

Kapitel 2

Experimente, Methode und Datenanalyse

Ein Ergebnis der Experimente soll die Angabe von absoluten Wirkungsquerschnitten sein. Dabei wird zwischen drei Begriffen unterschieden: Dem geometrischen Wirkungsquerschnitt σ_{geom} , dem Reaktionswirkungsquerschnitt σ_{reac} und dem Produktionswirkungsquerschnitt σ_{prod} .

- Der geometrische Wirkungsquerschnitt ist die projizierte Fläche aller Targetkerne in der Fläche des Strahles, normiert auf deren Anzahl N_A :

$$\sigma_{geom} = \frac{\sum_{N_A} A_O}{N_A} = \pi R^2 = \pi(r_0 \cdot A^{\frac{1}{3}})^2$$

mit der Massenzahl A des Targetkerns und dem Radiusparameter $r_0 = 1,26$ fm. Dabei wird angenommen, daß keine Kernfläche eine andere überdeckt, was für dünne Targets sicher zutrifft.

- Der Reaktionswirkungsquerschnitt ist definiert als

$$\sigma_{reac} = \frac{N_{reac}}{N_p \cdot N_A}$$

N_{reac} ist die Anzahl der Reaktionen, die durch eine Anzahl N_p Protonen in einem Target mit der Anzahl N_A Atome pro Fläche (entspricht der Targetdicke) hervorgerufen werden.

- Der Produktionswirkungsquerschnitt ist definiert als

$$\sigma_{prod,i} = \sigma_i = \frac{N_{part,i}}{N_p \cdot N_A}$$

$N_{part,i}$ ist die Anzahl der Teilchen einer Sorte i . Die Angabe eines Produktionswirkungsquerschnittes bezieht sich immer auf eine Teilchensorte.

Der Zusammenhang zwischen geometrischem und Reaktionswirkungsquerschnitt ist über die Reaktionswahrscheinlichkeit P_{reac} gegeben,

$$\sigma_{\text{reac}} = P_{\text{reac}} \cdot \sigma_{\text{geom}}$$

der Zusammenhang zwischen Reaktions- und Produktionsquerschnitt über die Multiplizität M_i ¹ der Teilchensorte i .

$$\sigma_i = M_i \cdot \sigma_{\text{reac}}$$

Somit stehen die zu messenden Größen fest:

1. die Anzahl der Protonen, die das Target treffen: N_p
Abschnitt 2.2 geht auf die Messung von N_p ein.
2. die Targetdicke: N_A
Der Abschnitt 2.3 geht auf die verwendeten Targets und die Bestimmung der Flächenmasse ein.
3. die Anzahl der Reaktionen, verursacht durch den Protonenbeschuß:
 N_{reac}
4. die Anzahl $N_{\text{part},i}$ von Teilchen der Sorte i aus den Reaktionen.

Für die Bestimmung der Anzahl von Reaktionen und Teilchen sowie die Differenzierung nach Teilchensorten wurden am Hahn–Meitner–Institut (HMI) 2 Detektorsysteme entwickelt, die jedes für sich nahezu den gesamten Raumwinkel von 4π abdecken. Es handelt sich hierbei um den Berliner Neutronenball (BNB, Abschnitt 2.4) und den Berliner Siliziumball (BSiB, Abschnitt 2.5). Beide Detektoren sind bereits in vielen Experimenten eingesetzt worden [Jah83, Jah86, Jah86b, Boh92, Gal94, Pie94, Zie94, Fig95, Hil95, Pie95, Gol96, Hil96, Zie96, Gol96b, Pie97, Hil98]. Im Abschnitt 2.2 wird der mechanische Aufbau der Experimente skizziert. Einen Einblick in die Funktionsweise der Elektronik und Datenerfassung vermittelt der Abschnitt 2.7, im Anhang A ist das Blockschaltbild der Elektronik wiedergegeben.

2.1 Protonenquelle COSY

Das Cooler–Synchrotron COSY (Abbildung 2.1) wurde Anfang April 1993 in Betrieb genommen. Es gehört zum Institut für Kernphysik der damaligen KFA, heute Forschungszentrum Jülich. Es beschleunigt Protonen bis zu einer

¹Die Multiplizität M_i ist die Anzahl der im Mittel *pro Reaktion* entstehenden Teilchen der Sorte i .

