zähler von Ortec. Ihre Pulse werden über Standardelektronik verstärkt und geformt und zur weiteren Auswertung über ADC's an eine VAX-Rechenanlage gegeben. Die On-Line-Analyse geschieht mit dem Programm "DAX", das gleichzeitig vier Spektren darstellen kann und die Integration der Kohlenstoff- und Wasserstoffpeaks gestattet. In der Abbildung 4 ist die Verschaltung exemplarisch für zwei Halbleiterzähler gezeigt. Das "OR hat die Aufgabe, einen schnellen Start-Puls an die ADC's zu schicken, die erst nach dessen Eingang die Konvertierung der LGS-Signale vornehmen.

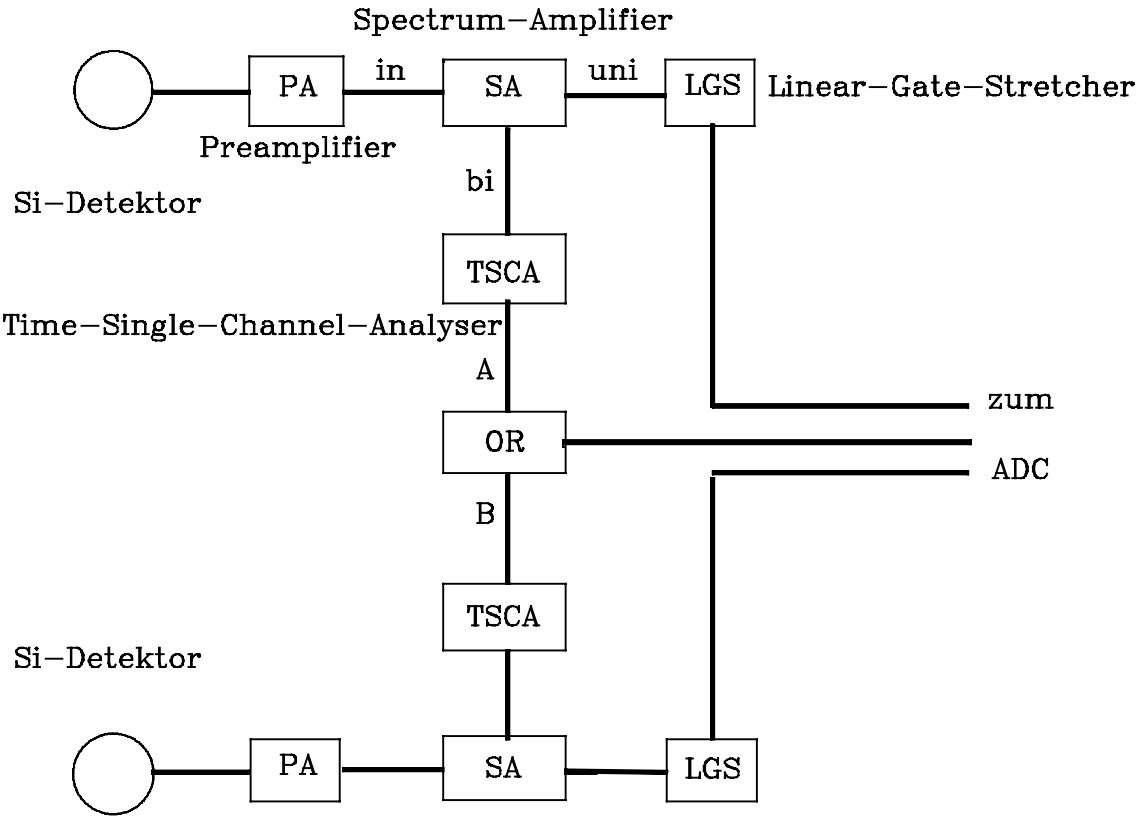


Abb. 4 Schaltschema der Si-Zähler-Auswerteelektronik

5 Durchführung der Messungen

5.1 Programm

Die Absicht der durchgeführten Untersuchungen war die Klärung der in der Einleitung genannten Fragen nach der Lebensdauer der Fasern im Strahl und der Luminositätsmessung. Die Lebensdauer wird begrenzt durch die Abnahme des Wasserstoffgehaltes der Fasern und der Versprödung durch Strahlenschäden, die Luminositätsmessung hängt von der elektrischen Leitfähigkeit der bedampften Faseroberfläche und deren bestrahlungsbedingte Veränderung ab. Aus den im Experiment gewonnenen Daten sollte daher der Wasserstoffverlust ermittelt und die Güte der Sekundärelektronenstrommessung als Maß für die Luminositätsbestimmung bestimmt werden. Anschließend sollten mikroskopische Untersuchungen bestrahlter Fasern Aussage über strukturelle Veränderungen des Materials ermöglichen. Es wurde bei den Meßzeiten daher nach folgendem Programm verfahren:

1) Strahlprofilmessung und Optimierung auf Symmetrie und gewünschte Halbwertsbreite.

2) Anpassung des Strahlstromes an das eingestellte Profil zur Simulation der COSY-Dosisleistung

3) Einteilung der Meßzeit in Zyklen von etwa 30 Minuten, sogenannte Runs, während derer jeweils die Größen Cup-Strom, Sekundärelektronenstrom, Zählrate der am Wasserstoff gestreuten und Zählrate der am Kohlenstoff gestreuten Protonen integriert werden.

4) Division der übrigen intergalen Größen durch die als Normierung dienende integrierte Kohlenstoffzählrate und Abtragung in ein Diagramm gegen die integrierte Dosisleistung.

Bei einigen Meßzeiten wurden zum Vergleich mit bedampften Polypropylen-Fasern auch Folien des gleichen Materials oder solche aus Polyethylen, Mylar und Kohlenstoff sowie unbedampfte Fasern und reine Kohlenstoffasern als Target benutzt. Außerdem konnte der Einfluß einer Absaugspannung auf den Sekundärelektronenstrom untersucht werden.

5.2 Strahlprofilmessung

5.2.1 Eichung des Steerer-Magneten

Da die optische Bestimmung des Strahldurchmessers durch Beobachtung des Strahlflecks auf dem Leuchtschirm nur ein grober Anhaltspunkt für die Strahlform ist, ist es nötig, eine genauere Aufnahme des Strahlprofils durchzuführen. Dazu wurde der Strahl mit einem Dipol-Steerer-Magneten horizontal über die vertikal angeordnete Kohlenstoffaser oder bedampfte Fiber geführt und gleichzeitig der Sekundärelektronenstrom gemessen. Die Ansteuerung dieses Magneten geschah mittels einer kleinen Steuerspannung, die auf den externen Regeleingang des Steerernetzteiles gegeben wurde. Die Steuerspannung gelangte außerdem auf den x-Kanal eines xy-Schreibers, der Spannungsausgang des den Sekundärelektronen-strom messenden pA-Meters auf dessen y-Kanal. Um nun aus der so aufgenommenen Kurve die Halbwertsbreite des Profils ermitteln zu können, ist es nötig, die Abhängigkeit der Strahlablenkung von der Regelspannung zu bestimmen. Deshalb wurden einige Fasern im Rahmen um einen Milimeter nach rechts, andere um den gleichen Betrag nach links versetzt eingeklebt. Wenn man man zuerst ein Profil mit der nach rechts versetzten und anschließend, nach Verfahren der Targetleiter, ein solches mit der nach links versetzten Faser auf das selbe Papier malt, entspricht der Abstand der Kurvenmaxima genau zwei Millimeter. Da die Leiter allerdings aus Gründen der besseren Beobachtung mit der Kamera um 20° gegen die Strahlrichtung verdreht wurde, ist noch mit cos 20° zu multiplizieren. Da der Ferritkern des Steerermagneten eine Hysterese hat, muß bei der Kalibrierung darauf geachtet werden, daß beide Kurven im gleichen Richtungssinn durchfahren werden, da ansonsten der hysteresebedingte Versatz das Ergebnis verfälscht.

5.2.2 Strahlprofile

Zu Beginn einer neuen Experimentierphase wurde zuerst ein Strahlprofil mit Hilfe einer reinen 7µm dicken Kohlenstoffaser des Typs "Sigrafil SFC 60 00B" der Firma Sigri aufgenommen, um anschließend die für die Untersuchung der bedampften Faser gewünschte Strahlform einstellen zu können. Abbildung 5 zeigt ein solches Profil:

