2. Konzepte zur Bestimmung der Luminosität

2.1 Der Begriff der Luminosität

Die Luminosität L ist definiert als

$$L = \frac{dN_p}{dt} \cdot \frac{N_T}{F} \tag{2.1.1}$$

N_T/F ist die mittlere Flächenbelegungsdichte des Targets. Sie ergibt sich aus der Zahl der wechselwirkenden Targetteilchen und der Targetausdehnung in der Normalenebene des Strahls und ist im Falle eines fadenförmigen Feststofftargets senkrecht zum Strahl

$$\frac{N_T}{F} = \rho_T \cdot \frac{N_A}{A} \frac{V}{F} = \frac{\pi}{2} r\, \rho_T \frac{N_A}{A} \tag{2.1.2}$$

V,r : Volumen und Radius des Targets
F : Targetfläche senkrecht zum Strahl
A : Atomgewicht bzw. Molekulargewicht
ρ_T : Dichte des Targets in [g/cm^3] (ca. 0.94 g/cm^3 für CH_2)
N_A : Avogadrokonstante

Dabei ist der Überlapp zwischen Strahl und Target zunächst noch nicht berücksichtigt. dN_p/dt in Gl. (2.1.1) ist die Zahl der einlaufenden Projektile pro Zeit. Bei einem internen Speicherringexperiment ist diese bestimmt durch die Anzahl der umlaufenden Teilchen und deren Umlauffrequenz ν, was bei gleichmäßiger Verteilung im Ring dem mittleren Strahlstrom I_b entspricht :

$$\frac{dN_p}{dt} = \frac{I_b}{e} = N_p \cdot \nu \tag{2.1.3}$$

Wendet man diese Gleichung auf das EDDA-Experiment an und setzt Werte aus den ersten Strahlzeiten an COSY ein, so ergibt sich bei einer Ringfüllung von 10^8 Protonen mit 1200 MeV/c eine Umlauffrequenz von 1.3 MHz und ein mittlerer Strahlstrom von 24.7 µA. Gl. (2.1.1) gilt in der angegeben Form nur im Idealfall einer vollständigen Überdeckung von Strahl und Target. Ist diese nicht gegeben, so muß das durch einen Korrekturterm berücksichtigt werden, der das Flächenverhältnis von Strahl und Target bei gleichzeitiger Wichtung der Strahlintensität angibt. Mit der Annahme einer gaußförmigen Intensitätsverteilung des Strahls mit einer vertikalen Standardabweichung σ_y und einem horizontal gespannten Fadentarget mit Durchmesser 2r erhält man

$$\frac{I_T}{I_b} = \frac{2r}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} \tag{2.1.4}$$

I_T : Strahlstromanteil, der das Target durchsetzt (Faden bei y=0)

Unter Zuhilfenahme der COSY-Sollwerte für σ_y (5.8mm bei 1GeV/c, [COS90]) und einem gewünschten Targetradius von 4 µm liefert (2.1.4) den Wert $5.5 \cdot 10^{-4}$. Für die bisherigen

Messungen mit σ_y=1.4mm (vgl. Kap.5) und r=7μm beträgt das Verhältnis $3.99 \cdot 10^{-3}$.
Des weiteren kann bei einem bekanntem Wirkungsquerschnitt σ einer beliebigen Reaktion die Luminosität durch die gemessene Zählrate in einem Detektor bestimmt werden. Es ist

$$L = \frac{\frac{dN_e}{dt}}{\sigma} \tag{2.1.5}$$

N_e : Zahl der Ejektile

Soll ein unbekannter Wirkungsquerschnitt σ_u ermittelt und die Zählrate mit derjenigen eines bereits bekannten Wirkungsquerschnitts σ_x normiert werden, dann folgt daraus

$$\sigma_u = \frac{N_u}{N_x}\sigma_x \tag{2.1.6}$$

Aus den Gleichungen (2.1.1-2.1.6) ergeben sich damit die zu bestimmenden Größen, wenn der Wert der Luminosität gesucht ist :
Im „direkten“ Fall gemäß Gl. (2.1.5) nehme man ein bekanntes σ_x und messe die Ejektilrate der entsprechenden Reaktion. Da hier nur eine Meßgröße erfaßt werden muß, scheint dies der einfachere und weniger fehlerträchtige Weg zu sein. Aus Redundanzgründen sollen aber alle Möglichkeiten zur Luminositätsbestimmung ausgeschöpft werden und auch der indirekte Weg in Betracht gezogen werden. Dazu bestimmt man den Strahlstrom I_b, das Verhältnis der Flächen und die Strahlintensität am Targetort.
Insgesamt ermittelt man die Luminosität für ein Fadentarget dann aus der Beziehung

$$L = \sqrt{\frac{\pi}{2}} N_p \cdot \nu \frac{r^2}{\sigma_y} \cdot \frac{N_A}{A} \rho_T \cdot n \tag{2.1.7}$$

Darin ist n die Anzahl der interessierenden Targetteilchen pro Atom oder Molekül des Targetmaterials. Tab. 2.1 gibt einige Luminositäten für unterschiedliche Konstellationen an.

Target	**Teilchen**	**r [μm]**	**N_p**	**σ_y [mm]**	**L [$cm^{-2}s^{-1}$]**
CH_2	Elektronen	7.0	10^8	1.4	$184 \cdot 10^{30}$
CH_2	Protonen (H)	4.0	$5 \cdot 10^7$	5.8	$1.81 \cdot 10^{30}$
C	Nukleonen	3.5	10^7	5.8	$2.90 \cdot 10^{30}$
Atomstrahl	Elektronen	$>\sigma_x$	10^{11}	-	$1.3 \cdot 10^{29}$

Tab. 2.1 : Luminositäten für EDDA-Targets bei einem Protonenimpuls von 1200 MeV/c. (Annahme für den Atomstrahl : 10^{12} Protonen/cm^2 und volle Strahlüberdeckung)

Sollte bei gegebenem Target die Luminosität für den Detektor zu groß sein, so besteht an COSY die Möglichkeit, über die sogenannte Mikropulsung die Zahl der umlaufenden Protonen auf einfache Weise zu reduzieren.
Bei der Strahlinjektion an COSY wird ein gepulster Modus (=Makropulsung) verwendet, bei dem in einem festen Tastverhältnis mit einer bestimmten Frequenz (z.B. 40 Hz,

Aktivtastung 10 ms) vom Beschleuniger JULIC Teilchen über ein Umladetarget in den COSY-Ring gelangen. Um eine zu starke Abschwächung des internen Strahls zu vermeiden, wird dieser sukzessive im Takt der Makropulsung am Umladetarget vorbeigelenkt. Um eine Verringerung des Strahlstroms zu erreichen, wird an der Ionenquelle die aktive Zeit der Makropulsung durch eine zusätzliche Rechteckfrequenz im Bereich von 100 kHz ausgetastet (Abb. 2.1). Diese Mikropulsung besitzt den Vorteil, daß keine weiteren maschinenspezifischen Einstellungen erforderlich sind. Die Angabe erfolgt über das Tastverhältnis in Bezug auf den Strahlstrom ohne Mikropulsung (z.B. 10^8 Protonen mit Mikropulsung 1:20 = $5 \cdot 10^6$ Protonen).

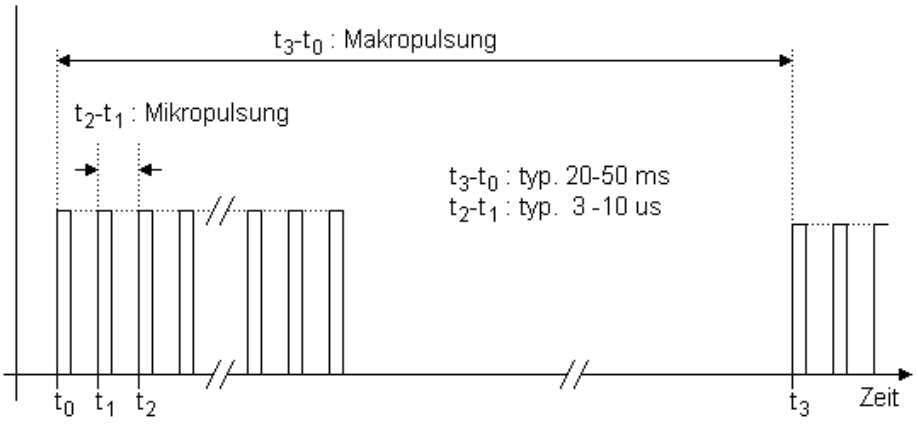


Abb. 2.1 : Zeitliche Struktur der Makro- und Mikropulsung des COSY-Strahls

2.2 Luminositätsmonitore

Soll die absolute Luminosität gemessen werden, so müssen die Meßwerte anhand bekannter absoluter Wirkungsquerschnitte kalibriert werden. Für eine relative Luminositätsbestimmung muß lediglich die Variation der Meßwerte mit der Energie berücksichtigt werden, um so Messungen am EDDA-Experiment während der Rampe miteinander vergleichen zu können. Schließlich können für die Überwachung von Teilaspekten wie z.B. Strahlprofilaufnahmen oder Stöchiometriemessungen am Target Daten gemäß Gl. (2.1.7) bei gleicher Energie direkt verglichen werden.
Alle nachfolgenden Monitore werden auf ihre Eignung für die Überwachung oder relative Luminositätsbestimmung hin untersucht.

2.2.1 Strahldiagnoseelemente an COSY

Von den in COSY integrierten Diagnoseelementen sind für Luminositätsmessungen der Wall-Gap Monitor, der Beam-Current Transformer und der kapazitive Pickup von Interesse. Deshalb sollen diese Meßgeräte hier kurz beschrieben werden. Für zusätzliche Details sei auf den Anhang E verwiesen.

Der Wall-Gap Monitor (auch Wall-Current Monitor WCM)

Man betrachtet Strahl und Strahlrohr wie einen Koaxialleiter. In der Rohrwand wird vom Strahl ein Spiegelstrom erzeugt, der dem Strahlstrom entgegengesetzt gleich ist. Man unterbricht das Rohr an einer Stelle und verbindet die Enden mit einem isolierenden Material. Wird die so entstandene Lücke mit einem oder mehreren Widerständen R_x überbrückt (Abb.2.2), so generiert der durch diese Widerstände fließende Spiegelstrom eine dem Strahlstrom proportionale Spannung [LAM89].

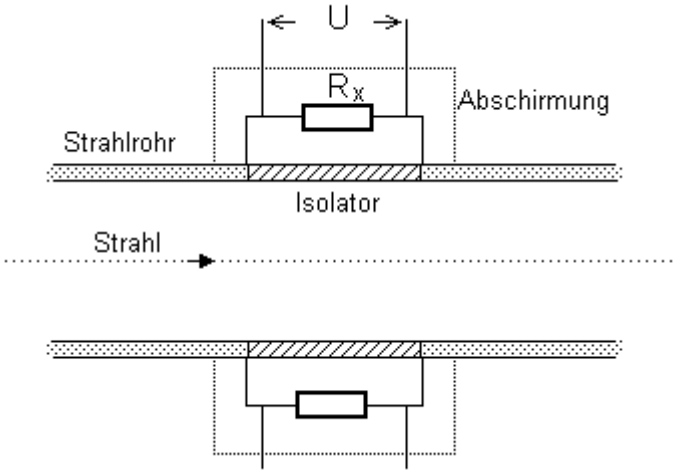


Abb. 2.2 : Schematische Darstellung des Wall-Gap Monitors. Um den Isolator sind n Widerstände R_x in gleichen Winkelabständen (360°/n) angeordnet.