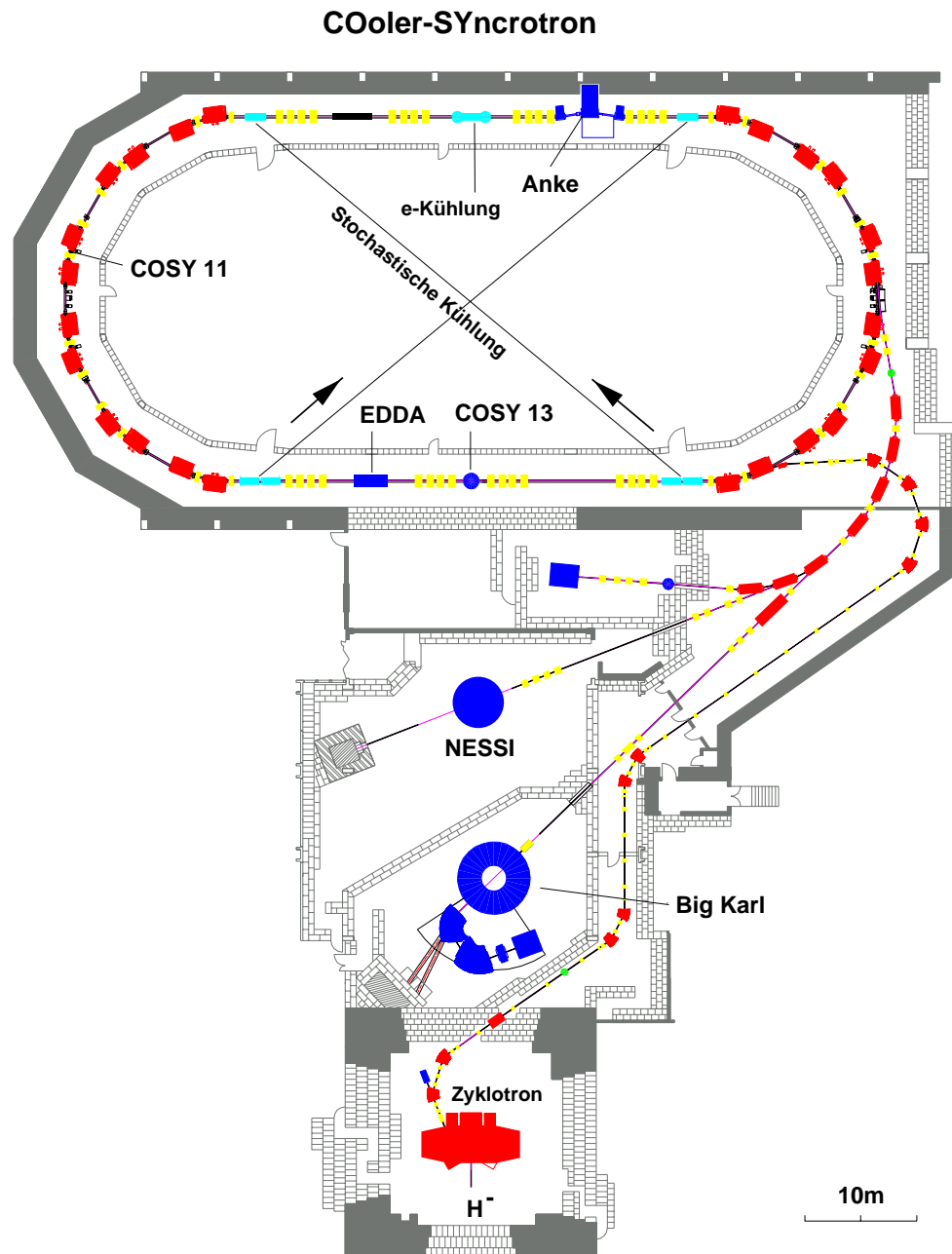


Abbildung 2.1: Das COSY in Jülich. Auch im Ring werden Experimente durchgeführt.

Energie von 2,5 GeV. Gespeist wird es aus dem Zyklotron JULIC, in dem H^- auf 40 MeV vorbeschleunigt und dann unter Elektronenabstreifung in den 184 m langen Speicher- und Beschleunigerring gelangen. Die zeitliche Ausdehnung des Extraktionszyklus ist variabel (einige zehn Sekunden bis einige Minuten), einer Periode von annähernd konstanter Strahlintensität folgt eine Pause von etwa 15 s zum Füllen des Ringes und zur Beschleunigung. Eine detaillierte Beschreibung des Beschleunigers ist in [Mai97] zu finden.

Die hohe Strahlqualität im Ring, die COSY auszeichnet, wird zum einen durch die Elektronenkühlung² und zum anderen durch die stochastische Kühlung bei hoher Strahlenergie (> 1 GeV) erreicht [Kil93]. Neben Experimenten im Ring (Raumladungsgrenze bei $2 \cdot 10^{11}$ p) ist es möglich, den Protonenstrahl in eine externe Strahlführung zu extrahieren (bis zu 10^9 p/s) und drei Meßplätzen zur Verfügung zu stellen.

Allerdings war die zeitliche Verteilung der Protonen im extrahierten Strahl sehr ungleichmäßig. Welchen Einfluß dies auf die Messungen hatte und wie andere Fehler berücksichtigt wurden, ist in Abschnitt 4.1 beschrieben.

2.2 Aufbau der Experimente

Im April 1997 stand eine Woche Strahlzeit bei einer kinetischen Energie der Protonen von 1,2 GeV zur Verfügung, im März 1998 eine Woche Strahlzeit bei 1,8 GeV. Der mechanische Aufbau, in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt, ist für beide Experimente identisch. Alle Längenangaben sind in Bezug auf Meßgenauigkeiten unkritisch, da primär die Zeitdifferenz (BSiB-S1)–(BNB-S1) zur Identifizierung geladener Teilchen herangezogen wird.

Messung von N_p , Anzahl der Protonen: Die vom Speicherring kommenden Protonen werden vom Startdetektor S1 registriert. Es handelt sich hierbei um eine 0,3 mm dicke Plastiksintillatorscheibe mit einem Durchmesser von 20 mm, die sich im Strahlrohr ca. 11 m vor dem Target befindet. Die Totzeit für die Zählung der Protonen beträgt 10 ns. Die Impulse werden mit einem CAMAC³-Zähler gezählt, der Zählerstand regelmäßig ausgelesen und auf dem Datenaufnahmerechner gespeichert.