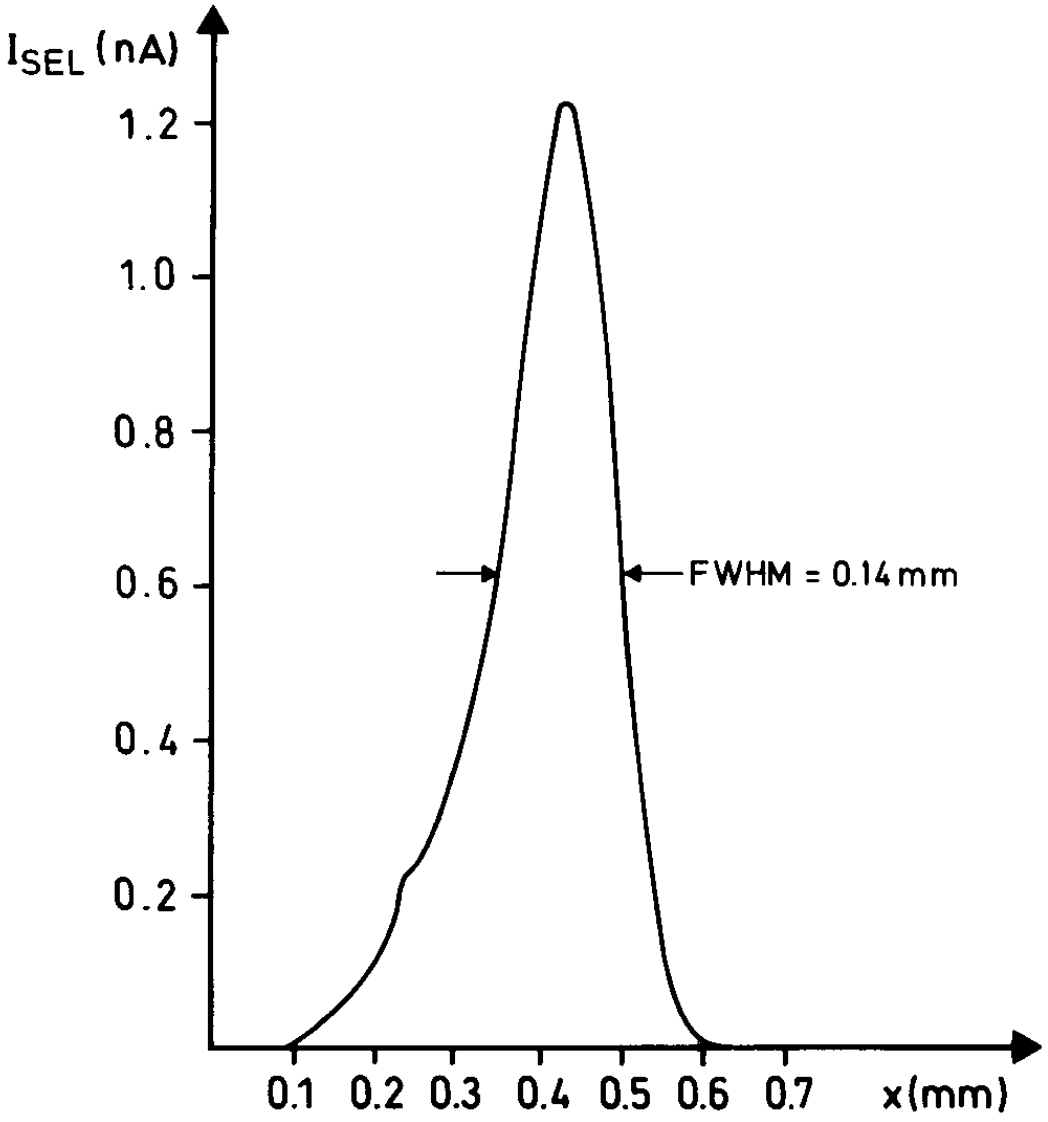


Abb. 5 Strahlprofil, aufgenommen mit einem Sigrafil-Fädchen bei einem Strahlstrom von I_{Cup} = 38 nA

Das gezeigte Profil hat die geringste am Zyklotron eingestellte Halbwertsbreite von nur 0.14 mm. Es ist zwar wegen seiner großen Strom-Flächendichte und der Schwierigkeit, das

scharfe Maximum genau auf das Target zu justieren, für Messungen an CH_2-Fasern ungeeignet, soll hier jedoch die hohe erreichbare Auflösung demonstrieren. Die kleine Exkursion auf der linken Flanke ist eine sogenannte Nachbarbahn von Protonen, die einen Umlauf zu früh aus dem Zyklotron extrahiert wurden und aufgrund ihrer geringeren Energie von den Strahlführungsdipolen stärker abgelenkt wurden. Abbildung 6 zeigt ein für Messungen geeignetes Profil mit der um eine Größenordnung größeren Halbwertsbreite von 1.5 mm. Die beiden Profile wurden zeitlich getrennt mit zwei Sigrafil-Fädchen aufgenommen, die auf der Targetleiter untereinander angeordnet waren und gegeneinander um 2 mm · cos 20° = 1.88 mm senkrecht zur Strahlachse versetzt lagen. Es wurde beobachtet, daß der bei gleichem Strahlstrom und Profil gemessene Sekundärelektronenstrom bei beiden Fädchen gleich groß ist:

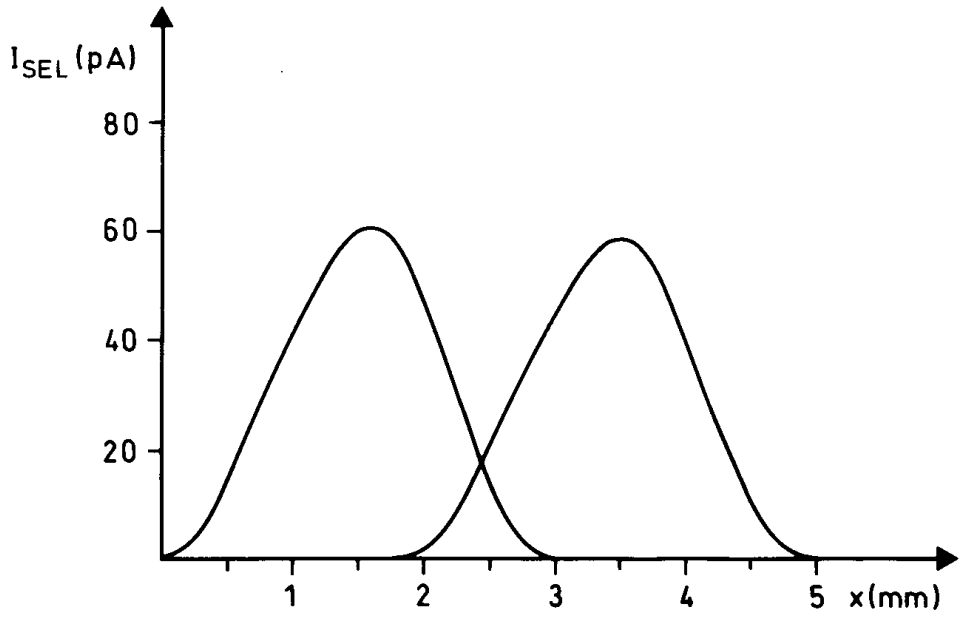


Abb. 6 Strahlprofil, gemessen mit zwei verschiedenen Sigrafil-Fädchen.
Strahlstrom: I_{Cup} = 18 nA

Dies bedeutet, daß Sigrafil-Fädchen eine einheitliche Oberflächenstruktur aufweisen, die für

die Sekundärelektronenausbeute wesentlich ist [STE,57]. Eine Bestätigung dieser Aussage wurde an mehreren Exemplaren erhalten, insbesondere auch durch Abtasten der Oberfläche eines einzelnen Fädchens mittels vertikalen Verfahrens der Leiter bei gleichzeitiger Messung des Sekundärelektronenstromes. Im Vergleich dazu verhalten sich gleichartig präparierte CH_2-Fasern durchaus verschieden, wie das Beispiel in Abbildung 7 zeigt:

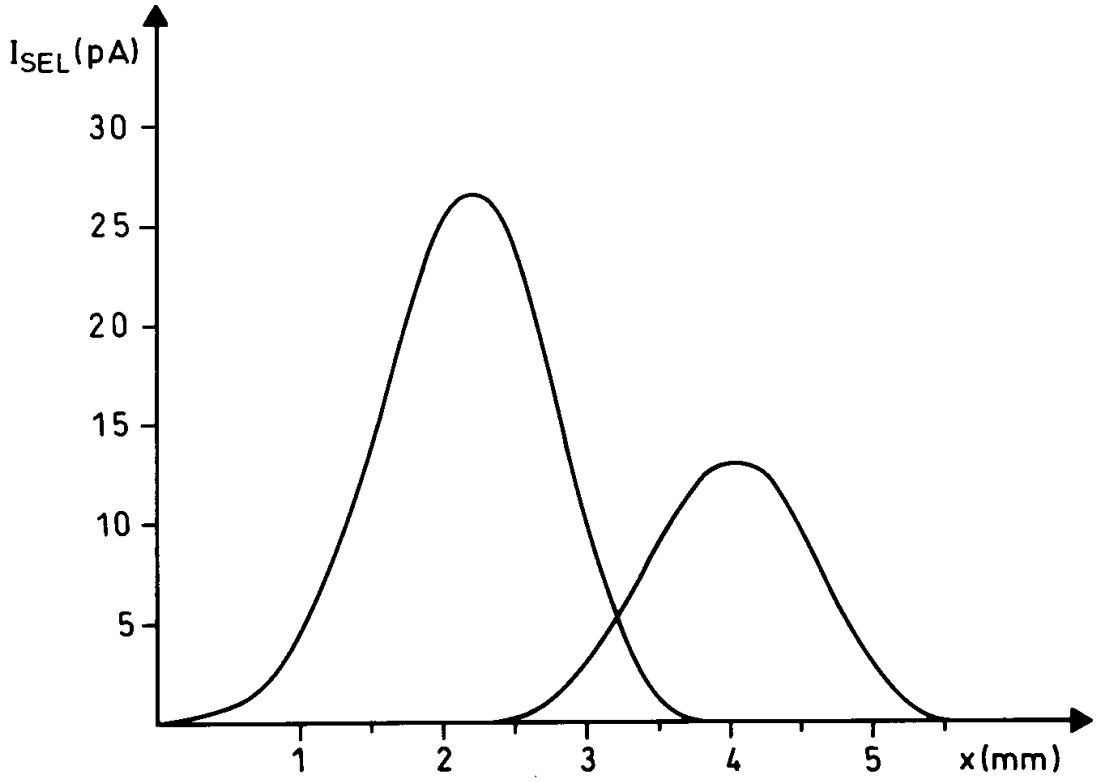


Abb. 7 Dasselbe Strahlprofil wie in Abb. 6, gemessen mit zwei verschiedenen CH_2-Fibern aus demselben Bedampfungsprozeß. Strahlstrom: I_{Cup} = 18 nA.