Unter der Voraussetzung der korrekten Anpassung der Impedanz Z der Meßstelle auf $Z=R_x$ ermittelt sich die Spannung U_x bei zentriertem Strahl zu

$$U_x(t) = \frac{R_x}{n+m} I_b(t) \qquad (2.2.1)$$

mit n : Anzahl der Widerstände R_x
m : Anzahl der Impedanzen Z (=Zahl der gleichzeitig gemessen Spannungen)
$I_b(t)$: Strahlstrom zur Zeit t

Werden die Spannungen aller Widerstände gleichzeitig erfaßt, so reduziert sich der Ausdruck auf

$$U_x(t) = \frac{R_x}{2n} I_b(t) \qquad (2.2.1a)$$

Da am Meßverfahren annähernd keine Kapazitäten beteiligt sind,ist dieser Monitortyp damit gut geeignet, die genaue zeitliche Struktur des Strahlstroms wiederzugeben, z.B. die Stromverteilung innerhalb des Bunches oder das Tastverhältnis. Wegen der Empfindlichkeit gegen Einkopplungen durch Störungen von außen[1] und der nicht idealen Leitfähigkeit des Strahlrohrs (vgl. Anh. E) werden niederfrequente Anteile der Signale (bis ca. 10 kHz)

[1] Aufgrund seiner Bauweise läßt sich der WCM nicht völlig abschirmen [DIE92], da sonst durch die Abschirmung die Isolationslücke wieder geschlossen würde.

ausgefiltert, was dazu führt, daß integrale Messungen des Strahlstroms nur indirekt möglich sind. Ordnet man die Widerstände R_x symmetrisch an und bildet die Verhältnisse der zugehörigen Spannungen U_x, so kann auch eine Bestimmung der Schwerpunktslage des Strahls bezüglich der Sollachse (=Strahlrohrmitte) vorgenommen werden [AVE71]. Davon wird allerdings derzeit bei COSY kein Gebrauch gemacht.
Der Wall-Gap Monitor liefert somit Informationen über die HF-Struktur des Strahls, was speziell bei extrem hohen Zählraten in den Detektoren wichtig ist, um definierte Betriebszustände zu garantieren (z.B. Pile-up der PIN-Dioden, vgl. Kap. 3).

Der Beam-Current Transformer (BCT, auch Bergoz-Monitor)
Dieser Monitor mißt den im Ring gespeicherten Strom induktiv. Abb. 2.3 zeigt den prinzipiellen Aufbau des BCT [UNS85]. Der Toroid T1 ist der zentrale Stromfühler, der zwei Spulen als Bestandteile einer Verstärkerrückkopplung trägt. Die primäre Spule P besitzt eine Windung und liefert am Verstärkereingang eine dem Strahlstrom proportionale Spannung.

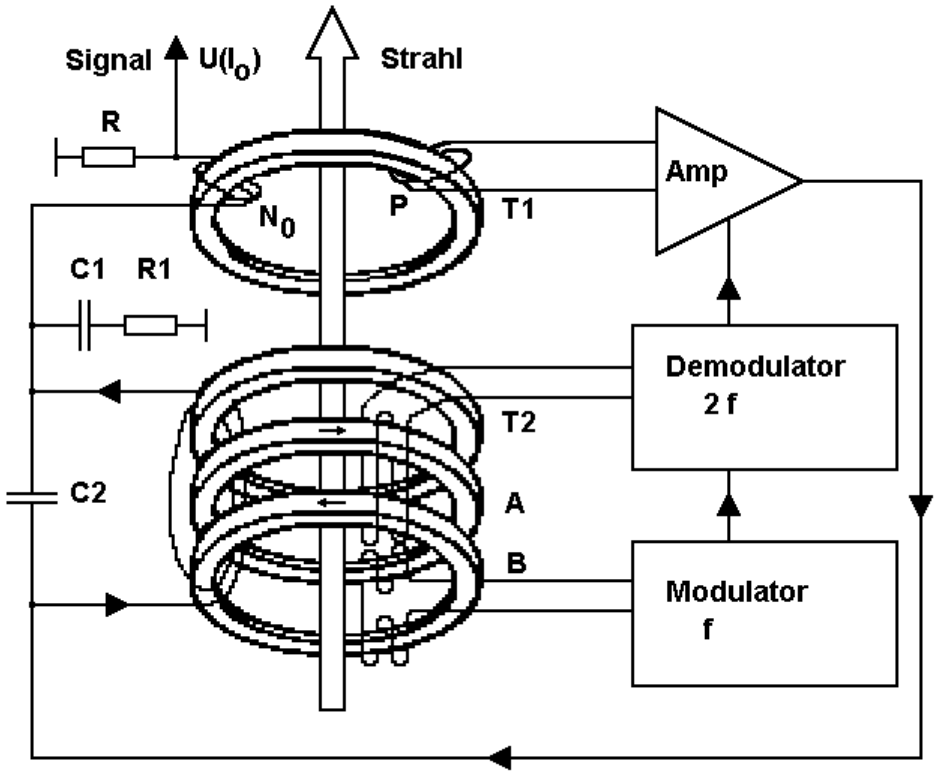


Abb. 2.3 : Prinzip des Beam-Current Transformers (nach [UNS68])

Dessen Ausgang liefert über die Windungen N_0 und den Widerstand R einen Strom I nach Masse. Mit diesem Strom kann der magnetische Fluß durch den Strahlstrom kompensiert werden :

$$I \cdot N_0 = I_0 \qquad (2.2.2)$$

I erzeugt über R eine Spannung U, diese kann abgegriffen werden und liefert den Strahlstrom als

$$I_0 = \frac{U \cdot N_0}{R} \qquad (2.2.3)$$

Da dies nur für die Wechselstromanteile korrekt ist, werden weitere Komponenten für die genaue Messung bis in den Gleichstrombetrieb benötigt. (siehe Anh. E).
Das an COSY verwendete Gerät ist vom Typ PCT. Dieser kann den integralen Strahlstrom mit einer Bandbreite von ca. 100kHz mit guter absoluter Genauigkeit vermessen. Die praktische Nachweisgrenze liegt bei etwa 10μA, was bei einer Protonenzahl von etwa $5 \cdot 10^8$ mit einem Impuls von 1300 MeV/c bereits einem Fehler von ca. 30% entspricht. Die theoretische Auflösung wird mit 10^{-6} bei einem Bereich von 100mA (also 100nA) angegeben [BER89]. Dieser Wert wird aber prinzipiell an COSY nicht erreicht, da die dafür erforderliche Integrationszeit von zwei Sekunden nicht zur Verfügung steht[2] . Weiterhin wird die Auflösung durch starke Störsignale im Modulationsfrequenzbereich (7 kHz) und bei Netzfrequenz (50 Hz) gestört. Deshalb wurde versucht, ein schmalbandiges Sperrfilter hoher Güte (f_0=7.00 kHz, Q=20) speziell zur Unterdrückung der Modulationsfrequenz einzusetzen. Der Versuch brachte nicht den erhofften Erfolg, da die Störsignale z.T. impulsförmig sind und damit einen hohen Anteil höherer Frequenzen beinhalten. Zudem war aus technischen Gründen der Einsatz des Filters nur in der COSY-Warte und nicht direkt am BCT möglich.

Der kapazitive Pickup (auch Beam Position Monitor BPM)
Dieser Monitor besteht aus mehreren Elektroden, die innerhalb des Strahlrohrs montiert sind und über Vakuumdurchführungen ausgelesen werden. Die stark schematisierte Darstellung eines solchen Monitors zeigt Abb. 2.4. An COSY werden Elektroden aus diagonal geschlitzten Zylindern eingesetzt [BOJ93].

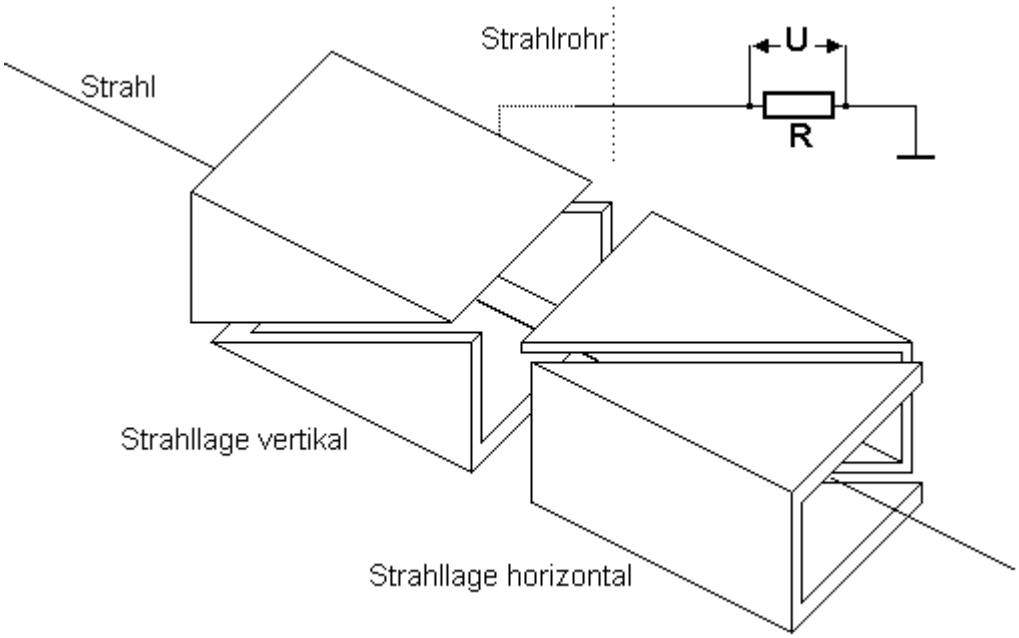


Abb. 2.4 : Elektroden eines Beam Position Monitors (schematische Darstellung)

[2] Als Integrationszeit wird die Zeit zwischen aufeinanderfolgenden Meßpunkten bezeichnet, während derer die gemessene Spannung gemittelt werden muß, um eine bestimmte Genauigkeit zu erreichen.