²Unter Kühlung versteht man die Verringerung der Dispersion der Teilchenimpulse im Strahl vom Mittelwert. Die elektronische Kühlung wurde erstmals von G. I. Budker 1966 vorgeschlagen. S. van der Meer schlug 1968 das Prinzip der stochastischen Kühlung von Teilchenstrahlen vor, realisiert wurde es zum ersten mal 1977 am CERN in Vorbereitung auf das Experiment UA1 zum Nachweis der Vektorbosonen.

³CAMAC ist die Bezeichnung für ein internationales Instrumentierungs- und Interface-System mit Schnittstellenstandards für Online-Datenerfassung und Prozeßsteuerung

Da es mit einer geringen Wahrscheinlichkeit auch zu Reaktionen im Startdetektor kommt, wurde der Abstand S1–Target so groß wie möglich gewählt, um nicht deren Reaktionsprodukte nachzuweisen.

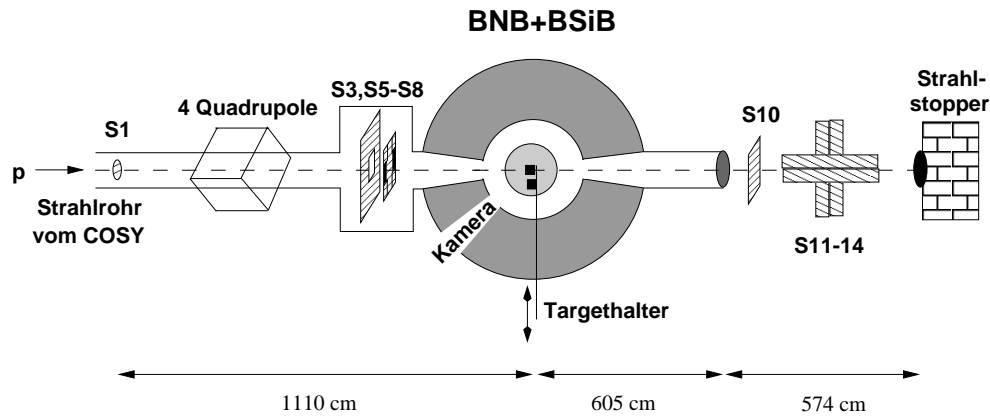


Abbildung 2.2: Mechanischer Aufbau für beide Experimente (nicht maßstabgetreu).

Bei den anderen S–Detektoren handelt es sich um 3 mm dicke großflächige Plastikszintillatoren, die lichtdicht verpackt und optisch an schnelle Photovervielfacher gekoppelt sind.

Mit den Quadrupolen wird der Protonenstrahl auf die Targetposition fokussiert. S3 ist ein großflächiger Detektor von $35 \times 35 \text{ cm}^2$ mit einer Aussparung von $8 \times 8 \text{ cm}^2$ in der Mitte. Dahinter befinden sich die Detektoren S5–S8, deren Abstand zur Strahlachse variiert werden kann. Somit wird ein wohldefiniertes Eintrittsfenster für die Protonen festgelegt. Wenn diese Vetodetektoren ein Signal liefern, hat ein Proton oder allgemeiner ein geladenes Teilchen diesen Detektor durchquert, es befindet sich außerhalb der Strahlachse. Solche Ereignisse sind auszusondern, da wir nur an Reaktionen im Target, im Zentrum von BNB und BSiB interessiert sind. Sie entstehen zum Teil durch Streuung im Startdetektor, hauptsächlich handelt es sich jedoch um Protonen des den Strahl umgebenden Halos, deren Weg nicht auf der optischen Achse liegt. Aber auch durch den Strahleintritt des BSiB und BNB rückgestreute Teilchen einer Reaktion im Target werden von S3–S8 gesehen, jedoch kann darauf aufgrund der längeren Flugzeit geschlußfolgert werden. Solche Ereignisse wurden nicht ausgesondert.

Die Öffnung für den konvergenten Strahl etwa 1 m vor dem Target wurde durch S5 bis S8 auf $15 \times 15 \text{ mm}^2$ eingestellt, wobei ca. 2% der Strahlintensität (Halo des Strahles) auf die Vetodetektoren entfiel.

Die Reaktionswahrscheinlichkeit bei den verwendeten Targets im mg/cm^2 –Bereich liegt bei ca. 10^{-5} , so daß die meisten Protonen das Target ohne

Wechselwirkung passieren und dann in S11–S14 detektiert werden. Somit kann die Strahlposition während der Experimente online überwacht werden (Abbildung 2.3). Ist der Strahl sowohl vor als auch hinter dem BNB zentriert, verläuft er auch zentral durch das Target. Mit Hilfe einer Kamera, die den Strahlfleck auf einem Quarz an der Targetposition zur Justage sichtbar machte, wurde der Fokus mit einem Durchmesser von ca. 2 mm auf die Targetebene eingestellt.