Die auf die Fibern aufgebrachte Kolenstoffmenge betrug 45 µg cm^{-2}. Während im gezeigten Beispiel der Maximalwert des Sekundärelektronenstromes der linken Fiber doppelt so groß ist wie bei der rechten ließ sich jedoch auch der Fall beobachten, daß dieser Unterschied eine

Größenordnung betrug und beim vertikalen Verfahren der Fasern bei gleichzeitiger Messung sich stark änderte. Eine mikroskopische Untersuchung der Fiberoberflächen mit einem 100 fach vergrößernden Stereo-Auflicht-Mikroskop sowie einem Rasterelektronenmikroskop ergab, daß offenbar an der Faser haftende, feine Staubpartikel mitbedampft wurden und sich so zu einer "Brutstätte" für Sekundärelektronen entwickelten. Ferner wurden feine Risse in der Kohlenstoffschicht beobachtet, die einzelne Bereiche elektrisch isolieren, sodaß die dort ausgelösten Sekundärelektronen nicht gemessen werden konnten. Die Targetleiter war während der Experimente über die Haltevorrichtung in der Streukammer starken Vibrationen ausgesetzt, hervorgerufen durch eine Turbopumpe. Kohlenstoffbedampfte Fasern sind also zur Strahlprofilmessung geiegnet, sie sollten jedoch in staubfreier Umgebung vorbereitet und beschichtet werden und im Betrieb keinen starken Erschütterungen, die für die Rißbildung verantwortlich sein könnten, ausgesetzt sein.

5.3 Luminositätsmessung

5.3.1 Prinzip der Messung

Die ursprünglich für Berechnungen an Collidern eingeführte Größe "Luminosität" L ist über die Beziehung $N = L \cdot \sigma$ definiert und somit der Quotient aus Zählrate N und totalem Wirkungsquerschnitt σ. Übertragen auf Experimente mit ausgedehntem Folientarget und einem das Target vollständig durchsetzenden Strahl ergibt sich folgender Ausdruck:
$N = N_B \cdot N_T \cdot d\sigma/d\Omega \cdot d\Omega$. Dabei bezeichnet N die Zählrate der betrachteten Reaktion, N_B die Zahl der Strahlteilchen pro Zeit und N_T die Zahl der betrachteten Streuzentren im Target. Die Größe N_B wird bei extrahiertem Strahl im allgemeinen durch Messung des Strahlstromes mit einem Faraday-Cup bestimmt. Beim EDDA-Experiment scheidet diese Meßmöglichkeit jedoch aus, man bedient sich anderer Methoden, etwa der Messung des von dem COSY-Protonenbunch beim Durchfliegen einer Spule in dieser induzierten Stromes [UNS,85]. Der auf diese Weise erhaltene Wert von N_B ist aber nicht identisch mit der Zahl der Strahlprotonen, die tatsächlich auf das Fasertarget treffen, da sich das Target und der Strahlfleck nur teilweise überlappen. Der Bruchteil von N_B, der zur Luminosität beiträgt, ist:

$$K = \frac{2r}{\sqrt{2\pi}\ \sigma_X}$$ (siehe: 3.2 Targetaufheizung)

Er hängt über σ_X von der jeweiligen Strahlform ab. Da der COSY-Strahl zudem noch "atmen" und Schwankungen um die Sollbahn ausführen kann, ist es für eine genaue Normierung der Zählraten nötig, eine direkte Meßgröße für die Luminosität zu haben.
Der Ausdruck für die Zählrate bei einem Fasertarget ist: $N = N_B \cdot N_T \cdot K \cdot d\sigma/d\Omega \cdot d\Omega$. Nimmt man nun an, daß jedes Strahlproton, das auf das Target trifft, im Mittel die gleiche Zahl δ an Sekundärelektronen auslöst, so gilt $N_{Sel} = \delta \cdot K \cdot N_B$ und mit $L = N_B \cdot N_T \cdot K$ letztlich:

$$L = \frac{N_{Sel}}{\delta \cdot K} \cdot N_T \cdot K = N_{Sel} \cdot const.$$

Bildet man nun den Quotienten aus N_{Sel} und N, so folgt:

$$\frac{N_{Sel}}{N} = \frac{\delta \cdot L}{N_T \cdot N} = \frac{\delta \cdot L}{N_T \cdot L \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot d\Omega} = const.$$

Der Sekundärelektronenstrom ist unter den oben gemachten Annahmen ein direktes Maß für die Luminosität. Die geeignete Methode zur Überprüfung dieser Aussage ist die Bildung des Verhältnisses aus dem während eines Meßruns integrierten Sekundärelektronenstroms zur integrierten Zählrate der am Kohlenstoff gestreuten Protonen. Über die aufeinander folgenden Meßruns darf sich dieses Verhältnis nicht ändern. Es wird bewußt die Zählrate der am Kohlenstoff gestreuten Protonen als Normierungsgröße verwendet, da der Wasserstoffgehalt des Kunststoffes aufgrund der Strahlenschädigung abnimmt. Für die obigen Formeln bedeutet dies, daß N_T, die Zahl der betrachteten Streuzentren, zeitlich nicht konstant wäre, was die Auswertung unmöglich machte, betrachtete man die Wasserstoffkerne als Streuzentren und die Zählrate der am Wasserstoff gestreuten Protonen als Normierung.

Abbildung 8 zeigt ein auf diese Art gewonnenes Diagramm für eine mit 45 µg cm^{-2} Kohlenstoff bedampfte Polypropylen-Faser:

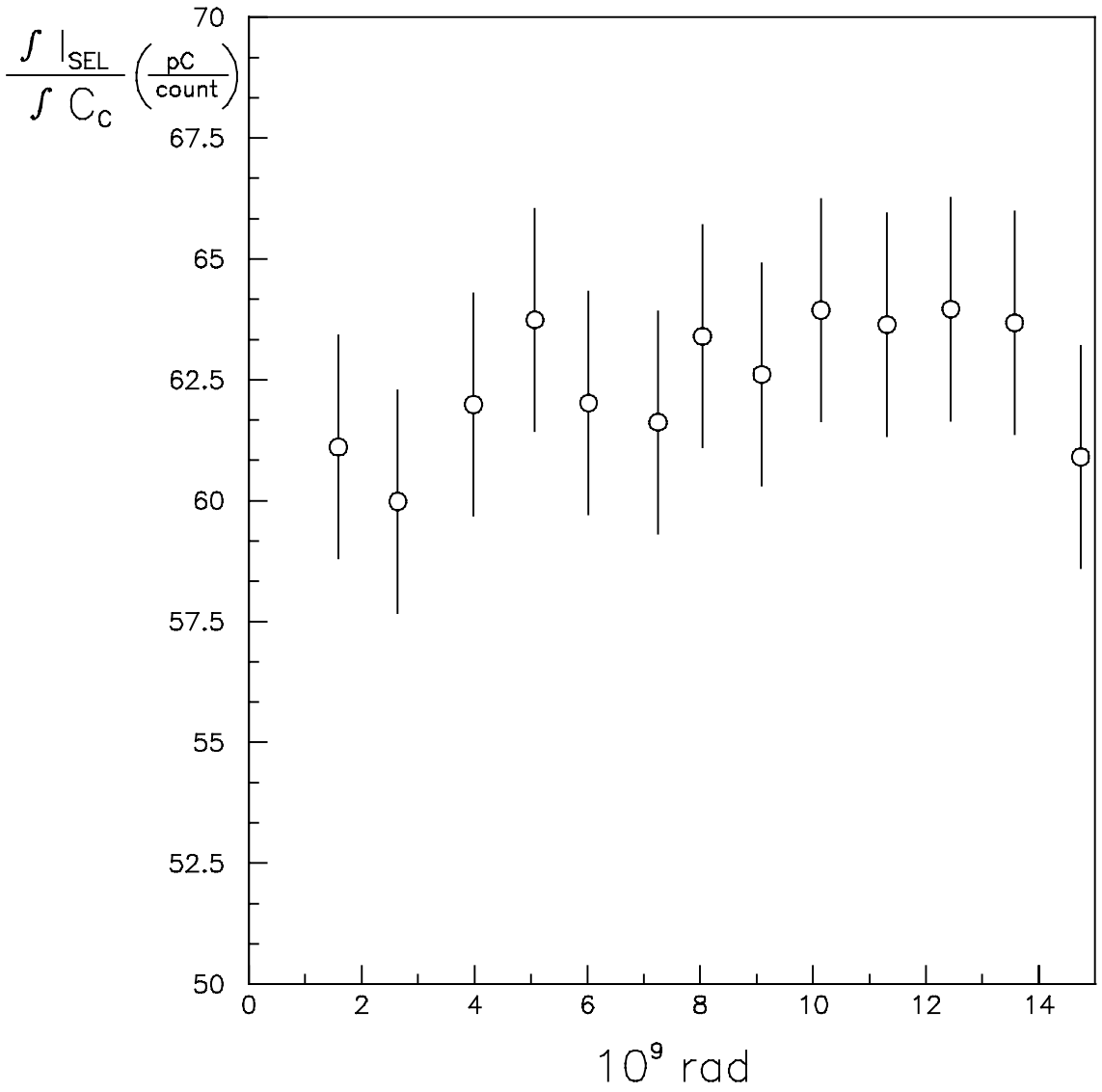


Abb. 8 Verhältnis des pro Meßrun integrierten Sekundärelektronenstromes zur integrierten Kohlenstoffzählrate. I_{Cup} = 5,8 nA, FWHM = 1,7 mm

Das Verhältnis schwankt um den Mittelwert 62,5 pC/count, eine tendenzielle Zu- oder Abnahme ist nicht zu erkennen. Der Strahlstrom von 5,8 nA simulierte 2,2-fache COSY-Belastung, die Dosis lag bei 0,7 Mrad/s, die gesamte Bestrahlungszeit bei etwa sechs Stunden. Um festzustellen, ob eine Veränderung über längere Zeiträume zu erwarten ist wurde eine Messung bei höherem Strom und "schärferem" Strahl durchgeführt, um auch bei

kurzer Bestrahlungszeit hohe Dosis zu erreichen. Abbildung 9 zeigt das so gewonnene Diagramm:

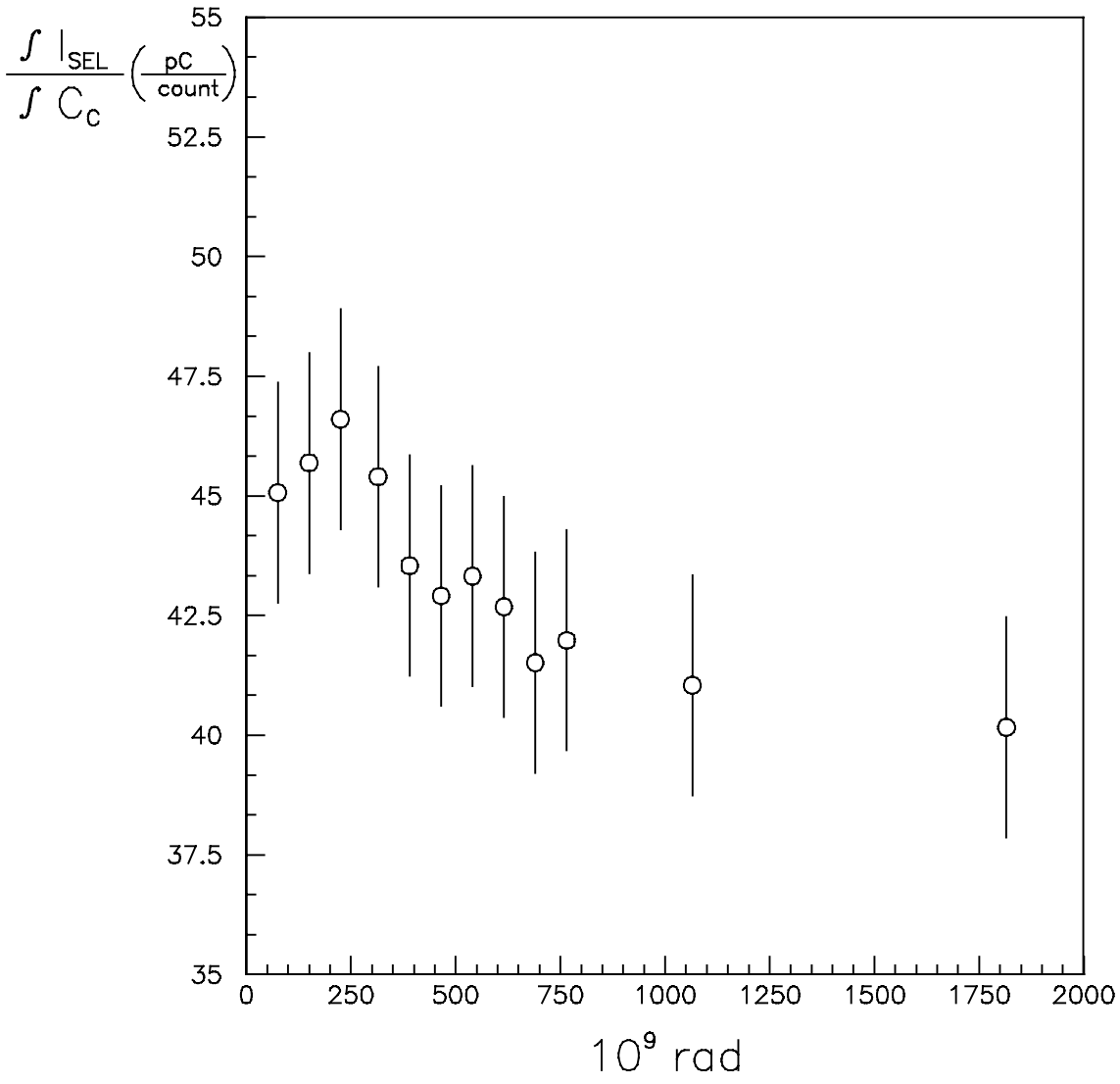


Abb. 9 Verhältnis des pro Meßrun integrierten Sekundärelektronenstromes zur integrierten Kohlenstoffzählrate bei einer kohlenstoffbedampften Polypropylenfeser.
I_{Cup} = 100 nA, FWHM = 0,29 mm

Die Dosis der gesamten Messung wird unter COSY-Bedingungen in 770 Stunden erreicht, das sind mit den Pausen zwischen den COSY-Runs mehr als ein Monat. Man erkennt eine Abnahme des Verhältnisses um etwa 10 %. Eine Ursache für diesen Effekt könnte eine Veränderung der Oberflächenstruktur der aufgedampften Kohlenstoffschicht sein, die den Wert δ vermindert. Tatsächlich sank der Sekundärelektronenstrom von anfänglich 3,0 nA auf

letztlich etwa 2,6 nA. Grund für eine Strukturänderung der Oberfläche könnte aufgebrachter Kohlenstoff aus Pumpenölresten im Streukammervakuum sein, der anfängliche Rauhigkeiten der Oberfläche nivelliert. Dabei sollte sich N_T erhöhen, was den Abfall des Verhältnisses noch verstärkt. Eine Überprüfung dieser Vermutung ist anhand der Meßwerte jedoch nicht möglich, da eine geeignete Normierungsgröße fehlt, mit der man die Zunahme des Kohlenstoffgehaltes des Targets feststellen könnte. Der Cup-Strom ist nicht geeignet, da er keine Information darüber enthält, wie groß sein Anteil ist, der auf das Fasertarget trifft. Auch die integrierte Wasserstoff-Zählrate ist ungeeignet, da der Wasserstoffgehalt des Targets aufgrund der Strahlenschäden abnimmt, wie noch gezeigt wird. Eine Möglichkeit der Klärung dieser Frage scheint jedoch durch den Vergleich rasterelektronenmikroskopischer Aufnahmen der Oberfläche vor und nach der Bestrahlung gegeben zu sein. Da jedoch im COSY-Strahlrohr ein Ultrahochvakuum von 10^{-10} Torr herrscht, ist es äußerst unwahrscheinlich, daß sich dort ein wie oben angenommener Effekt zeigt. Eine andere Erklärung ist die Entstehung feiner Risse, die einzelne Bereiche elektrisch isolieren, sodaß die dort ausgelösten Sekundärelektronen nicht mehr zu dem über die Faser nachfließenden gemessenen Strom beitragen. Diese Elektronen lassen sich jedoch mit positiv geladenen Absaugblechen auffangen. Die Verwendung eines pA-Meters, dessen Eingang positiv gegen Masse vorgespannt werden kann, sollte es dann gestatten, den Strom dieser abgesaugten Elektronen zu messen. Solche Bleche sind jedoch wegen der Wechselwirkung mit dem Strahlhalo und der damit verbundenen Erhöhung der Untergrundzählrate bei COSY unerwünscht. Außerdem laden sich isolierte Bereiche so sehr positiv auf, daß die Sekundärelektronenemission aus ihrer Oberfläche endlich zum Erliegen kommt. Spannt man die Faser selbst negativ vor, so ermöglicht dies Ebenso eine Erhöhung des Sekundärelektronenstromes unter Vermeidung der Bleche, löst jedoch nicht das Problem der isolierten Bereiche.

5.3.2 Einfluß einer Absaugspannung

Bei den ersten Untersuchungen bestand die Möglichkeit, die aus dem Target ausgelösten Sekundärelektronen mit an der Targetleiter horizontal angebrachten, kleinen, auf positivem Potential liegenden Blechen abzusaugen. Dabei wurde der über das Fädchen nachfließende Strom gemessen. Abbildung 10 zeigt die Kennlinie:

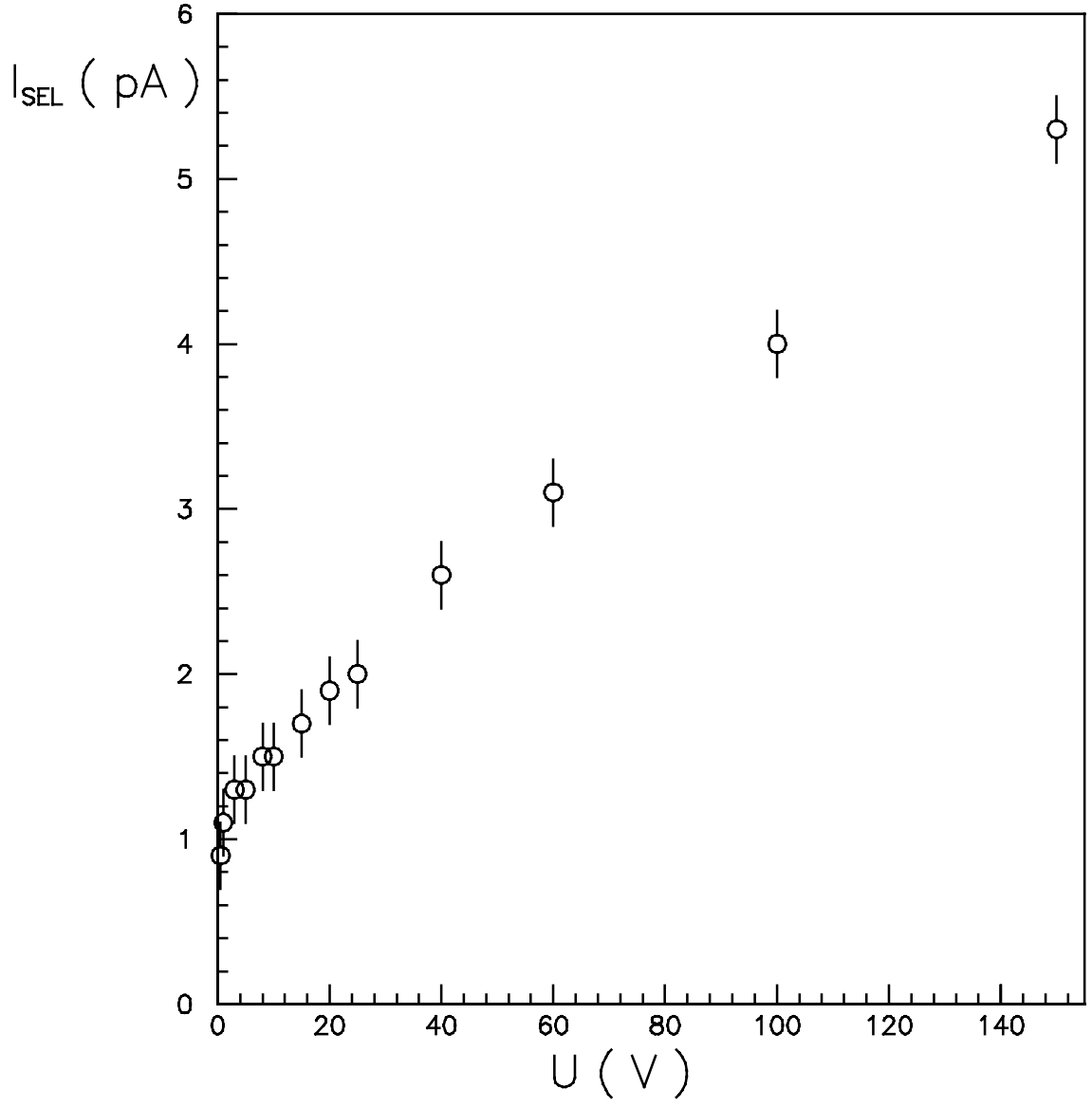


Abb. 10 Abhängigkeit des Sekundärelektronenstromes von der Spannung an einem Absaugblech. Sigrafil-Faser bei I_{Cup} = 11nA, FWHM = 0,21 mm