Die Signalamplituden der an den Elektroden gemessenen Spannungen sind gleich, wenn der Strahl sich auf der Sollachse bewegt. Man bildet nun die Summe ($\Sigma=U_1+U_2$) und die Differenz ($\Delta=U_1-U_2$) der an den gegenüberliegenden Elektroden gemessenen Spannungen. Das Summensignal ist dabei proportional zum Strahlstrom, der Quotient Δ/Σ entspricht der Abweichung des Strahls von der Sollachse. Wegen der diagonalen Trennung der Elektroden ergibt sich ein linearer Zusammenhang der Form

$$\frac{\Delta}{\Sigma}(x) = \varepsilon_x \cdot (x - x_0) \qquad (2.2.4)$$

mit $x\text{-}x_0$: Abweichung des Strahlschwerpunkts von der Nullage
ε_x : Proportionalitätsfaktor des BPM (siehe Anh. E)

Der kapazitive Pickup liefert pro Elektrodenpaar im Differenzsignal eine Lageinformation des Strahlschwerpunkts senkrecht zur Verbindungsachse der Elektroden mit einer Auflösung von etwa 0.1 mm. Die Auflösung ist dabei abhängig von der Strahlintensität und der Länge des Teilchenpakets im Ring. In das COSY-Strahlrohr sind 57 solcher Paare sowohl in horizontaler (29) als auch in vertikaler (28) Richtung montiert. Mit Hilfe der Monitore, die sich jeweils vor und hinter dem Targetpunkt TP2 befinden (insbes. Nr. 6 und 7, s. Abb.1.1), kann somit die Strahllage im Targetbereich in der Horizontalen und der Vertikalen grob überwacht werden. Da sich zwischen diesen Pickups keine aktiven strahlführenden Elemente befinden, kann die Trajektorie des Strahls als gerade Driftstrecke zwischen den Monitoren interpoliert werden.

2.2.2 Messung der aus dem Target ausgelösten Elektronen

Beim Durchgang des Protonenstrahls durch das Target werden durch Ionisation von Targetkernen in (p,p'e^-)-Streuprozessen Elektronen im Spektralbereich von eV bis MeV freigesetzt. Ein erheblicher Teil dieser sogenannten δ-Elektronen wird aus dem Target „herausgeschlagen“ und kann als Luminositätssignal dienen. Wegen der geringen Bindungsenergie kann das wechselwirkende Elektron in guter Näherung als frei angesehen werden. Die höchste Energie des auslaufenden Elektrons (Reaktion $pe^- \rightarrow e^-p$) ist gegeben durch [PAR90]

$$T_{max} = \frac{2m_e\beta^2\gamma^2c^2}{1 + 2\gamma\frac{m_e}{m_p} + \left(\frac{m_e}{m_p}\right)^2} \qquad (2.2.5)$$

mit $\gamma = \frac{T_p + m_p}{m_p}$ und $\beta^2 = \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^2}$

m_e und m_p : Elektronen- bzw. Protonenruhemasse
T_p und T_e : kinetische Energie des einlaufenden Protons bzw. Elektrons

Für eine Energie der einlaufenden Protonen an COSY von 250 bis 2500 MeV erhält man unter einem Streuwinkel von 0° eine maximale Elektronenenergie von 0.62 bis 12.65 MeV.

Die Gesamtenergie des Elektrons im Laborsystem $E_{lab}=m_e+T_e$ ist eine Funktion des Streuwinkels und beträgt

$$E_{lab} = \gamma_{cm}E_{cm} + \beta_{cm}\gamma_{cm}\cdot\cos\theta_{cm}\cdot p_{cm} \qquad (2.2.6)$$

mit $p_{cm} = \frac{1}{2\sqrt{s}}\sqrt{\left(s-m_e^2-m_p^2\right)^2 - 4m_e^2m_p^2}$ (Betrag des Elektronenimpulses)

$s = m_e^2 + m_p^2 + 2m_eE_p$ und $E_{cm} = \sqrt{s}$

$E_p = m_p + T_p$: Gesamtenergie des einlaufenden Protons

$\beta_{cm} = \frac{\left|\vec{p}_{p\,lab}\right|}{E_{p\,lab}+m_e}$ und $\gamma_{cm} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_{cm}^2}}$

θ_{cm} : Winkel zwischen einlaufendem Proton und auslaufendem Proton im CM-System

Für die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts als Funktion des Impulsübertrags t bei der elastischen Streuung von Protonen an Elektronen wird die Rosenbluthformel verwendet [KÄL64]. Bei sehr niedrigen Werten von t (beim EDDA-Experiment liegt t in der Größenordnung von 1 $(MeV/c)^2$) kann man in sehr guter Näherung die Gleichung der elektromagnetischen Streuung eines Elektrons an einem „Dirac"-Proton verwenden [HIN94]:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{(hc)^2 2\pi\alpha^2}{t^2}\,\frac{t^2+2st+2\left(s-m_e^2-m_p^2\right)^2}{s^2+m_e^4+m_p^4-2sm_e^2-2sm_p^2-2m_e^2m_p^2} \qquad (2.2.7)$$

$$t = 2p_{cm}^2\left(1-\cos\theta_{cm}\right) \qquad (2.2.8)$$

mit Feinstrukturkonstante $\alpha=1/137$
$(hc)^2=0.389\ GeV^2mb$

Der Impulsübertrag t und die Schwerpunktsenergie s sind die lorentzinvarianten Mandelstam-Variablen. Über die Beziehung

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}} = \frac{d\sigma}{dt}\frac{dt}{d\Omega_{cm}}\frac{d\Omega_{cm}}{d\Omega_{lab}} = 2p_{cm}\cos\theta_{cm}\frac{d\sigma}{dt}\frac{d\Omega_{cm}}{d\Omega_{lab}} \qquad (2.2.9)$$

mit $\frac{dt}{d\Omega_{cm}} = \frac{\left|\vec{p}_{p\,cm}\right|\cdot\left|\vec{p}_{e\,cm}\right|}{\pi}$

$$\frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{cm}} = \frac{\left|\vec{p}_{e\,cm}\right|}{\left|\vec{p}_{e\,lab}\right|}\gamma_{cm}\left(1+\frac{\beta_{cm}}{\beta_{e\,cm}}\cos\theta_{cm}\right) \qquad \text{und} \qquad \beta_{e\,cm} = \frac{\left|\vec{p}_{e\,cm}\right|}{E_{e\,cm}}$$

kann der differentielle Wirkungsquerschnitt in das Laborsystem transformiert werden.

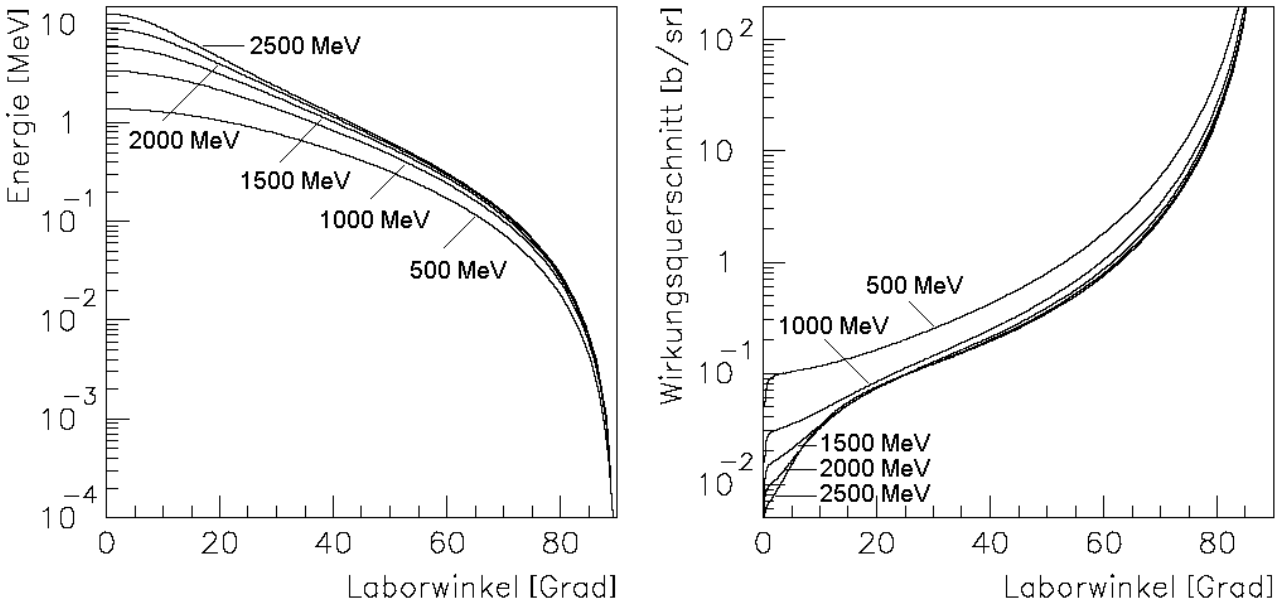


Abb. 2.5 : Energie und differentieller Wirkungsquerschnitt im Laborsystem für δ-Elektronen bei verschiedenen Protonenenergien (500-2500 MeV)

Um die Reichweite R von Elektronen in einem Absorber zu bestimmen. könnte man die gesamte Energieabgabe des Elektrons entlang des Wegs aufintegrieren

$$R = \int_{T_{max}}^{0} \frac{1}{\frac{dT_e}{dx}} dT_e \qquad (2.2.10)$$

Da in diesem Ansatz die Streuung der Elektronen nicht berücksichtigt ist, wird statt dessen eine praktische Reichweite angegeben. Diese ergibt sich aus dem Verlauf der Elektronenintensität einer monoenergetischen Elektronenlinie hinter einem Absorber. Eine Auftragung der Intensität gegen die Absorberdicke zeigt zuerst einen konstanten Verlauf, der in einen linearen Abfall übergeht. Es schließt sich ein Ausläufer mit exponentiellem Abfall an. Die praktische Reichweite R_p erhält man unter Vernachlässigung des exponentiellen Ausläufers, indem die lineare Flanke nach 0 extrapoliert wird. (Gelegentlich wird auch die mittlere Reichweite verwendet. Dies ist der Punkt im linearen Abfall, an dem die Intensität auf 50% abgesunken ist. Da hier aber erst die Hälfte der Elektronen gestoppt wurde, ist diese Angabe für die weiteren Betrachtungen ungeeignet.) Für die praktische Reichweite der

Elektronen in einem Absorber mit kleiner Ordnungszahl[3] findet man empirische Beziehungen. Die am häufigsten verwendete ist

$$R_p = AT_e\left(1-\frac{B}{1+CT_e}\right) \qquad (2.2.11)$$

T_e ist die kinetische Energie der Elektronen, A, B und C sind empirische Koeffizienten, für die je nach Literaturquelle leicht unterschiedliche Angaben gemacht werden:

Lit.-Quelle	A [10^{-4} g·cm^{-2}keV^{-1}]	B	C [10^{-3} keV^{-1}]
[KOB68]	5.37	0.9815	3.1230
[STO85]	5	0.983	4.3
[PAR88]	5.5	0.9841	3.0

Tab. 2.2 : Koeffizientensätze für die praktische Reichweite von Elektronen nach Gl. (2.2.11)

In Abb. 2.6 sind drei der empirischen Formeln graphisch für zwei Energiebereiche dargestellt, zwei davon nach Gl. (2.2.11) und Tab. 2.2, die dritte findet sich in [STO85]. Es zeigt sich, daß die Formel aus [STO85] für geringe Energien ungeeignet ist. Die Koeffizientensätze aus Tab. 2.2 liefern recht ähnliche Ergebnisse; für die weiteren Betrachtungen werden die Werte aus [KOB68] verwendet.