Die Abbildung 2.3 zeigt die Graphik des für die Strahljustierung entwickelten Java-Programmes, welches auch als Applet in jeden java-fähigen Internetbrowser geladen werden kann. Da die Meßwerte auf 4 verschiedenen Computerarchitekturen verfügbar sein müssen, bot sich die plattformunabhängige und -übergreifende Programmiersprache Java an. Im oberen Teil

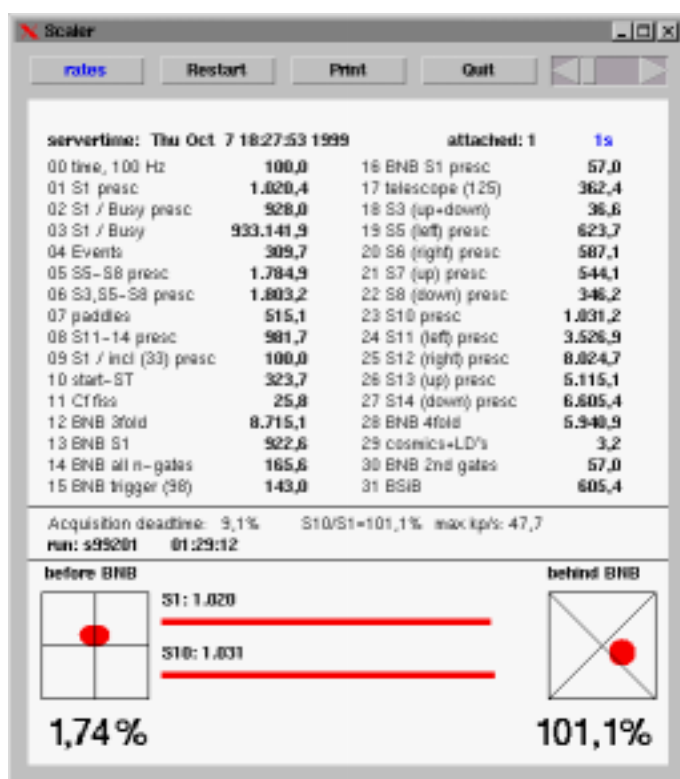


Abbildung 2.3: Graphik des für die Strahljustierung entwickelten Java-Programmes.

werden die Zählraten pro Sekunde der zwei 16fach-Zähler angezeigt. Da sich anhand von (ständig wechselnden) Zahlen nur sehr schwer die Strahleinstellung vornehmen läßt, wurde die Lageinformation des Protonenstrahles im unteren Teil graphisch dargestellt. Links ist die Strahlposition vor dem BNB

gezeigt. In diesem Beispiel unterscheiden sich die Zählraten von linkem und rechtem Detektor kaum (6%), der obere hat eine ca. 20% höhere Zählrate als der untere Detektor. Durch die vier Detektoren S5 bis S8 (siehe Abbildung 2.2) kann auch die Form des Strahles (elliptisch oder kreisrund) visualisiert werden. In dem Beispiel haben die Detektoren links und rechts eine um ca. 35% höhere Zählrate als die Detektoren oben und unten. 1,7% des Protonenstrahles fallen auf die Vetodetektoren S5–8.

Mit den Detektoren S11 bis S14 ist nur die Positionsbestimmung des Strahlzentrums möglich (rechts unten). Die Darstellung wird nach einer wählbaren Zeit (hier 1 s) aktualisiert.

2.3 Targets

Im Vordergrund der Experimente stand die Frage nach der Heliumproduktion in verschiedenen Materialien, weshalb mehrere verschiedene Targets verwendet wurden. Um aber auch die schwereren Fragmente nachweisen zu können, ist eine möglichst geringe Targetdicke zu wählen, so daß die schweren Fragmente nicht schon im Target gestoppt werden. Es ist also ein Kompromiß zu finden zwischen Erzeugungsrate und Nachweisbarkeit von schweren Fragmenten.

Eine erste Abschätzung ergibt sich aus der zu erwartenden Reaktionsrate. Bei einer Targetdicke von ungefähr $1\text{mg}/\text{cm}^2$ ist folgende Abschätzung möglich: Der Kernradius ist $1,26 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}\text{cm}$, für die Reaktionswahrscheinlichkeit wird der geometrische Wirkungsquerschnitt angesetzt. Das ergibt eine Reaktionsrate von $5,5\text{s}^{-1}$ bei 10^6 Protonen/s. Für 100.000 Reaktionen sind ca. 5 Stunden zu veranschlagen.

Ein zweiter Ansatz berücksichtigt den erwarteten Energieverlust der Alphateilchen im Target. Die Energie der geladenen Teilchen ist stets größer als die Coulombbarriere V_C . Die Höhe der Barriere für α -Teilchen, in der Tabelle 2.1 angegeben, ist nach folgender Näherungsformel berechenbar [Par91]:

$$V_C^\alpha = \frac{2,88 \cdot (Z - 2)}{1,18 \cdot (A - 4)^{1/3} + 4,642} \quad [\text{MeV}]$$

Unter der Annahme, daß das Alphateilchen in der Mitte des Targets entsteht und damit einen Weg im Target zurücklegt, der der halben Targetdicke entspricht, d.h. Emission unter 0 bzw. 180° , berechnet sich der Energieverlust im Target zu den Werten ΔE_α aus Tabelle 2.1. Die Rechnungen wurden mit dem TRIM-Code durchgeführt, welcher von Biersack [Bie80] entwickelt wurde. Mit der Forderung, daß dieser Energieverlust nicht mehr als 10% der Coulombbarriere betragen soll, ergaben sich Richtwerte für die Targetdicken.