Wie man erkennt, ließe sich der Sekundärelektronenstrom um etwa eine Größenordnung

steigern, wenn man an das Blech eine Spannung von etwa + 200 V anlegte. Bei dieser Messung war der Strahl allerdings nicht genau auf das Target gerichtet, woraus sich der relativ kleine Wert für den Sekundärelektronenstrom erklärt. Da jedoch im COSY-Strahl die Protonen-Flächendichte zehn mal größer ist als im verwendeten Zyklotron-Strahl, ist ohnehin mit einem Sekundärelektronenstrom von etwa 300 pA zu rechnen. Da, wie schon in 5.3.1 gesagt, jedes zusätzlich am Targetort montierte Material Wechselwirkung mit dem Strahlhalo erfährt, was die Untergrundzählrate unnötig erhöht, scheint es nicht sinnvoll, solche Absaugbleche bei COSY-Experimenten zu verwenden, da moderne pA-Meter Ströme in der Größe von 300 pA bereits mit hoher Genauigkeit messen können.

5.4 Strahlenschäden

5.4.1 Veränderung der Stöchiometrie

Neben der in 5.3.1 angesprochenen Frage der Strahlenschädigung der aufgedampften Kohlenstoffschicht interessiert hauptsächlich die Größe der durch Crosslinking hervorgerufenen Abnahme des Wasserstoffgehaltes des Targets. Da der $G(H_2)$-Wert die Zahl der pro 100 eV deponierter Strahlteilchenenergie induzierten Crosslinks und damit auch der freigesetzten H_2-Moleküle bezeichnet, kann man nun diese relative Abnahme wie folgt abschätzen:

$$\frac{\frac{dH_2}{dt} \cdot t}{H_2(0)} = \frac{\frac{\overline{\frac{dE}{dt}}}{100eV} \cdot t \cdot G(H_2)}{\frac{m}{14} \cdot N_A}$$

dH_2/dt - Wassertsoffabnahme pro Zeit

$H_2(0)$ - Wasserstoffgehalt zu Beginn

Dabei ist $\frac{\overline{\frac{dE}{dt}}}{100eV} \cdot t \cdot G(H_2)$ die Zahl der Crosslinks in der Zeit t, wenn dE/dt die im Mittel pro Zeit deponierte Energie ist. $m/14 \cdot N_A$ ist die ursprünglich in der bestrahlten Targetmasse enthaltene Zahl an H_2, das natürlich nicht als Gas sondern als Kettenbestandteil vorliegt. Diese Abschätzung ist jedoch zu simpel, da sie unberücksichtigt läßt, daß mit zunehmender Konzentration von Crosslinks die Wahrscheinlichkeit für das Induzieren weiterer Crosslinks abnimmt. Man betrachtet daher besser den oben genannten Wert als Abfallkonstante einer Beschreibung gemäß einer Exponentialfunktion. Die im Target pro Zeit deponierte Energie beträgt unter Verwendung des in 1.2.2 hergeleiteten Ausdrucks für die effektive Tergetdicke ξ_{eff} :

$$\overline{\frac{dE}{dt}} = \frac{dE}{d\xi} \cdot \xi_{eff} \cdot \frac{I}{e} = \frac{dE}{d\xi} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{r^2}{\sigma_X} \cdot \rho \cdot \frac{I}{e}$$

Die vom Strahl getroffene Masse des Targets ist die eines Zylinders, dessen Deckfläche $r_{Fiber}^2 \cdot \pi$ und dessen Länge $(2 \pi)^{1/2} \cdot \sigma_y$ ist. Bei den Zyklotronexperimenten war $\sigma_y = \sigma_x$.

$$m = r^2 \cdot \pi \cdot \sqrt{2\pi} \cdot \sigma_x \cdot \rho$$

Bildet man nun den Quotienten aus Energieverlust pro Zeit und der bestrahlten Masse, so erhält man die Dosisleistung:

$$\frac{\overline{\frac{dE}{dt}}}{m} = \frac{dE}{d\xi} \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sigma_x^2} \cdot \frac{I}{e}$$

Somit ist die Zerfallskonstante:

$$\frac{\overline{\frac{dH_2}{dt}}}{H_2(0)} = \frac{dE}{d\xi} \cdot \frac{14}{2\pi \cdot 100 eV \cdot N_A \cdot e} \cdot \frac{I}{\sigma_x^2} \cdot G(H_2)$$

Endlich also:

$$\frac{\Delta H_2(t)}{H_2(0)} = \frac{H_2(0) - H_2(0) \cdot \exp[- \frac{dE}{d\xi} \cdot \frac{14}{2\pi \cdot 100 eV \cdot N_A \cdot e} \cdot \frac{I}{\sigma_x^2} \cdot G(H_2) \cdot t]}{H_2(0)}$$

Oder aber:

$$\Delta H_2(t) = H_2(0) \, [1 - e^{(-\lambda t)}] \text{ , mit } \lambda = \frac{\overline{\frac{dH_2}{dt}}}{H_2(0)}$$

Paßt man an die Meßwerte eine Exponentialfunktion an, so läßt sich aus dem Fitparameter nach Einsetzen der Werte "I" und "σ_x" für den Strahlstrom und die Standardabweichung ein Schätzwert für $G(H_2)$ gewinnen. Die folgenden Diagramme zeigen das gegen die Dosis abgetragene Verhältnis der pro Meßrun integrierten Wasserstoff-Zählrate zur als Normierung

dienenden integrierten Kohlenstoffzählrate. Selbst wenn man wie in 4.2.1 annimmt, daß sich während der Bestrahlung Kohlenstoff von gecrackten Pumpenölresten im Streukammervakuum auf das Target legt, so mag dies zwar den Wert δ merklich ändern, wird aber wegen der Kleinheit des Effektes die Tauglichkeit der integrierten Kohlenstoffzählrate als Normierung nicht mindern, da die statistisch bedingten Schwankungen des Verhältnisses bereits 5 - 10 % betragen.

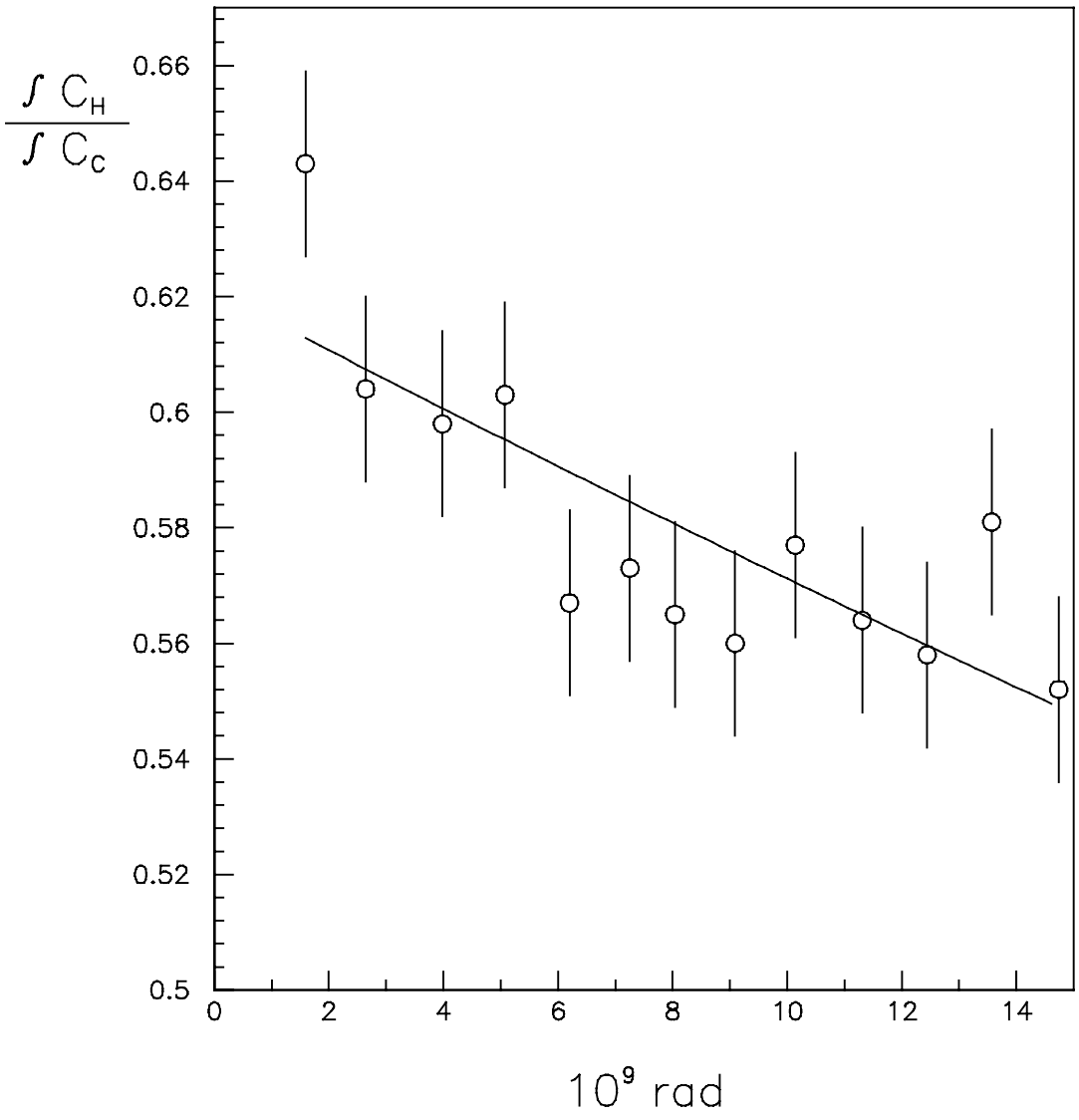


Abb. 11 Abnahme des Verhältnisses von pro Meßrun integrierter Wasserstoff-Zählrate zur Kohlenstoffzählrate bei einer mit 45 µg cm^{-2} Kohlenstoff bedampften CH_2-Fiber.