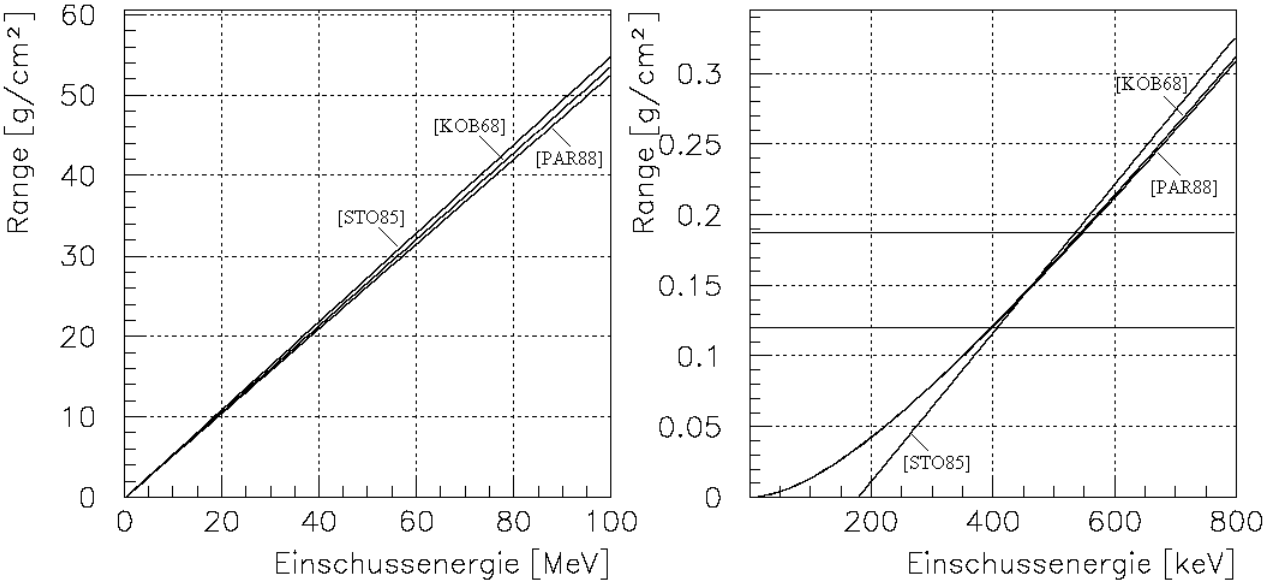


Abb. 2.6 : Praktische Reichweite von Elektronen, Energiebereich bis 100 MeV und bis 800 keV. Die waagerechten Linien im rechten Bild entsprechen der Flächenbelegungsdichte einer 0.5 mm dicken Silizium-PIN-Diode bei senkrechtem Einfall (0.12 g/cm^2) und bei 40 Grad Einfallwinkel (0.19 g/cm^2). (Berechnung nach Gl. (2.2.11) und [STO85])

[3] Von vielen Autoren werden die empirischen Daten für Aluminium angegeben. Für größeres Z (bis ca. 50) werden zusätzliche Korrekturterme benötigt.

Für die Massenbelegung unter der inneren Detektorlage muß neben den Wandstärken der verschiedenen Materialien noch der schäge Durchtritt der Teilchen berücksichtigt werden. Abb. 2.7 zeigt die Reichweite der Elektronen für verschiedene Protonenenergien zusammen mit der optimierten Massenbelegung unter der Innenlage.

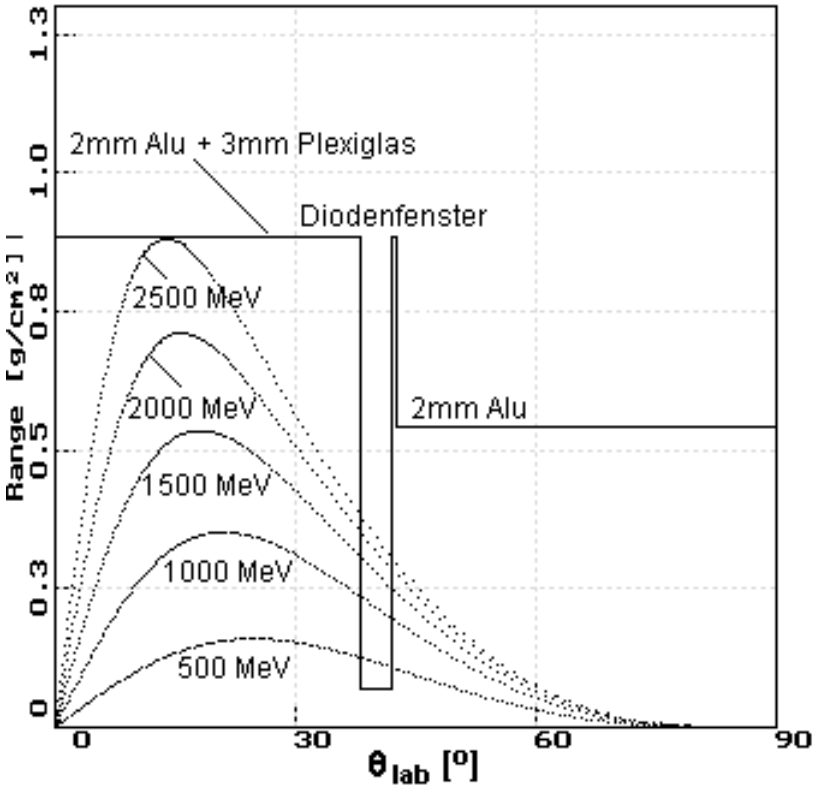


Abb. 2.7 : Praktische Reichweite von Elektronen unter Berücksichtigung der Strahrohrgeometrie. Die durchgezogene Linie gibt die Massenbelegung unter der Innenlage an. Zusätzlich ist die Position der Diodenfenster eingezeichnet.

Um die aus dem Target ausgelösten Elektronen zu registrieren, bieten sich mehrere Verfahren an :

Integrale Strommessung

Trifft der Protonenstrahl eine unbehandelte Faser aus CH_2, so wird diese durch die ausgelösten Sekundärelektronen aufgeladen und durch die auftretenden elektrostatischen Kräfte zerstört. Aus diesem Grunde sind alle im Experiment verwendeten CH_2-Fasern durch Bedampfung mit Kohlenstoff oder Aluminium leitfähig gemacht und können somit geerdet werden[4]. Die mit der Bedampfung erreichten Widerstandswerte liegen im Bereich oberhalb 10-100 MΩ, sind aber zur Vermeidung von statischer Aufladung ausreichend. Wird das Target auf Erdpotential gehalten, so muß immer soviel Ladung nachfließen, wie durch die Elektronenemission verloren geht. Ist die Anzahl der Elektronen hinreichend groß, so kann mit einem Amperemeter der integrale Strom gemessen werden (Abb. 2.8). Wegen der

[4] Da die eigentlich naheliegende Kohlenstoffbeschichtung mit der Zeit Risse ausbildet und dadurch die Leitfähigkeit beeinträchtigt wird, werden inzwischen nur noch aluminiumbedampfte Targets verwendet.

Beziehung I=dQ/dt ist für die Genauigkeit einer solchen Messung noch das zur Verfügung stehende Zeitintervall dt von Interesse. Da im EDDA-Experiment während der Beschleunigungsphase gemessen wird, entspricht ein vorgegebenes Energieintervall in der Anregungsfunktion einer gewissen Zeit. Wird beispielsweise ein Energiebereich von 250 MeV bis 2500 MeV in fünf Sekunden durchfahren und soll die Anregungsfunktion in Schritten von 1 MeV gemessen werden, so muß die Messung des Sekundärelektronenstroms für das einzelne Energieintervall in 2.2 ms abgeschlossen sein. Das ist mit kommerziell erhältlichen Geräten nicht möglich. Es wurde deshalb ein empfindliches Amperemeter entwickelt, das diesen Anforderungen genügt. Für die genauere Beschreibung des Gerätes und erste Messungen am EDDA-Experiment sei auf Kap. 4 und 5 verwiesen.
Die aus dem Target austretenden Elektronen werden nach der Art ihrer Entstehung unterschieden. Als δ-Elektronen (oder knock-on-Elektronen) werden i.a. Elektronen bezeichnet, die in der primären Wechselwirkung des einlaufenden Ions mit dem Target entstehen. Sekundärelektronen sind danach diejenigen Elektronen, die durch Energieverlust der δ-Elektronen entlang deren Bahn entstehen [STE57]. Diese Terminologie wird aber nicht einheitlich verwendet. Eine integrale Strommessung erfaßt neben den δ-Elektronen auch Sekundärelektronen.
Die im Target ausgelösten Elektronen werden von einer Strommessung nicht in ihrer Gesamtheit erfaßt, da bereits im Target selbst ein Teil der Elektronen wieder absobiert wird. Dazu sei ein Volumenelement in der Zylinderachse des Fädchens betrachtet : Ein hier ausgelöstes Elektron muß, unabhängig vom Startwinkel, mindestens den Radius des Targets durchdringen, ehe es den Faden verläßt. Dies entspricht einer Massenbelegung von 658 $\mu g/cm^2$ bei einem Targetradius von 7 μm. Nach Gl. (2.2.11) können dann nur Elektronen dieses Volumenelements mit einer Minimalenergie von 18 keV das Target verlassen. Diese Energie definiert ihrerseits nach Abb. 2.4 einen Winkel θ_{max}, ab dem kein erzeugtes Elektron zur integralen Strommessung beiträgt. Da die Mehrzahl der Elektronen aber einen längeren Weg durch den Zylinder zurücklegt, ergibt sich eine kleinere Ausbeute als man durch eine Integration über diesen Winkelbereich erhält $\left(\frac{dN_e}{dt} < 2\pi \int_0^{\theta_{max}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot L \sin\theta \, d\theta \right)$. Da insbesondere der Wirkungsquerschnitt zu großen θ_{lab} drastisch ansteigt und gleichzeitig die Energie der Elektronen abnimmt, wird ein großer Teil der im Volumen ausgelösten Elektronen das Target nicht verlassen. Die integrale Stromausbeute ist stark abhängig von der Oberflächenbeschaffenheit des Targets. Dies gilt insbesondere für die Sekundärelektronen, da diese nur einen geringen Energieanteil der δ-Elektronen (typisch 20-30 eV) erhalten und somit nur bei oberflächennaher Erzeugung das Target verlassen können. Die Ausbeute an Elektronen ist nach [STE57] proportional zum mittleren Energieverlust des einlaufenden Teilchens. Da der integrale Strom stark von der Geometrie des Targets abhängt, kann für den erwarteten Strom lediglich eine grobe obere Abschätzung in der Größenordnung von einigen nA angegeben werden. Die Elektronenausbeute kann als relatives Luminositätssignal dienen, bedarf aber der Kalibration über bekannte Wirkungsquerschnitte von hadronischen Reaktionen. Im Hinblick auf den Hauptdetektor sei hier insbesondere die elastische pp-Streuung genannt. So sind z.B. in [SIM93] und [WIL76] absolute Wirkungsquerschnitte mit guter Genauigkeit (<3%) angegeben.

Eine Variante der integralen Meßmethode ist das „Absaugen“ der Elektronen mittels einer oder mehreren Elektroden (Abb. 2.8). Da nach den obigen Betrachtungen die Mehrzahl der δ-Elektronen niederenergetisch mit großem Streuwinkel emittiert wird, wäre eine sinnvolle Elektrodenposition bei großen θ_{lab}, also direkt in Targetnähe[5].