Tabelle 2.1: Für die Experimente verwendete Targets, wobei die zu messenden Wirkungsquerschnitte σ_X für die Teilchensorte $X=n, H, He$ und für Spaltung durch Sp in Spalte 1 angegeben sind. Meßungenauigkeit der Flächendichte: $\pm 4\%$ (siehe Abschnitt 4.1.2).

Targetmaterial, Verwendung	Flächendichte [mg/cm ²]	V_C^α [MeV]	ΔE_α [MeV]
$^{nat}_{26}\text{Fe}, \sigma_{H,He}$	1,6	8,3	0,56
$^{nat}_{28}\text{Ni}, \sigma_{H,He}$	1,4	8,7	0,47
$^{nat}_{47}\text{Ag}, \sigma_{H,He}$	1,6	13,2	0,31
$^{181}_{73}\text{Ta}, \sigma_{H,He}$	7,5	18,6	0,92
$^{nat}_{74}\text{W}, \sigma_{H,He}$	12,4	18,8	1,40
$^{197}_{79}\text{Au}, \text{Sp}$	0,73	69,5 ^a	8,53 ^b
$^{197}_{79}\text{Au}, \sigma_{H,He}$	1,3 5,4		
$^{197}_{79}\text{Au}, \sigma_{H,He}$	8,7	19,8	1,00
$^{197}_{79}\text{Au}, \sigma_n$	1,35·10 ³ = 0,7 mm dick		
$^{nat}_{80}\text{Hg}, \sigma_n$	6,8·10 ³ = 5,0 mm dick		
$^{nat}_{82}\text{Pb}, \sigma_{n,H,He}$	12,6	20,3	1,41
$^{nat}_{92}\text{U}, \text{Sp}$	0,60	81,0 ^a	6,97 ^b
$^{nat}_{92}\text{U}, \sigma_{H,He}$	8,0	22,2	0,78

Zusammenhang zwischen Flächendichte und Dicke eines Goldtargets:

$$1 \text{ mg/cm}^2 = 518 \text{ nm}, \text{ das entspricht etwa } 2000 \text{ Atomlagen}$$

^aTKE/2, TKE: totale kinetische Energie für symmetrische Spaltfragmente

^bmittlerer Energieverlust für diese Spaltfragmente im Target bei Emission unter 0°/180°

Die verwendeten Materialstärken und damit N_A wurden mit 2 Verfahren bestimmt: Zum einen mit Wiegen und Flächen und zum zweiten mit α -Energieverlustspektroskopie. Im zweiten wurde der Energieverlust von α -Teilchen aus dem radioaktiven Zerfall des ThC und ThC' (^{212}Bi und ^{212}Po aus der Thoriumkette, $E_\alpha=6,06$ und $8,78$ MeV) gemessen und danach die Schichtdicke berechnet. Diese Methode hat den Vorteil, daß die Schichtdicke im Zentrum des Targets gemessen wird, dort, wo der Protonenstrahl das Target trifft. Eventuelle Schwankungen der Schichtdicke gerade im Randbereich fallen nicht ins Gewicht, was beim Wiegen (Mittelung über das gesamte Target) nicht ausgeschlossen werden kann. Die Targets befinden sich in Target-

rähmchen aus Aluminium und sind freitragend. Die Targeträhmchen haben einen Innendurchmesser von 20 mm.

Da während der Messung im BNB ein Druck von $< 10^{-6}$ mbar herrscht und das Be- und Entlüften wertvolle Meßzeit kostet, wurde eine Konstruktion entwickelt, bei der immer gleich mehrere Targets auf einmal in den BNB eingebracht werden können. In der Mitte der Neutronenkugel ist ein ferngesteuerter höhenverstellbarer Targethalter angebracht, auf welchen die Targetleiter montiert wird, auf die bis zu 7 Targeträhmchen geklebt werden können.

Je ein Targeträhmchen wurde ohne Target belassen. Dies dient dem Messen des Untergrundes mit Strahl aber ohne Target. So können Effekte berücksichtigt werden, die durch Reaktionen am Targetrahmen oder anderen Teilen des Aufbaus verursacht wurden (siehe Kapitel 4.1.4).

Um die Targetdicke, die vom Protonenstrahl durchdrungen wird, zu vergrößern und damit die Meßzeit zu verkürzen bzw. die Statistik zu verbessern aber dennoch den Vorteil des dünnen Targets bezüglich Detektion schwerer Fragmente zu nutzen, wurde die Targetleiter um 45° relativ zum Strahl gedreht. Diese relative Messung ist geeignet zum Sammeln von Ereignissen, nicht jedoch für die absolute Bestimmung des Wirkungsquerschnittes, da die erforderliche Genauigkeit der Winkeleinstellung nicht gegeben war.

2.4 Der 4π -Neutronendetektor (BNB)

Der Neutronenball (Abbildung 2.4) wird für den Nachweis einer Reaktion im Target und außerdem zum Zählen der dabei entstehenden Neutronen benutzt. Es handelt sich um einen mit Szintillatorflüssigkeit gefüllten Tank⁴. Er besteht aus 2 Halbkugeln, deren Oberfläche mit je 12 Photovervielfachern bestückt sind. Im Inneren bietet die Reaktionskammer Platz für große Targets oder den BSiB. Durch Anheben der oberen Hälfte wird die Reaktionszone zugänglich. Eine Wasserkühlung unter der wärmeisolierenden Umhüllung, welche die Szintillatorflüssigkeit auf 16°C hält, minimiert Temperaturschwankungen. In Tabelle 2.2 sind einige Daten zum BNB zusammengefaßt.