Abbildung 11 zeigt die Abnahme des Verhältnisses der pro Meßrun integrierten Wasserstoffzählrate zur Kohlenstoffzählrate bei einer mit 45 µg cm^{-2} Kohlenstoff bedampften, 14 µm

dünnen Polypropylen-Fiber. Der Strahlstrom betrug I_{Cup} = 5,8 nA, die Halbwertsbreite des Strahles war FWHM = 1,71 mm, was einer 2,2-fachen COSY-Belastung entspricht. Die Gesamtdosis würde bei COSY in etwa vierzehn Stunden erreicht (ohne Pausen). Obwohl die Meßwerte nicht gut mit einer Exponentialfunktion angepaßt werden können wurde ein Fit durchgeführt. Der so ermittelte $G(H_2)$-Wert beträgt 0,59 +/- 0,13. In Abbildung 12 betrug der Strahlstrom betrug I_{Cup} = 10 nA bei einer Halbwertsbreite von FWHM = 1,76 mm.

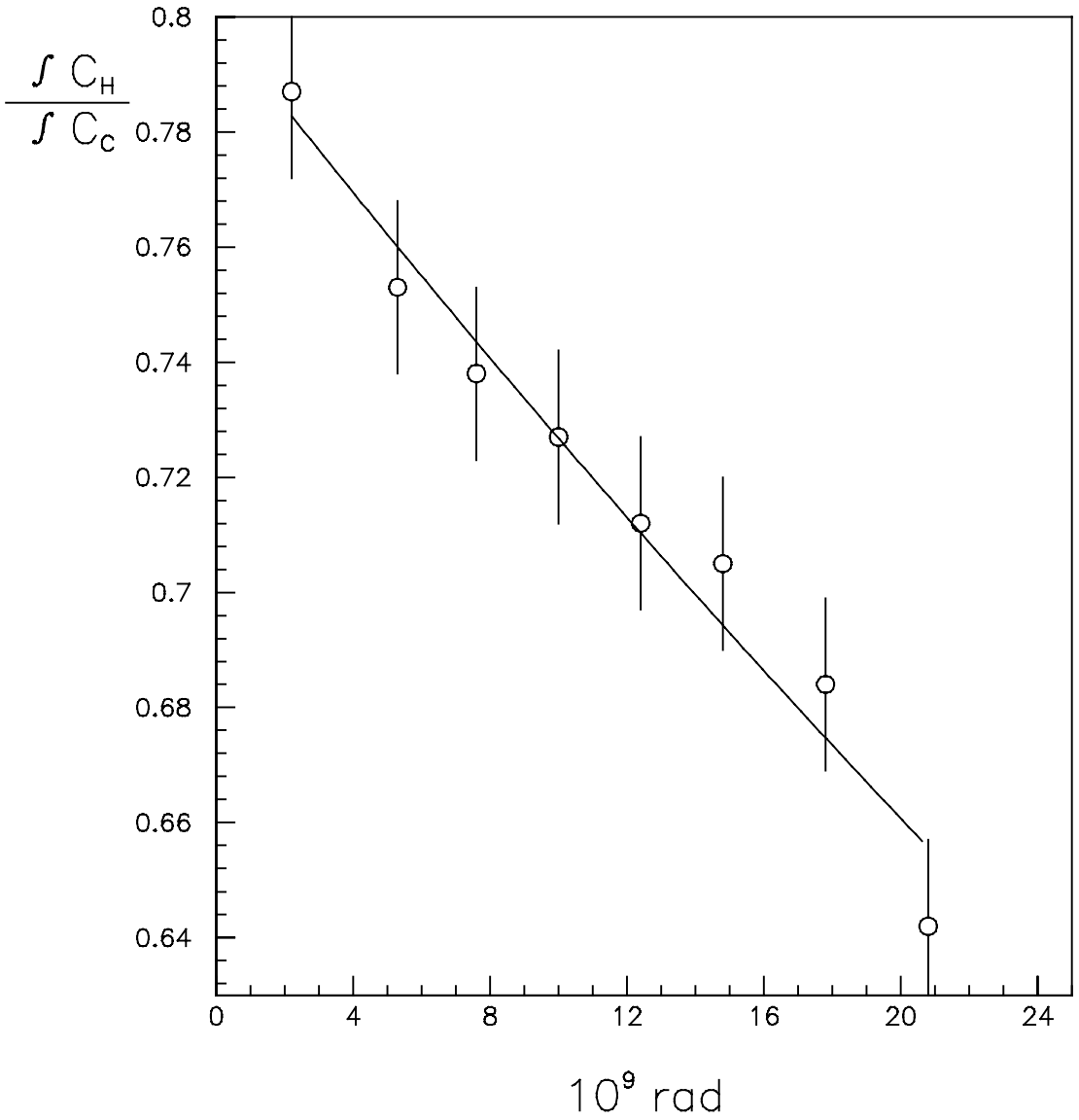


Abb. 12 Abnahme des Verhältnisses von pro Meßrun inegrierter Wasserstoffzählrate zur Kohlenstoffzählrate einer mit nur 25 µg cm^{-2} Kohlenstoff bedampften CH_2-Faser.

Dies entspricht etwa 3,6-facher COSY-Belastung beziehungswiese achtzehn Stunden COSY-

Betrieb (ohne Pausen). Der hier durch Fit gewonnene $G(H_2)$-Wert ist 0,65 +/- 0,09.Das letzte Diagramm in Abbildung 13 entstand bei einem Strahlstrom von I_{Cup} = 17 nA und einer Halbwertsbreite des Strahles von FWHM = 1,44 mm, was 9,2-facher COSY-Belastung entspricht. Die gesamte Dosis wäre im COSY-Betrieb nach etwa 36 Stunden erreicht. Die

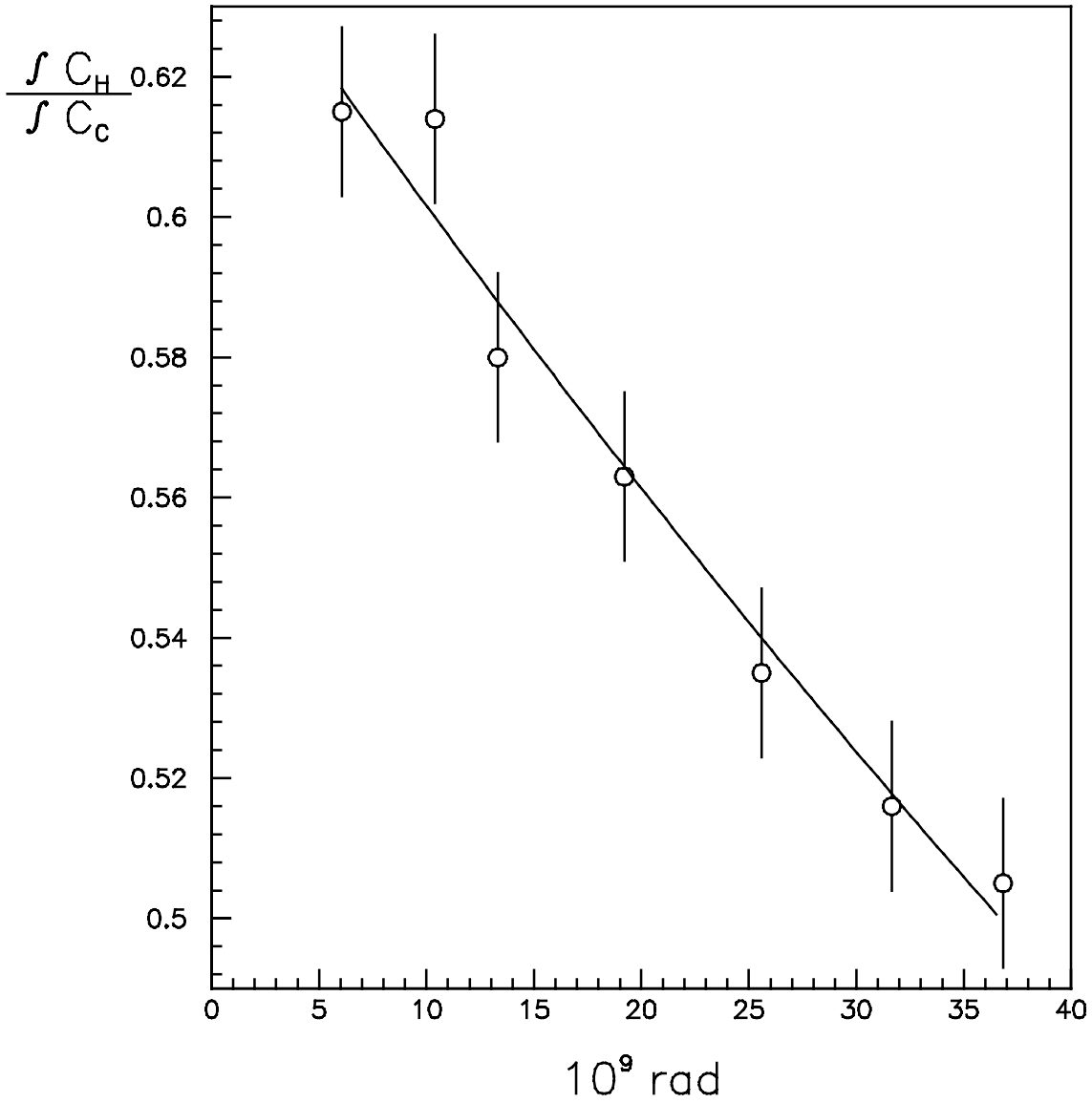


Abb. 13 Abnahme des Verhältnisses von pro Meßrun integrierter Wasserstoffzählrate zur integrierten Kohlenstoffzählrate. I_{Cup} = 17 nA, FWHM = 1,44 mm $\Rightarrow \sigma_x$ = 0,613 mm.

bestrahlte Polypropylen-Faser war mit 45 µg cm^{-2} Kohlenstoff bedampft. Der nach Anpassen einer Exponentialfunktion erhaltene $G(H_2)$-Wert ist 0,47 +/- 0,06. Dazu muß bemerkt werden, daß während der gesamten Meßzeit aufgrund von Störungen in der ECR-Quelle

Schwankungen des Strahlstromes und des Strahlprofiles auftraten. Es ist daher anzunehmen, daß der Wert $\Delta E/s$ nicht konstant und die Gesamtdosis geringer war als anhand des zu Beginns der Meßzeit aufgenommenen Strahlprofils berechnet.