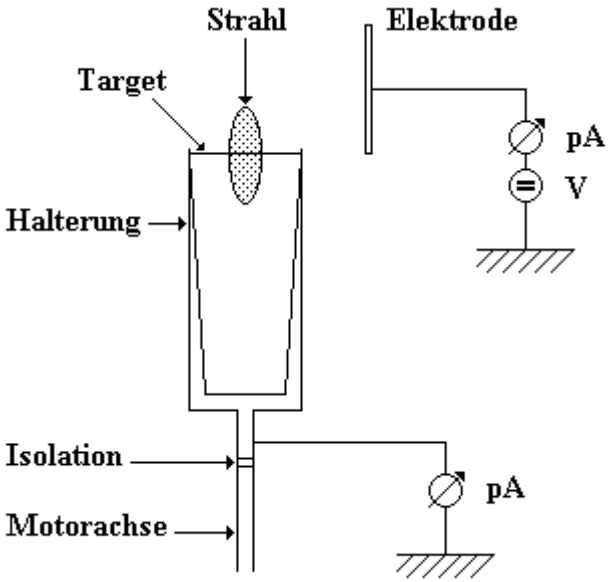


Abb. 2.8 : Strommessung der aus dem Target ausgelösten δ- und Sekundärelektronen durch direkte Kontaktierung und mittels Elektroden

Die Ausdehnung der Elektrode und die Größe des angelegten Feldes definiert den Teil der Elektronen, die auf die Elektrode gelangen und zum gemessenen Strom beitragen. Auf jeden Fall kann immer nur ein Teilstrom der direkten Messung am Target erfaßt werden, was die erreichbare Genauigkeit reduziert. Abgesehen von wenigen Tests in der Vorbereitungsphase der Targets am Bonner Zyklotron sind noch keine Anstrengungen in diese Richtung unternommen worden.

Nachweis von δ-Elektronen mit Halbleiterdetektoren

Sieht man von der Strommessung durch Absaugelektroden ab, so kann ein Amperemeter nur im Falle eines Feststofftargets verwendet werden. Für das geplante Atomstrahltarget ist die Messung der δ-Elekronen mit Teilchendetektoren geplant. Zusätzlich können durch den gleichzeitigen Einsatz beider Methoden mit dem Feststofftarget redundante Daten aufgenommen werden. Im Unterschied zur integralen Strommessung werden im nachfolgend beschriebenen Aufbau die im Target ausgelösten Sekundärelektronen nicht mehr registriert.

Eine Möglichkeit zur Erfassung der δ-Elektronen sind separate Halbleiterdetektoren, die unabhängig vom eigentlichen EDDA-Detektor arbeiten. Wegen der zum Teil sehr geringen Reichweite der δ-Elektronen darf sich zwischen Target und Detektor nur eine möglichst geringe Massenbelegung befinden. Somit muß ein Detektor unter der Innenlage montiert

[5] Diese Elektroden dürfen keine strahlstörenden Elemente darstellen, so daß derzeit ein Einbau am EDDA-Detektor nur in den vier Stutzen im Bereich des Targets möglich ist.

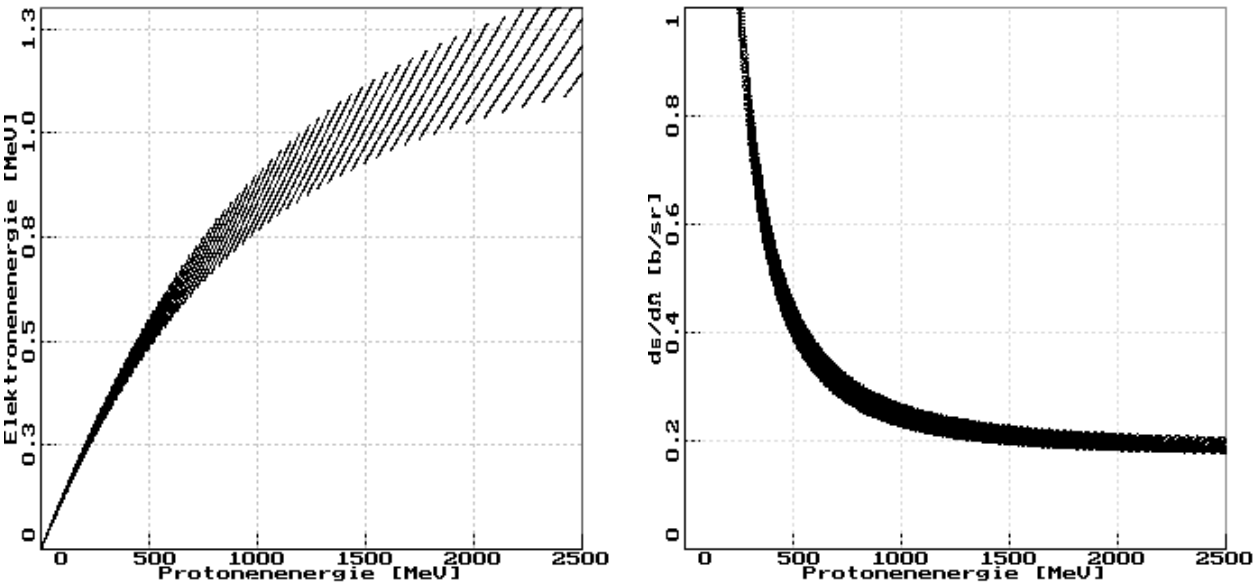
werden. Da aber bereits das Strahlrohr mit einer Dicke von 2 mm eine störende Massenbelegung besitzt, wurden an vier ausgewählten Positionen Vertiefungen mit einer Abmessung von 18x20mm^2 in das Strahlrohr eingefräst. Die Fenstermitten befinden sich um jeweils 90° in φ versetzt bei einem Winkel von θ=40° (Bei den ersten Tests lag die Position bei 45°). Durch die paarweise gegenüberliegende Anordnung können möglicherweise auftretende Ablenkungen der Elektronen durch Magnetfelder erkannt und durch Summation kompensiert werden. Die Wandstärke der Fenster liegt bei 250 μm mit einer Toleranz von etwa ±10%.

Der Einbauwinkel in θ ist optimiert in Hinblick auf ausreichende Elektronenenergie bei gleichzeitig hohem Wirkungsquerschnitt. Aus Abb. 2.7 geht hervor, daß für Streuwinkel größer als 60° keine Elektronen das Eintrittsfenster mehr durchdringen können. Um auch Elektronen zu erfassen, die durch Protonen mit 500 MeV ausglöst werden, muß der Winkel auf weniger als 50° reduziert werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt variiert von ca. 750 mb/sr bei 50° bis ca. 230 mb/sr bei 30° (Protonenenergie 500 MeV). Außerdem ist aus meßtechnischen Gründen ein großes θ wünschenswert (vgl. Kap. 3.2 / 3.4). Einbauwinkel von kleiner als 35° kommen danach nicht in Betracht, da sich dann durch lange Kabelwege die Auflösung der Diodensignale zu sehr verringert.

Für eine sichere Zählratenmessung mit guter Statistik müssen Diskriminatoren die Rauschanteile von den Nutzsignalen abtrennen. Die Festlegung der Schwellen erfordert die Kenntnis der Pulshöhenspektren der Elektronen. Aus diesem Grunde müssen die Detektoren eine ausreichende Dicke besitzen, um auch höherenergetische Elektronen möglichst stoppen zu können. Andererseits sollte die Massenbelegung der Diode die Homogenität unter den eigentlichen Detektorelementen nicht zu sehr stören. Die derzeit verwendeten PIN-Dioden sind in Standarddicken von 50-500 μm erhältlich. Nach Gl. (2.2.15) werden durch eine Siliziumdicke von 500 μm unter Berücksichtigung des Einbauwinkels Elektronen bis 540 keV gestoppt. Berücksichtigt man zusätzlich die Aluminiumfenster (sowie die in Kap. 3 beschriebenen Massenbelegungen, die beim Einbau erforderlich sind), so ergibt sich eine höchste Elektronenenergie von ca. 770 keV, bis zu der die Diode als Stoppzähler arbeitet. Die Diodendicke samt Träger stellt dabei keine Störung für den Hauptdetektor dar. Abb. 2.9 a) zeigt die Elektronenenergien, die unter dem Montagewinkel der Dioden beim Durchlaufen der Beschleunigungsrampe entstehen. Der schraffierte Bereich gibt die Energieverteilung auf Grund der Diodenausdehnung (quadratische Diodenfläche mit 10 mm Kantenlänge) wieder.

Als Detektortypen sollen PIN-Dioden verwendet werden. Gegenüber herkömmlichen PN- oder Oberflächensperrschichtzählern zeichnen sie sich durch geringere Kosten, kleine Dunkelströme und gutes Signal-zu-Rauschverhältnis aus (weitere Details siehe Kap. 3.1).

Erste Tests mit solchen Dioden wurden bei einem mittleren Nachweiswinkel von 45° zum Strahl durchgeführt, der abgedeckte Raumwinkel betrug hier 12.5 msr. Inzwischen liegen die Eintrittsfenster bei einem mittleren θ_{lab} von 40°. Eine Diode mit einer Fläche von 10x10 mm^2 überstreicht den Winkelbereich von 38.5°-41.6° und erfaßt einen Raumwinkel von 4.68 msr Dabei sind Randeffekte des Detektors nicht mit eingerechnet. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für Elektronen im Bereich des Diodenwinkels während der Beschleunigungsrampe ist in Abb. 2.9 b) dargestellt.



a) b)

Abb. 2.9 : Verlauf der kinetischen Energie und des differentiellen Wirkungsquerschnitts (Laborsystem) für δ-Elektronen unter 40° im Bereich der Beschleunigungsrampe (Diodenfläche=10x10 mm^2)

Auch hier entsteht die Bandbreite durch die Diodengeometrie. Nach Gl. (2.1.5) kann die Anfangszählrate in einer PIN-Diode abgeschätzt werden. So ergibt sich z.B. bei 500 MeV Protonen aus der Luminosität in Tab. 2.1 mit einem differentiellen Wirkungsquerschnitt von 400 mb/sr eine Elektronenrate von 340 kHz[6] . Damit erhält man im ersten Abtastintervall von 2.5 ms eine maximale Ausbeute von etwa 850 Elektronen mit einer statistischen Genauigkeit von 3.6%.
Für den Meßaufbau und erste Messungen im Rahmen des EDDA-Experiments sei auf Kapitel 3 verwiesen.

Nachweis von δ-Elektronen mit Szintillatoren
Eine mögliche Alternative zu Halbleiterdetektoren sind Szintillatoren. In diesem Falle würden (wegen der Homogenität der Massenbelegung unter der Innenlage) in die erwähnten Fenster Plastik-Szintillatoren von maximal 16x18x3 mm^3 eingesetzt, die aus geometrischen Gründen strahlabwärts ausgelesen werden müssen. Für den Transport der Photonen zum Photomultiplier dienen in diesem Fall Lichtleiter aus Plexiglas (ca. 2x60x0.3 cm^3), die unter der inneren Lage in den Montagekanälen für den Wechselmechanismus der Dioden liegen (vgl. Kap.3).
Die Effizienz[7] solcher Szintillatoren ist für Elektronen und Protonen des betrachteten

[6] Diese hohe Zählrate ist meßtechnisch problematisch (s. Abschnitt 3.4). Durch die Verwendung kleiner Targetradien und mit Hilfe der Mikropulsung läßt sich eine geringere Anfangsluminosität einstellen, so daß die Zählraten nur noch in der Größenordnung von 10 kHz liegen.