Die schnellen Photovervielfacher haben eine Impulsbreite von 3 ns und sind im Bereich der Wellenlänge $\lambda_{max} \approx 425$ nm am empfindlichsten. Auch die Reflexionsschicht der Wände ist auf diese Wellenlänge abgestimmt.

⁴Großvolumige, Gadolinium dotierte Szintillatortanks dienen bereits seit den 50er Jahren als γ - und Neutronendetektoren. Der Nachweis des Neutrinos gelang mit einem solchen Szintillatortankdetektor.

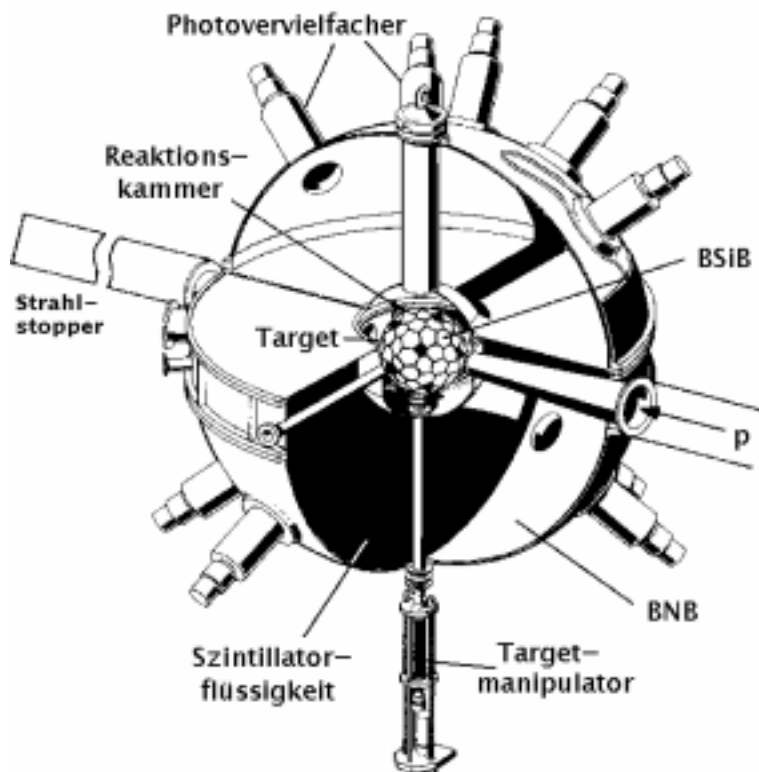


Abbildung 2.4: Schnittbild der Neutronenkugel.

Tabelle 2.2: Angaben zum Berliner Neutronenball

äußerer/innerer Durchmesser	140/40 cm
Photovervielfacher	2 × 12 VALVO XP2041
Szintillator	15001 NE343 (1,2,4-Trimethylbenzol, C ₉ H ₁₂) +0,3 Gew.% nat. Gadolinium
Reflexionsschicht der Wände	Titandioxidfarbe NE561

Die durch eine Reaktion im Target freigesetzten *geladenen* Teilchen werden durch Ionisationsbremsung in Abhängigkeit ihrer Energie und Masse teilweise schon vor Erreichen des BNB gestoppt:

- Bereits im Target selber bleiben schwere langsame Fragmente stecken,
- im Siliziumdetektor werden mittelschwere Fragmente, aber auch langsame Protonen gestoppt.
- Spätestens in der inneren Wand des BNB endet der Weg für α - und schwerere Teilchen.

Gammaquanten und Neutronen rufen in der BNB-Flüssigkeit Szintillationen hervor, jedoch nur über den Zwischenschritt der Energieübertragung an geladene Teilchen durch elektromagnetische- (γ) und Kernwechselwirkung (n). Die Absorption der Gammaquanten sowie die Abbremsung der Neutronen durch elastische Stöße an Wasser- und Kohlenstoffkernen der organischen Flüssigkeit (C_9H_{12}) von ursprünglich einigen MeV auf keV im Szintillator tragen neben hochenergetischen Protonen und Pionen zu dem prompten Lichtsignal bei (Abbildung 2.5), welches das Auftreten einer Reaktion anzeigt, wenn eine Energie von mehr als 10 MeV im Szintillator deponiert wird⁵. Hierauf beruht die Messung von N_{reac} : Die Summe über alle Meßwerte aus Abbildung 2.5 abzüglich des Untergrundes ergibt die Anzahl der Reaktionen N_{reac} . Für dünne Targets nimmt die Reaktionswahrscheinlichkeit ab und damit der relative Untergrund zu, da längere Zeit gemessen werden muß. Dies erschwert die Bestimmung von N_{reac} für dünne Targets erheblich (siehe Abschnitt 4.1).