5.4.2 Änderung der mechanischen Eigenschaften

Das Entstehen von Crosslinks vermindert nicht nur den Wasserstoffgehalt des Targets sondern führt durch Vernetzung des ursprünglich eindimensionalen Polymers zu einem dreidimensionalen zu drastischen Änderungen der Elastizität und anderer mechanischer Eigenschaften wie Torsionsfestigkeit, Dehnbarkeit und Zerreißfestigkeit. Eine Bewertung der Strahlenresistenz ist über die Angabe derjenigen Dosis möglich, die eine betrachtete mechanische Eigenschaft auf die Hälfte ihres Anfangswertes mindert. Aufgrund der Abhängigkeit des $G(H_2)$-Wertes von der mittleren Kettenlänge, dem mittleren Verzweigungsgrad der Moleküle und dem fabrikationsbedingten Kristallisationsgrad derjeweiligen Modifikation, in der ein Kunststoff vorliegen kann, gibt es keine allgemeingültigen Zahlenwerte [HAR,59]. Die Größenordnung der Dosis, bei der sich die Werte der mechanischen Eigenschaften von Polypropylen halbieren, liegt jedoch im Bereich von 10^9 bis $10 \cdot 10^9$ rad. Bei noch höherer Dosis wird der Kunststoff glasartig [BOP,55], [CHA,56]. Dieser Effekt konnte an mit großer Dosis belasteten Polypropylenfasern nachgewiesen werden. Während sich in unbestrahlte Fasern Knoten machen lassen und sie extrem dehnbar sind, zerbrechen intensiv bestrahlte Fädchen bei Verbiegung sehr leicht an der Wechselwirkungsstelle mit dem Strahl. Es war daher von Interesse, ob sich unter dem Mikroskop Veränderungen an bestrahlten Faserabschnitten im Vergleich zum jungfräulichen Zustande erkennen lassen. Auf der übernächsten Seite sind einige Mikrofotografien zusammengestellt.

5.4.3 Erläuterungen zu den Mikrofotografien

Die Bilder 1) bis 4) sind mit einem Stereo-Auflicht-Mikroskop bei 100-facher Vergrößerung aufgenommen worden. Aufgrund von direkter Reflexion des von oben aufgestrahlten Lichtes an der Kohlenstoffschicht der Fasern erscheinen diese hell vor dunklem Hintergrund.

Bild 1: Polypropylenfaser, beschichtet mit 45 µg cm^{-2} Kohlenstoff. Gezeigt ist der nicht bestrahlte obere Bereich der Faser nach Abschluß einer Meßreihe.

Bild 2: Dieselbe Faser wie in Bild 1, gezeigt ist jedoch der bestrahlte Bereich in der Mitte. Gesamtdosis mehrere 10^9 rad. Man erkennt deutlich Risse entlang des Umfanges, hervorgerufen vermutlich durch Versprödung des Materials und den Einfluß starker Vibrationen durch Turbopumpen.

Bild 3: Scharfe Bruchkante einer mit $40 \cdot 10^9$ rad belasteten kohlenstoffbedampften Faser (45 µgcm^{-2}). I_{Cup} = 17 nA, FWHM = 1,44 mm.

Bild 4: Im Gegensatz zu Bild 4 hier die Schmelzkante einer mit sehr "scharfem" Strahl (FWHM = 0,29 mm) bei I_{Cup} = 300 nA belasteten unbehandelten Polypropylenfaser. Bei allen Bildern entspricht ein Zentimeter etwa 50 µm.

Bild 5: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Kohlenstoffoberfläche einer bedampften Faser. Man erkennt, daß sich keinesfalls nur feiner Dampf niedergeschlagen hat sondern auch kleine Cluster mit Durchmessern von etwa 0,5 µm. Vergrößerung 13.300-fach, im Bild entspricht ein Zentimeter 0,75 µm.

Bild 6: Abbildung eines Risses in der Kohlenstoffschicht einer mit 45 µgcm^{-2} Kohlenstoff bedampften Faser. Oben in der Verlängerung hat die Faser Massekontakt, unten in der Verlängerung ist sie gebrochen und hängt frei. Der im Bild heller erscheinende untere Abschnitt ist durch den Riß also elektrisch von der Masse isoliert. Er erscheint heller aufgrund der lokalen Aufladung. Vergrößerung 2.000-fach, im Bild entspricht ein Zentimeter 5 µm.

6 Bewertung der Meßergebnisse

Anhand der gewonnenen Resultate können nun Antworten auf die in 1.1 gestellten Fragen gegeben werden:

1) Sind CH_2-Fasern in der geforderten Dicke überhaupt handhabbar?

Es ist ohne Schwierigkeiten möglich, die 14 µm dünnen Fasern von Hand unter Zuhilfenahme einer Lupe oder eines kleinen Stereomikroskopes in Rähmchen zu kleben. Die Genauigkeit der Positionierung hängt dabei von der gewählten Vergrößerung ab und liegt in der Größenordnung des Faserdurchmessers. Große Sorgfalt ist jedoch im Umgang mit bedampften Fasern nötig, da die aufgebrachte Kohlenstoffschicht empfindlich gegen Berührung ist und bei Überdehnung oder zu starker Biegung der Faser einreißt.

2) Verändert sich das stöchiometrische Verhältnis von Kohlenstoff zu Wasserstoff in der Targetfaser während der Bestrahlung?

Wie in 5.4.1 gezeigt wurde, verringert sich der Wasserstoffgehalt der Fasern durch die Bestrahlung. Legt man die Beschreibung der Strahlenschädigung durch Crosslinking zugrunde, so läßt sich aus den vorliegenden Ergebnissen ein $G(H_2)$-Wert von etwa 0,6 +/- 0,1 ableiten. Dieser liegt an der unteren Grenze des in der angegebenen Literatur genannten Bereiches von $G(H_2) = 1 - 3$. Polypropylenfasern von HOECHST sind offenbar besonders gut als Targetfasern geeignet. Unsicherheiten in der vorliegenden Abschätzung liegen in der Bestimmung der tatsächlich in der Targetfaser deponierten Dosis, da ein Teil der auf Sekundärteilchen übertragenen Energie der Strahlteilchen nicht zum Induzieren von Crosslinks beiträgt sondern von ihnen als kinetische Energie aus dem Target abgeführt wird. Die Frage ist, ob durch den Wasserstoffverlußt die Tauglichkeit der Fasern als internes Target für das EDDA-Experiment in Frage gestellt ist. Ein Minirun ist bei COSY-Experimenten aufgrund der durch Injektion und Hochbeschleunigung bedingten Zeitstruktur maximal zehn Sekunden lang. Während eines solchen Miniruns ändert sich aber der Wasserstoffgehalt lediglich um 0,05‰, sodaß die Meßgenauigkeit davon unbeeinflußt bleibt. Diese Abnahme ist um mehrere Größenordnungen kleiner als Schwankungen der Targetdicke eines

Atomstrahltargets und außerdem sowohl monoton sowie berechenbar. Da das Material aber aufgrund der Strahlenschäden versprödet, muß der COSY-Target-Mechanismus die Möglichkeit bieten, ohne Belüftung des Strahlrohres einen Targetwechsel vornehmen zu können, um etwa langgediente, durch Erschütterungen beim Verfahren beschädigte Fasern austauschen zu können.

3) Gestattet eine Bedampfung der Fasern mit Kohlenstoff eine ausreichende Erhöhung der an sich außerordentlich geringen Leitfähigkeit und somit eine Messung des Sekundärelektronenflußes aus der Oberfläche?

Wie in 5.2.2 gezeigt wurde, kann die Oberflächenleitfähigkeit ausreichend erhöht werden. Aufgrund des hohen Strahlstromes von COSY ist dort ein Sekundärelektronenstrom von etwa 300 pA zu erwarten. Eine Messung dieses Stromes ist mit modernen pA-Metern im Genauigkeitsbereich von 1% möglich. Versuchsweise wurden Fasern mit einer derartig dicken Kohlenstoffschicht bedampft, daß der Widerstand über 1,5 cm Faserlänge mit einem Kurbelinduktor-Ohmmeter meßbar war. Dabei wurde festgestellt, daß sich der Widerstand im Laufe von Stunden nach dem Einkleben der Faser mit Leitsilber von anfänglich etwa 100 MΩ auf letztlich über 500 MΩ, der Grenze des Meßbereiches, erhöhte. Da das Leitsilber in Xylol gelöst ist, ist zu vermuten, daß die Faser an der Kontaktstelle hiervon angegriffen wird. Auf einigen Mikrofotografien erkennt man mit polarisiertem Licht farbige Schlieren an der Kontaktstelle. Dieser Effekt beeinträchtigt die Sekundärelektronenstrommessung jedoch nicht, da selbst bei einem Widerstand der Faser von einigen 10^9 Ω aufgrund des kleinen Stromes von 300 pA bei COSY-Bedingungen der Spannungsabfall bloß einige Volt beträgt. Das Zeitverhalten des Stromes, wie es in Abb.9 gezeigt wurde, ist noch nicht abschließend geklärt. Sollte es sich dabei aber wie vermutet um einen durch angelagerten Kohlenstoff aus Pumpenölresten im Streukammervakuum hervorgerufenen Effekt handeln, so wird er wegen des bei COSY-Betrieb nötigen Ultrahochvakuums von 10^{-10} Torr dort nicht auftreten. Es ist noch nicht getestet, ob dieser Langzeiteffekt auch an reinen Sigrafil-Kohlenstoffasern auftritt. Verzichtet man gänzlich auf eine Beschichtung und bestrahlt nackte Fasern, so werden sie je nach Strahlstrom in Sekunden so stark aufgeladen, daß sie unter der Wirkung der elektrischen Abstoßungskräfte gegen leitende Gehäuseteile zerreißen.