[7] Als intrinsische Effizienz wird das Verhältnis von in den Detektor einlaufenden Quanten zu tatsächlich registrierten Ereignissen bezeichnet.

Energiebereichs vergleichbar zu PIN-Dioden (ca. 100%), die Auflösung ist aber wesentlich geringer. So wird zur Erzeugung eines Szintillator-Photons etwa eine Energie von 100 eV benötigt (Halbleiter ca. 3 eV, vgl. Gl. (3.1)). Außerdem setzen bereits bei Elektronenenergien unterhalb von 125 keV Nichtlinearitäten ein [LEO87].
Bei der Verwendung von (Plastik-) Szintillatoren und der Auslese mit Lichtleitern aus Plexiglas muß zusätzlich der Cerenkov-Effekt berücksichtigt werden, der zu Untergrundsignalen in den Szintillatorspektren führt. Sei n der Brechungsindex des Materials (1.5 für Plexiglas und 1.6 für den Szintillator). Cerenkov-Licht kann ab der Schwellenbedingung $\beta \geq 1/n$ erzeugt werden. Ein Teilchen der Masse m benötigt also einen minimalen Impuls von

$$p_{min} = m\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \geq m\frac{\frac{1}{n}}{\sqrt{1-\left(\frac{1}{n}\right)^2}} \qquad (2.2.12)$$

bzw. eine entsprechende minimale kinetische Energie von

$$T_{min} = \sqrt{m^2 + {p_{min}}^2} - m \qquad (2.2.13)$$

Tab. 2.3 zeigt für einige Teilchen die Schwellenwerte zur Lichterzeugung in Plexiglas und Plastik-Szintillatormaterial.

Teilchen	p_{min}(Plexiglas)	T_{min}(Plexiglas)	p_{min}(Szintill.)	T_{min}(Szintill.)
p	839.2	320.5	750.6	263
e	0.457	0.175	0.41	0.14
π	120.8	46.13	111.2	39

Tab. 2.3 : Schwellenwerte für Erzeugung von Cerenkovlicht (Impuls p_{min} in [MeV/c] und kinetische Energie T_{min} in [MeV]) verschiedenen Teilchen in Plexiglas und Szintillatormaterial

Man erkennt, daß sowohl durch Elektronen als auch durch Protonen je nach momentaner Energie im Lichtleiter Photonen erzeugt werden (Andere Teilchen seien wegen ihrer geringeren Rate hier vernachlässigt).
Das Frequenzspektrum der Photonen ist kontinuierlich und wird beschrieben durch

$$\frac{d^2N}{d\lambda\, d\cos\theta_c} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda}\left(\frac{L}{\lambda}\frac{\sin x}{x}\sin\theta_c\right)^2 \qquad (2.2.14)$$

mit $\quad x = \frac{\pi L}{\lambda}\left(\frac{1}{\beta n} - \cos\theta_c\right)$

$\theta_c = \arccos(1/\beta n)$: Öffnungswinkel der Abstrahlrichtung
N : Anzahl emittierter Photonen pro Wellenlängenintervall $d\lambda$
L : Länge des Zählers

Zahl und Richtung der emittierten Quanten ist damit geschwindigkeitsabhängig. Für ein bestimmtes Wellenlängenintervall ermittelt sich die Anzahl der Photonen nach [KLE84] aus

$$N = 2\pi\alpha L \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\sin^2 \theta_c}{\lambda^2} \, d\lambda \qquad (2.2.15)$$

Für den sichtbaren Bereich (λ_1=400nm, λ_2=800nm) erzeugt z.B. ein Elektron mit einer Energie von 1MeV in 3mm Plexiglas etwa 70 Quanten. Ein Elektron mit einer Energie von ca. 500 keV hingegen erzeugt im Szintillator ca. 5000 Photonen. Je nach der Abschwächung im Lichtleiter und der spektralen Empfindlichkeit des Photomultipliers kann das Cerenkovlicht in der Messung als Untergrund registriert werden [BOL92]. Insbesondere sind Signale im gleichen Spektralbereich wie dem des Szintillators möglich, die bei zeitgleichem Auftreten nicht vom Nutzsignal getrennt werden können[8]. Einzeln auftretende Cerenkovsignale könnten dagegen durch eine geeignete Schwellenwahl in der Auswerteelektronik unterdrückt werden.
Da während der Rampe gemessen wird , ist die Ausbeute der Photonen stark von der momentanen Strahlenergie abhängig. Da insbesondere die Elektronen bei hohen Protoneneinschußenergien zunehmend das Strahlrohr durchdringen, wird der Untergrund stark nichtlinear. Zudem wäre bei dem beschriebenen Ausleseaufbau das Flächenverhältnis von Szintillator zu Lichtleiter mit 1:25 relativ ungünstig in Hinblick auf Cerenkovlicht.
Im Rahmen dieser Arbeit wurden keine δ-Elektronen mit Szintillatormaterial statt Halbleiterdetektoren gemessen, so daß eine endgültige Wertung der aufgeführten Probleme noch aussteht.

Nachweis von δ-Elektronen mit der Innenlage des EDDA-Detektors
Schließlich kann statt separater Detektoren auch die innere Lage des EDDA-Detektors zur Registrierung der δ-Elektronen dienen. Dazu wurde noch während der Konzeptionierung des Gesamtsystems eine Methode entwickelt und in Teilen getestet. Das Konzept basiert auf folgenden Überlegungen : Bei der Auslösung der Elektronen wird das zugehörige Proton nur geringfügig abgelenkt, so daß lediglich ein einzelnes Teilchen in die Innenlage gelangt. Wird ein aureichend dünnes Strahlrohr benutzt, so kann die Massenbelegung unter der inneren Lage so gering gehalten werden, daß die δ-Elektronen dort registriert werden. Man definiert zunächst als Triggerbedingung, daß jeweils in einer Helix genau ein Signal registriert wird. Die gegenläufige Doppelhelix besitzt einen genau definierten Abwicklungswinkel für die einzelnen Lagen, wobei eine szintillierende Faser nur einen Azimutwinkel von 170° überstreicht, so daß Doppeldeutigkeiten vermieden werden. Da der Durchstoßpunkt eines Teilchens in φ und θ rekonstruiert werden kann [LAH92], [WIE94], wird nun ein geeigneter Winkelbereich in θ festgelegt, in dem nur die oben erwähnten Einzelereignisse gezählt werden (s. Anh. D). Abb. 2.10 zeigt ein Blockdiagramm der Logik, die sowohl den Trigger als auch die Auswahl des Winkelbereiches realisiert. (Der gesamte Aufbau mit CAMAC-Komponenten, wie er für den Test des Verfahrens verwendet wurde, ist in Anhang D beschrieben.) Durch einen Test, bei dem Signale der inneren Lage mit Hilfe eines Eventgenera-

[8] Aus diesem Grund werden die szintillierenden Fasern der inneren Lage auch nur strahlaufwärts ausgelesen [WIE94].

tors (FOWL, [CER70]) simuliert wurden, konnte gezeigt werden, daß diese Methode im Online-Betrieb einsetzbar ist.

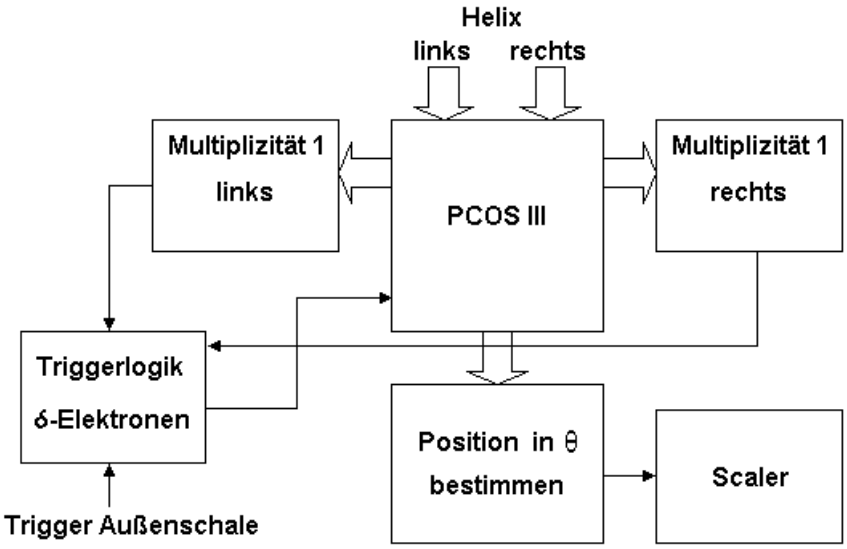


Abb. 2.10 : Prinzip der Ausleselogik für δ-Elektronen mit der Innenlage. PCOS III ist das Auslesesystem der Innenlage

Simulationen des Triggers des Hauptdetektors zeigten jedoch, daß bei höheren Strahlenergien zu viele Elektronen die innere Lage erreichen und dort auf Grund ihrer hohen Rate zu zufälligen Koinzidenzen mit hadronischen Prozessen führen. Wird die Massenbelegung des Strahlrohrs entsprechend erhöht, ist die Methode nur noch anwendbar im Bereich der vier Fenster, da hier die Massenbelegung nur 0.105 g/cm^2 beträgt. Der nutzbare Winkelbereich ist dann allerdings durch die Position der Fenster fest vorgegeben. Außerdem müssen für diese Messung die ursprünglich vorgesehenen PIN-Dioden aus den Fenstern entfernt werden. Da die innere Lage noch nicht betriebsbereit ist, konnten noch keine konkreten Messungen mit dieser Methode unternommen werden.

2.2.3 Weitere Monitormethoden

Verwendung bekannter Wirkungsquerschnitte
Entsprechend den Ausführungen in Abschnitt 2.2.2 kann man versuchen, die Luminosität mit Hilfe weiterer, im interessierenden Energiebereich bereits bekannter Wirkungsquerschnitte zu erfassen. Als Beispiele seien hier die Reaktion der Proton-Proton-Bremsstrahlung (also pp→ppγ) und der totale Wirkungsquerschnitt der Proton-Proton-Wechselwirkung angeführt.