Der Vorgang der Abbremsung der Neutronen setzt sich fort, bis diese nach ca. einer μs thermalisiert sind, das heißt eine Energie von ≈ 25 meV erreicht haben. Die Wahrscheinlichkeit langsamer Neutronen, am Gadolinium eingefangen zu werden, ist sehr hoch. Gd hat für Neutronen dieser Energie einen Einfangquerschnitt von $6 \cdot 10^4$ (^{155}Gd) bzw. $25 \cdot 10^4$ (^{157}Gd) barn. Die freiwerdende Energie (≈ 8 MeV, Bindungsenergie des eingefangenen Neutrons) wird durch im Mittel drei γ -Quanten emittiert, die über Comptonstreuung mit Elektronen wechselwirken. Diese Elektronen ionisieren und die Lichtblitze werden mit den Photovervielfachern nachgewiesen. Der Neutroneneinfang am Gadolinium läuft auf einer Zeitskala von einigen μs ab. Die Zählung der Neutronen erfolgt deshalb in einem festen Zeitbereich von $0,8 \mu s$ bis $45 \mu s$ nach dem prompten Signal. Die untere Zeitschranke verhindert, daß Beiträge des prompten Lichtes, wie z. B. durch Neutronenabbremsung, erfaßt werden. Während der $44 \mu s$ werden 99% aller Neutronen eingefangen [Gol96b].

⁵Ein BNB-Ereignis liegt vor, wenn 3 (wahlweise 4) benachbarte Photovervielfacher Gammastrahlung einer Mindestenergie von 10 MeV (konfigurierbar) nachgewiesen haben.

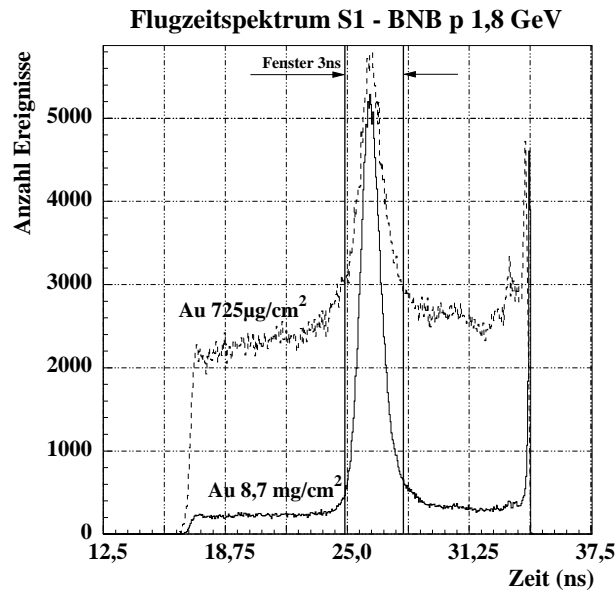


Abbildung 2.5: Flugzeitspektrum: Zeit zwischen dem Passieren des Startdetektors und dem prompten Signal (Reaktionsnachweis) im BNB. Die rechte Spitze entsteht durch Abschneiden zu langer Zeiten. Nur Meßwerte innerhalb des Fensters sind reaktionsbedingt, Ereignisse links und rechts davon entstehen durch zufällige Koinzidenzen (Untergrund) und werden im Auswerteprogramm ausgesondert (siehe auch Abschnitt 4.1.3).

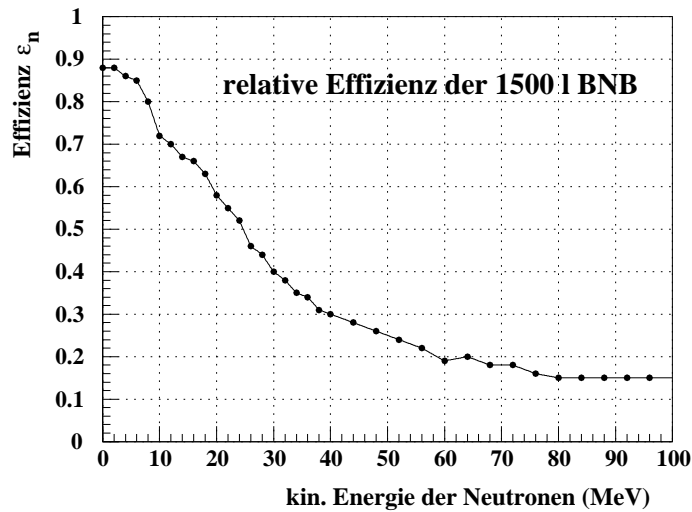


Abbildung 2.6: Relative Nachweiswahrscheinlichkeit des BNB für im Zentrum isotrop emittierte Neutronen nach [Poi74, Gal94].

Dem Szintillator sind Wellenlängenschieber beigemischt, die zum einen die Wellenlänge des Fluoreszenzlichtes an die spektrale Empfindlichkeit der Photovervielfacher anpassen, zum andern aber auch dafür sorgen, daß nicht das emittierte Licht sofort wieder durch andere Szintillatormoleküle absorbiert wird.

2.4.1 Nachweiswahrscheinlichkeit des BNB

Da nicht alle Neutronen innerhalb der 50 cm Szintillatorflüssigkeit moderiert und eingefangen werden, entspricht die gemessene Multiplizität nicht der Anzahl emittierter Neutronen, es ist eine Nachweiswahrscheinlichkeit des BNB zu bestimmen. Sie könnte gemessen werden, wenn es möglich wäre, bei vielen unterschiedlichen kinetischen Energien und gegebenem Fluß die Neutronen zu zählen. Da das aber sehr aufwendig ist, wurde die Abhängigkeit der Effizienz des BNB von der kinetischen Energie der Neutronen mittels Monte-Carlo-Simulation errechnet. Das Ergebnis der Simulation nach [Poi74, Gal94] ist in der Abbildung 2.6 wiedergegeben. Dabei handelt es sich um eine relative Rechnung. Absolute Werte erhält man, wenn es für eine Energie eine Effizienzmessung gibt. Für diesen Zweck befindet sich eine Cf-Quelle (siehe nächster Abschnitt) im BNB.