4) Kann der so gemessene Sekundärelektronenstrom zur Bestimmung der Luminosität verwendet werden?

Die nach bisherigem Verfahren bedampften Fasern gestatten, zeitliche Schwankungen der Luminosität zu messen, sind aber nicht als absolute Luminositätsmonitore geeignet, da sich die durch den Parameter δ beschriebene Sekundärelektronenausbeute pro Strahlproton von Faser zu Faser und sogar entlang ein und derselben Fiber um bis zu eine Größenordnung ändern kann. Der Grund hierfür sind kleinste, mitbedampfte Staubpartikel an der Oberfläche der Faser, die lokal den Wert δ ändern sowie feine Risse in der Kohlenstoffschicht, die dazu führen, daß es entlang der Faser Abschnitte gibt, die nicht mehr leitend mit dem Meßkontakt verbunden sind. Die dort ausgelösten Sekundärelektronen tragen dann nicht mehr zum gemessenen Strom bei. Gelingt es, die Kohlenstoffschicht unter staubfreien Bedingungen auf sauberste Faseroberflächen aufzutragen, so ist zumindest das Problem der lokalen Erhöhung von δ beseitigt. Die großen Fehlerbalken in den Abbildungen 8 und 9 haben ihre Ursache in der Verwendung eines veralteten pA-Meters mit einer Relaxationszeit von 0,75 Sekunden und dem Umstand, daß das Meßkabel für I_{Sel} über 50 Meter durch das Gebäude verlegt werden mußte. Kleine Schwankungen des Stromes durch Bewegung des Meßkabels, die aufgrund der dadurch hervorgerufenen Kapazitätsänderung entstehen, beeinträchtigen die Meßgenauigkeit. Für das EDDA-Experiment ist daher die Verwendung eines Instrumentes mit Fernbereichswahl, kurzer Meßleitung und VFC-Ausgang unerläßlich.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit gewonnenen Ergebnisse zeigen, daß das für Phase 1 des EDDA-Experimentes vorgesehene interne CH_2-Target mit 14 µm dünnen Polypropylen-Fasern der Firma HOECHST verwirklicht werden kann. Eine Optimierung der Bedampfungstechnik zum Erreichen einwandfreier Oberflächen wird weiterverfolgt. Eine andere Möglichkeit als die Verwendung von Kohlenstoff ist die Beschichtung mit Aluminium, das bei entsprechend kleinerer Schichtdicke die effektive Targetdicke nicht zu groß werden läßt und duktiler ist. Dann allerdings muß außer dem Kohlenstoffuntergrund zusätzlich der Aluminiumuntergrund abgezogen werden, etwa unter Benutzung einer alubedampften Kohlenstoffaser. Wie Berechnungen zeigen [HIN,91], kann die Standzeit des COSY-Strahles wesentlich erhöht werden, wenn es gelingt, die Fasern noch dünner zu machen. Es sollte daher versucht werden, erwärmte Fasern dauerhaft zu strecken. Eine Messung des Durchmessers ist mikroskopisch oder mit der Methode der Lichtbeugung möglich. Als Targetfahrmechanismus bietet sich die Erweiterung des seit Jahren mit Erfolg am Cooler Ring der IUCF-Bloomington verwendeten Systems um eine Targetwechseleinheit an. Bei diesem System wird ein computergesteuerter Linearmotor mit hoher Rückstellgenauigkeit auch ohne mechanischen Anschlag verwendet, was die auf das Target wirkenden Beschleunigungskräfte erheblich reduziert. Dadurch und durch die Entkopplung von starken Vibrationen, wie sie von Turbopumpen erzeugt werden, sollte die mechanische Belastung der Targets minimal gehalten werden, sodaß deren Lebensdauer bei der für die Vergleiche mit COSY berechneten dortigen Dosisleistung von 0,315 Mrad/s die Größenordnung von mehreren Tagen erreicht.

Literatur

[BEA,89] S. R. Beadle, E.S. Rodger, R.E. Thern, A Beam Scraber Using a Linear Motor, Brookhaven National Lab internal Report B N L - 4 1 8 2 5, 1989

[BER,90] J.Bergoz, Current Monitors for Particle Beams, eingereicht zur Quark-Matter'91, Mentau, 10.05.1990

[BIS,89] J.Bisplinghoff, F. Hinterberger, A High Resolution Study of p+p Exitation Functions, ISKP Bonn, April 1989, vorgelegt dem Program Advisory Committee COSY, KFA Jülich

[BOP,55] C. D. Bop, O. Sisman, Radiation Stability of Plastics and Elastomers, Nucleonics, 13 (7), 28 (1955)

[CHA,56] A.Charlesby, How Radiation affects Materials: Beneficial Effects on Polymers, Nucleonics, 14 (9), 82 (1956)

[CRC,75] Handbook of Chemistry and Physics, CRC Press, Inc., Boca Raton, Florida, 56 th edition, (1975/76)

[HAR,57] J. J. Harwood, H. H. Hausner, J. G. Morse, W. G. Rauch (Hersg.), The Effects of Radiation on Materials, Reinhold Publishing Corporation New York, Chapman & Hall, Ltd., London

[HIN,91] F. Hinterberger, D. Prasuhn, Synchrotron Beam Properties with an internal Target, Februar 1991, zur Veröffentlichung bestimmt.

[HOF,87] H. Hofstädt, S. Merk, H. R. Petry, Z. Physik A 326, 391 (1987)

[HUB,85] M. G. Huber, B. C. Metsch, H. G. Hopf, Lec. Notes in Phys. 243,499,(1985)

[LAH,91] U. Lahr, interne Mitteilung, ISKP Bonn (1991)

[LOC,86] M.P. Locher, M.E. Saino, A. Svarc, Adv. Nucl. Phys. 17, 47 (1986)

[MAY,84] T. Mayer-Kuckuk, Kernphysik, Teubner Studienbücher, 4. Auflage (1984)

[RÖM,58] H. Römpp, Chemie-Lexikon, Franck'sche Verlagshandlung, Stuttgart (1958)

[SCHM,90] W. Schmitt, interne Mitteilung, ISKP Bonn (1990)

[SCHW,91] F. Schwandt, Konzeption, Aufbau und Test des Triggersystems für das EDDA-Experiment, Diplomarbeit am ISKP Bonn, (1991)

[SHI,90] H. Shimizu, interne Mitteilung, ISKP Bonn, (1990)

[STE,57] E. J. Sternglass, Theory of Secondary Electron Emission by High-Speed-Ions, Phys. Rev. 108 (1957) 1

[UNS,85] K. Unser, Toroidal AC and DC Current-Transformers for Beam Intensity Measurements, Atomenergie Krentechnik Vol. 47 Nr. 1 (1985)

[WIL,67] H. Wilski in D'Ans, E Lax, Taschenbuch für Chemiker und Physiker, Band 1, 3. Auflage, Springer-Verlag Berlin, (1967)

Danksagungen

Herrn Prof. Dr. T. Mayer-Kuckuk danke ich für die Möglichkeit, die Diplomarbeit am Institut für Strahlen- und Kernphysik durchführen zu können,

Herrn Prof. Dr. J. Bisplinghoff für die uneingeschränkte Unterstützung und Anleitung bei der Erstellung der Arbeit sowie für ständige Bereitschaft zu klärenden Diskussionen,

Herrn Prof. Dr. F. Hinterberger für das gleiche sowie für viele anregende Vorschläge und Ideen,

Herrn Dipl. Phys. U. Lahr für wertvolle Hilfe bei der Konzeption der Datenaufnahme und ständige Hilfsbereitschaft, den Herren Priv. Doz. Dr. P. D. Eversheim, Prof. Dr. R. Jahn, Dipl. Phys. W. Schmitt für wertvolle Hinweise,

den Firmen HOECHST und SIGRI für das kostenlose Targetmaterial,

Frau H. Hodde für ihren Einsatz bei der Bedampfung der Fasern und die Erlaubnis, ihr Labor unbeaufsichtigt benutzen zu dürfen, Herrn E. Hilt aus dem Institut für Physikalische Chemie Bonn für die Zurverfügungstellung des Rasterelektronenmikroskops und die Mithilfe bei der Erstellung von Aufnahmen, den Herren Prof. Dr. W. Wallraffen und Dipl. Phys. M. Neuroth aus dem Mineralogischen Institut Bonn für die Zurverfügungstellung des Stereomikroskopes,

der Zyklotronmannschaft für zuverlässige Dienste, dem Leiter der Feinmechanischen Werkstatt, Herrn A. Klapperstück, für gute Ideen bei der Konstruktion der Targethalterung,

den Gruppenmitgliedern Dipl. Phys. F. Schwandt, Dipl. Phys. W. Wiedmann, Dipl. Phys. R. Gebel, J. Schleef, Dipl. Phys. H. Scheid, Dipl. Phys. I. Nies und anderen für gute Zusammenarbeit.

Besonders danke ich meinen Eltern dafür, daß sie mir das Studium der Physik ermöglicht haben.