Für die Reaktion pp→ppγ existieren eine Reihe von Messungen zum Wirkungquerschnitt (z.B. [GOT66], [NAK89], [BIR87]), und auch im Rahmen der an COSY geplanten Experimente soll diese Wechselwirkung genau untersucht werden [KUH92]. Für die Registrie-

rung der Photonen ist der eigentliche EDDA-Detektor nicht geeignet, weshalb eine entsprechend effiziente Teleskopanordnung verwendet werden müßte, die aber ihrerseits weder die Innen- noch die Außenlage stören darf. Dies hat zur Folge, daß der nutzbare Raumwinkel erheblich eingeschränkt ist. Aus den Publikationen ist zu entnehmen, daß der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion nur einige μb/sr beträgt [SLA66], also ca. 10^{-4} des Wirkungsquerschnittes der elastischen Proton-Proton-Wechselwirkung [GAR85].
Nach Gl.(2.1.1) und bei einer Ringfüllung von 10^8 Protonen ergibt sich für das Feststofftarget eine Luminosität L von etwa 10^{31} $cm^{-2}s^{-1}$. Mit einem Wirkungsquerschnitt von etwa 10μb ergibt dies nach Gl.(2.1.5) eine integrale Zählrate von rund 100 Hz. Dies ist für Monitorfunktionen bei weitem zu wenig. Selbst unter Zuhilfenahme der sogenannten Multipass-Technik, bei der Messungen über viele Beschleunigungsrampen gemittelt werden, könnte so pro 1000 Rampen nur eine statistische Genauigkeit von bestenfalls 3% erreicht werden. Deshalb wurde dieser Weg nicht weiter verfolgt.

Analoge Betrachtungen zur relativen Luminositätsüberwachung kann man auch bzgl. des totalen Wirkungsquerschnitts der Proton-Proton-Wechselwirkung durchführen. Dieser beträgt nach [PAR90] etwa 20 bis $50 \cdot 10^{-24}$ cm^2 in einem Energieintervall von 250 bis 2500 MeV. Mit den obigen Annahmen (10^8 Protonen im Ring, $L=10^{31}$ $cm^{-2}s^{-1}$) erhält man als grobe Abschätzung eine integrale Zählrate von etwa 500 kHz. Erfaßt man in einem hinreichend großen Raumwinkel diese Rate, so ist die statistische Genauigkeit innerhalb der Meßintervalle auch ohne Multipass-Technik ausreichend. Zum Kalibrieren der Zählrate muß die Variation des Wirkungsquerschnitts mit der Energie und bei unvollständiger Überdekkung des gesamten Raums der differentielle Wirkungsquerschnitt berücksichtigt werden. Außerdem geht in die Zählratenbestimmung die Effizienz des Detektors für den jeweiligen Ausgangskanal ein. Als Konkurrenzreaktionen zur elastischen Streuung der Protonen am Wasserstoff sind in erster Linie quasielastische Streuung am Kohlenstoff und inelastische Reaktionen am Wasserstoff zu nennen, z. B.

$$pp \rightarrow d\pi^+$$
$$pp \rightarrow pp\pi^0$$
$$pp \rightarrow pn\pi^+$$
$$pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$$
$$pp \rightarrow pn\pi^+\pi^0$$

Werden alle Ausgangskanäle zur Zählratenbestimmung zugelassen, so erhält man eine zum totalen Wirkungsquerschnitt der Proton-Proton-Wechselwirkung proportionale Größe. Vergleicht man diese Rate mit der des elastischen Kanals, so können Schwankungen in der Rate der elastischen pp-Streuung festgestellt werden, da sie in der Gesamtrate nur eine relativ kleine Änderung hervorrufen.
Es bieten sich zwei Wege an, die Zählrate dieser Reaktion zu erfassen : Man kann einen separaten Detektor montieren oder die gesamte Triggerrate der äußeren Lage ohne einschränkende Bedingungen gemäß Kap. 1 verwenden [SCH91]. Da der EDDA-Detektor ca. 85% des gesamten Raumwinkels überdeckt und keine zusätzlichen Komponenten benötigt werden, wird dieser Weg bevorzugt. Die erste Variante kam bei den bisherigen Strahlzeiten zum Einsatz, da zu dieser Zeit nur Teile des EDDA-Detektors installiert waren und insbe-

sondere die Triggerelektronik noch im Aufbau befindlich war. Es wurde ein 50x50 mm^2 großer Plastikszintillator in der Nähe der Targetregion ($\theta \approx 90°$) installiert [WIE94]. Das zugehörige Multipliersignal wurde diskriminiert und einem Scaler zugeführt (entsprechend Abb.4.14).

Der Restgasmonitor

Das Prinzip des Restgasmonitors ist eine Strahlprofilmessung auf der Basis der Ionisation des im Strahlrohr befindlichen Restgases durch die Strahlteilchen [HOC90], [STE93], [HOC94]. Bei einem Vakuum von besser als 10^{-9} mbar reduziert sich die Zusammensetzung dieses Restgases auf molekularen Wasserstoff. Abb. 2.11 zeigt den schematischen Aufbau des Monitors.

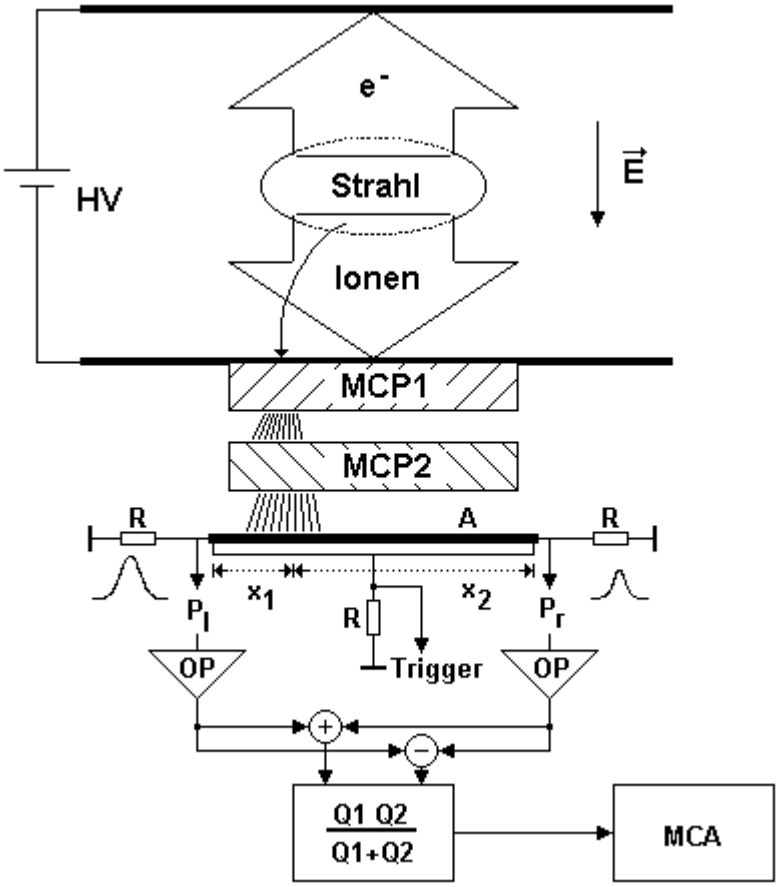


Abb 2.11 : Schematischer Aufbau des Restgasmonitors
OP : Verstärker
A : Ausleseelektrode (resistive Anode)
MCA : Vielkanalanalysator
MCP : Microchannel-Plate

Durch die umlaufenden Strahlteilchen werden Restgasatome ionisiert. Die Elektronen und Ionenrümpfe werden von einem homogenen elektrischen Feld abgesaugt, wobei die Ionen auf eine sogenannte Chevron-Anordnung aus zwei Microchannel-Plates gelenkt werden. Diese Anordnung arbeitet als gesättigter Elektronenvervielfacher mit Rückkopplungs-

dämpfung [HAM91b]. Der Elektronenpuls trifft auf eine ortsempfindliche Elektrode, die als flächiger Widerstand ausgeführt ist. Die jeweils an den gegenüberliegenden Enden der Elektrode abfließende Ladung kann verwendet werden, um auf den Auftreffort des Elektronenpulses zu schließen.
Die in Abb.2.11 angegebenen Strecken ergeben sich aus:

$$x_l = \frac{Q_l}{Q_l + Q_r} \cdot L \quad \text{und} \quad x_r = \frac{Q_r}{Q_l + Q_r} \cdot L \tag{2.2.16}$$

x_l, x_r : Strecke vom Auftreffort der Ladung zum linken bzw. rechten Abgriff der Elektrode
L : Länge der Ausleseelektrode
Q_l, Q_r : am linken bzw. rechten Abgriff abfließende Ladung

Mit diesem Monitor kann ein Strahlprofil mit einer Auflösung von besser als 300μm aufgenommen werden. Je nach Realisierung kann dies in einer oder in zwei senkrecht zueinander liegenden Achsen erfolgen. Die erwartete Ionisationsrate N_i beträgt

$$\frac{dN_i}{dt} = N_{H_2} \Delta z \, \sigma_H \frac{dN_p}{dt} \tag{2.2.17}$$

N_{H2} : Zahl der H_2-Moleküle pro Volumen
Δz : wirksame Länge des Detektors
σ_H : Wirkungsquerschnitt für die Ionisation der H_2-Moleküle

Mit (2.1.3) und pV=NkT folgt

$$\frac{dN_i}{dt} = \frac{p}{kT} \Delta z \, \sigma_H N_p \nu \tag{2.2.18}$$

Nach [STE93] liegt der Wert für σ_H im COSY-Energiebereich bei $2\text{-}4 \cdot 10^{-23}$ m^2. Wird für Δz ein Wert von 35-40 mm angenommen, so ergibt sich aus (2.2.18) eine Rate von ca. 3 kHz. Strahlprofile erhält man also mit ausreichender Genauigkeit nur durch ausreichend lange Integrationszeiten oberhalb 100 ms oder durch die Multipasstechnik, da hier kurze Meßintervalle einzelner Messungen für alle Messungen eines Experiments gemittelt werden. So könnte mit 3 kHz und 1000 Rampen bei einem Abtastintervall von 2.5 ms eine statistische Genauigkeit von etwa 1% erreicht werden. Voraussetzung für den Einsatz der Multipasstechnik ist allerdings, daß es keine kurzfristigen Schwankungen des Strahlprofils von Rampe zu Rampe gibt. Alternativ dazu kann zu einer Verkürzung der Meßzeit der lokale Druck eventuell auf 10^{-8} mbar erhöht werden, was Zählraten bis zu 50 kHz zur Folge hätte.
Der Vorteil dieser Methode ist die zerstörungsfreie Messung des Profils, die somit auch während der laufenden EDDA-Datenaufnahme stattfinden kann (vgl. Kap. 5). Neben der Strahlprofilmessung wäre nach (2.2.18) und (2.1.3) auch eine Bestimmung des Strahlstroms und des Strahlschwerpunkts möglich. Wegen der geringen Zählrate werden dazu aber andere in diesem Kapitel beschriebene Methoden bevorzugt.
Die Montage könnte an der Position TP2' erfolgen (vgl. Abb.1.1). COSY besitzt eine ionenoptische Spiegelsymmetrie. Die Symmetrieachse wird dabei gebildet durch die Verbin-

dungslinie Elektronenkühler–TP1. TP2 und TP2' können durch Spiegelung an dieser Achse ineinander überführt werden und besitzen ionenoptisch identische Eigenschaften.
Ein Einbau des Restgasmonitors am TP2 ist aus Platzgründen nicht mehr möglich, weshalb der derzeit nicht benutzte TP2' eine sinnvolle Alternative darstellt. Die Projektierung des Restgasmonitors für den Einsatz an COSY ist abgeschlossen [STE93], Aufbau und Test sowie der Einbau an TP2' sind für 1994 oder später geplant.

„Targetleuchten“ als Luminositätsmonitor
Während der Testmessungen zur Targetpräparation wurde eine Folie aus Polyethylen mit einem intensiven Protonenstrahl (Energie 14 MeV, Strahlstrom ca. 100 nA) beschossen. Dabei konnte mit einer Kamera ein schwaches Leuchten am Wechselwirkungspunkt festgestellt werden. Dieser Effekt wurde auf seine Tauglichkeit für Luminositätsmessungen untersucht. Da COSY zu diesem Zeitpunkt noch nicht betriebsbereit war, wurde der folgende Versuchsaufbau am Strahlplatz 2 desBonner Zyklotrons (vgl. Abb. 6.1) verwendet :

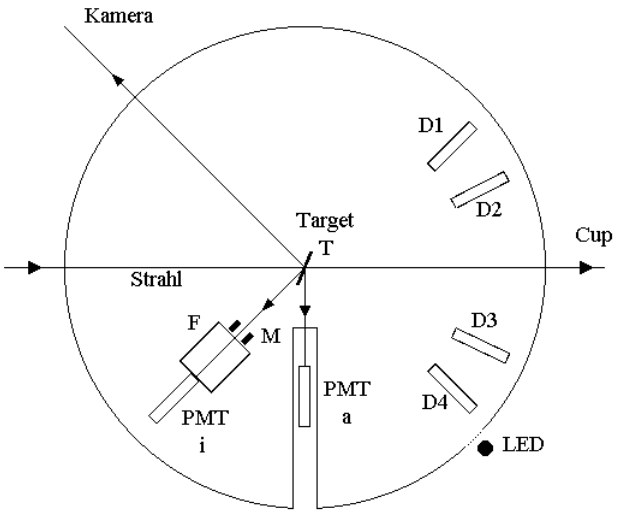


Abb. 2.12 : Meßaufbau für Photonennachweis am Strahlplatz 2 des Bonner Zyklotrons
F : Filtermagazin
M : Permanentmagnete
Dn : Halbleiterdetektoren 1-4
PMT : Photomultiplier i : innen, a : außen

In einem Targethalter (T) wurden unterschiedliche Targets so fixiert, daß sie wahlweise durch Vertikalverschiebung in den Strahlengang gebracht werden konnten. Zwei Photomultiplier (PMTa außerhalb der Kammer und PMTi im Inneren) vom Typ Hamamatsu R1635-02 registrierten die vom Target kommenden Photonen. Um Ereignisse, die nicht durch Photonen ausgelöst wurden, auszuschließen, war vor dem Multiplier PMTi ein drehbares Magazin (F) installiert, das unterschiedliche Filter in den Strahlengang brachte und erlaubte, den ausschließlichen Nachweis von Photonen zu verifizieren.

Dabei fanden die nachfolgenden Filter Verwendung :

Plexiglasscheibe mit 2mm Dicke :
Da der Multiplier in einem Rückwärtswinkel von 135° zum Strahl montiert war, konnten lediglich am Kohlenstoff des Tagets elastisch gestreute Protonen die Photokathode treffen. Bei der gegebenen Energie der Projektile ergibt sich die maximale Energie dieser Protonen zu ca. 10.5 MeV. Nach der Bethe-Bloch-Formel können diese Partikel mit der Filterscheibe bereits gestoppt werden. Bei den Messungen mußte jedoch festgestellt werden, daß wegen mangelnder Oberflächenqualität und der damit verbundenen erhöhten Lichtabsorption dieser Filter nicht geeignet war.

Plexiglasscheibe mit 10mm Dicke :
Die Dicke dieser Scheibe entspricht der des Sichtfensters, durch das der äußere Multiplier auf das Target gerichtet war. Der Filter war ursprünglich für Kontrollmessungen gedacht, erfüllte aber denselben Zweck wie die dünnen Plexiglasscheiben. Die ersten Ergebnisse damit lieferten gegenüber Messungen mit gleichen Parametern ohne Filter eine höhere Zählrate im Multiplier. Die Erklärung dafür ist Cerenkov-Licht, das durch δ-Elektronen im Plexiglas entsteht. Für Plexiglas mit einem Brechungsindex von 1.5 liegt nach Gl. 2.2.13 die Schwellenenergie zur Erzeugung von Cerenkov-Licht bei ca. 175keV. Um diesen Fehler auszuschließen, wurde vor der Drehmimik ein Paar Permanent-Magnete (M) installiert. Anschließend konnte die erwähnte Überhöhung nicht mehr nachgewiesen werden.

Glasscheibe mit 10mm Dicke :
Da Plexiglas als Wellenlängenschieber fungieren kann, wurde diese Scheibe für Kontrollmessungen verwendet. Allerdings wurde im Ergebnis kein nennenswerter Unterschied zwischen Glas- und Plexiglasfilter gefunden.

Alufolie mit 10μm Dicke :
Hiermit wurden Photonen von der Photokathode ferngehalten. Protonen im Bereich von 2-14 MeV dagegen erleiden lediglich einen Energieverlust von weniger als 0.32-0.08 MeV und können weitgehend ungehindert den Multiplier erreichen. Messungen mit diesem Filter ergaben, daß die Zählrate des Multipliers auf Grund von gestreuten Protonen erheblich unter der durch Photonen liegt und so das Ergebnis nur unwesentlich verfälscht wird.

Aluscheibe mit 10mm Dicke :
Mit diesem Filter konnte die Photokathode sowohl gegen Photonen als auch gegen geladene Teilchen abgeschirmt werden. So konnten Untergrundmessungen bei bestrahltem Target durchgeführt werden.

Zu Normierungszwecken waren in der Streukammer vier Halbleiterdetektoren (D1-D4) aufgestellt, jeweils zwei in gleichen Winkeln zum Strahl (25° und 40°). Eine grüne Standard-LED war für Eichmessungen so angebracht, daß sie das Innere der Kammer diffus beleuchten konnte.
Die Signale der Photomultiplier wurden zunächst verstärkt. Anschließend wurden aus dem Signal Triggerpulse erzeugt, die mit einem Teiler definiert untersetzt wurden, um Totzeiten im Interface zum Rechner zu vermeiden. Die Signale selbst wurden einem ADC zugeführt

und nachfolgend mit dem PC aufgenommen. Aus Redundanzgründen wurden alle Triggerpulse vor der Untersetzung mit einem Scaler aufaddiert und nach jeder Messung zusammen mit dem Spektrum abgespeichert. Aus den Impulsen der Si-Detektoren wurden mit einem Fensterdiskriminator die Signale der am Kohlenstoff gestreuten Protonen ausgefiltert und ebenfalls über Scaler gezählt und abgespeichert.
Die Zählrate der am Kohlenstoff gestreuten Protonen wurde als Normierungssignal benutzt (Die Zählrate, die aus dem Wasserstoff des Targets resultiert, wurde nicht verwendet, da der Wasserstoffgehalt während der Messung abnimmt.(vgl. Kap.6)). Die verwendeten Targets waren Folien aus Polyäthylen (20 $\mu g/cm^2$) und Polypropylen (6 $\mu g/cm^2$) sowie Fäden, die mit Kohlenstoff bzw. Aluminium bedampft waren. Der Strahlstrom betrug zwischen 2 und 20 nA. Um eine hohe Ausbeute in den Photomultipliern zu bekommen, wurden zunächst die Folien bestrahlt.
Falls die Signale der Multiplier als Luminositätssignal aufgefaßt werden sollen, so darf sich nach Gl. (2.1.6) das Verhältnis zur Normierungszählrate bei konstanten Bedingungen im Laufe der Zeit nicht ändern[9] . Tatsächlich zeigte das Verhältnis erst einen schnellen Anstieg (ca. 10 min.), danach ein längeres Plateau (1-2 h) mit starken Schwankungen und schließlich einen langsamen Abfall. Wird der Strahl abgeschaltet, so können noch einige Sekunden lang Photonen nachgewiesen werden, was auf Phosphoreszenz hindeutet. Eine Untersuchung der Folien nach der Bestrahlung zeigte deutliche Flecken im Auftreffbereich des Strahls, so daß der langsame Abfall im Verhältnis der Raten wohl auf Strahlenschäden zurückzuführen ist.
Messungen mit Fäden, wie sie im EDDA-Experiment verwendet werden, zeigten zudem auch bei großem Strahlstrom eine sehr geringe Lichtausbeute (Zählrate < 5-10 Hz), so daß in den gewünschten Zeitintervallen von <10 ms selbst mit der Multipasstechnik keine ausreichende statistische Genauigkeit erreichbar wäre. Somit muß diese Methode als ungeeignet zur Luminositätsüberwachung an EDDA eingestuft werden.

2.3. Wertung der Methoden

Alle bisher aufgeführten Methoden, die Beiträge zur Überwachung der Luminosität liefern, sind in Tab.2.1 zusammengefaßt. In der letzten Spalte ist eine Wertung angegeben, die sich auf die Eignung des Verfahrens für das EDDA-Experiment bezieht. Eignung soll dabei heißen, daß zumindest ein Teilaspekt der Luminosität hinreichend schnell und genau erfaßt wird.
Soweit geeignete Signale von der COSY-Leittechnik (CC) zur Verfügung gestellt wurden, konnten diese zum Teil schon in die Datenaufnahme von EDDA integriert werden. (Magnetstrom eines Dipols, BCT).

[9] Zwar wurden bei ähnlichen Meßaufbauten leichte Änderungen der Kohlenstoffzählrate beobachtet [MOS92], diese sind aber klein gegen die hier vermessen Ratenänderungen und werden vernachlässigt.

Methode	**Meßgröße(n)**	**Eignung**
Wall-Gap Monitor	Strahlstrom, Tastverhältnis	ja, Inbetriebnahme in CC '94
Beam Current Transformer	Strahlstrom	ja, in CC verwendet
Beam-position Monitore	Strahllage	ja, in CC verwendet
Integraler Strom δ- und Sek. e^-	Luminosität*, Strahlprofil	ja, bereits verwendet
δ-e^- mit Innenlage	Luminosität*	ja, auf Kosten von Detektoren
δ-e^- mit Zusatz-Detektoren	Luminosität*	ja, z.T. bereits verwendet
pp-Bremsstrahlung	Luminosität*	nein (Rate zu gering)
Wirkungsquerschnitt pp_{total}	Luminosität*	ja, z.T. bereits verwendet
Photonenemission Target	Luminosität ?	nein (u.a. Rate zu gering)
Restgasmonitor	Strahllage, Strahlprofil	ja, Bau geplant

Tab. 2.1 : Zusammenfassung verschiedener Monitormethoden zur Bestimmung der relativen Luminosität
* : nach Kalibration, (CC = COSY Control)

Von den hier vorgestellten Meßverfahren wurden im Rahmen dieser Arbeit insbesondere die integrale Strommessung sowie die Messung der δ-Elektronen mit PIN-Dioden intensiv weiterverfolgt. In den nachfolgenden Kapiteln werden diese Konzepte detailliert behandelt und es werden erste Ergebnisse zu Messungen damit am COSY-Strahl vorgestellt.