Da mit dem BNB nicht die Energie der einzelnen Neutronen gemessen werden kann, ist selbst eine Eichmessung nicht hilfreich, da man die Energie jedes Neutrons kennen muß, um die Effizienz angeben zu können. Zum Vergleich des Experimentes mit Rechnungen sind diese mit der Nachweiswahrscheinlichkeit des BNB gefaltet worden.

2.4.2 Verifizierung der Funktionalität

Es sind zwei Möglichkeiten vorgesehen, um die Funktionstüchtigkeit des Neutronenballes während eines Experimentes online zu überwachen:

- Im Inneren des BNB befindet sich eine schwache ^{252}Cf -Quelle. Diese Standard-Eichquelle liefert im Mittel 3,78 Neutronen pro Spaltung mit einer mittleren Energie von $\langle E_{kin} \rangle = 2,1 \text{ MeV}$. Sie ist so dimensioniert, daß pro Sekunde ca. 20 Spalttereignisse auftreten. Daraufhin werden die Neutronen genau so gezählt wie die Neutronen aus einer Spallationsreaktion. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des BNB für die Cf-Neutronen beträgt 85%.
- Ober- und unterhalb des BNB befinden sich 2 Detektoren für geladene Teilchen. Mit diesen Detektoren wird die Durchquerung des Szintillators durch kosmische Myonen festgestellt. Da diese minimal ionisieren-

den Myonen im Szintillator eine Energie von $1,9 \text{ MeV/cm}$ deponieren, ist hiermit eine Energieeichung des prompten Lichtsignals des BNB möglich.

2.5 Der 4π -Siliziumdetektor (BSiB)

Der Siliziumball dient dem Nachweis geladener Teilchen. Er besteht aus 158 $0,5 \text{ mm}$ dicken Siliziumdetektoren. Abbildung 2.7 zeigt die vier Formen der Detektoren, ein Foto des Siliziumballes ist in Abbildung 2.8 zu sehen.

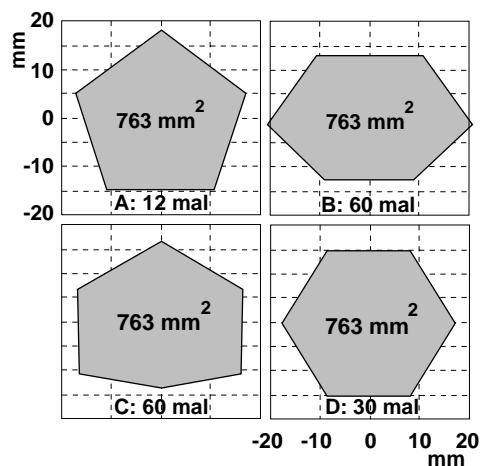


Abbildung 2.7: Die vier beim BSiB verwendeten Detektorformen.

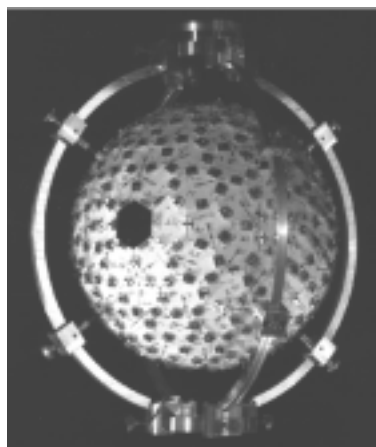


Abbildung 2.8: Der Siliziumball mit Haltevorrichtung.

Eine kugelähnliche Form läßt sich aus fünf- und sechseckigen Flächen bilden. [Pug76] beschäftigt sich mit der Modellierung solcher Geometrien. So besteht ein Fußball aus 32, der BSiB aus insgesamt 162 Flächen (siehe Abbildung 2.9) gleichen Flächeninhaltes, 12 regulären Pentagonalen, 30 regulären Hexagonalen und 2×60 irregulären Hexagonalen.

Die einzelnen Detektoren sind so angeordnet, daß sie nahezu eine Kugelschale vom Radius 10 cm bilden. Eine Spannung von ca. 75 V in Sperrrichtung sorgt für die Verarmung des $500 \mu\text{m}$ dicken ionenimplantierten Siliziums.

Ein geladenes (ionisierendes) Teilchen erzeugt beim Durchgang durch den Halbleiter Elektronen-Loch-Paare. Diese werden durch das elektrische Feld abgesaugt, der fließende Strom ist ein Maß für die Ionisationsfähigkeit und damit für den Energieverlust des Teilchens. Das Signal des Siliziumdetektors gelangt über einen Vorverstärker (siehe auch Kapitel 2.7) auf einen CAMAC-QDC (Ladungs-digital-Wandler), welcher durch Signalintegration die Energie des Teilchens, bzw. den Energieverlust bei durchgehenden Teilchen, mißt.

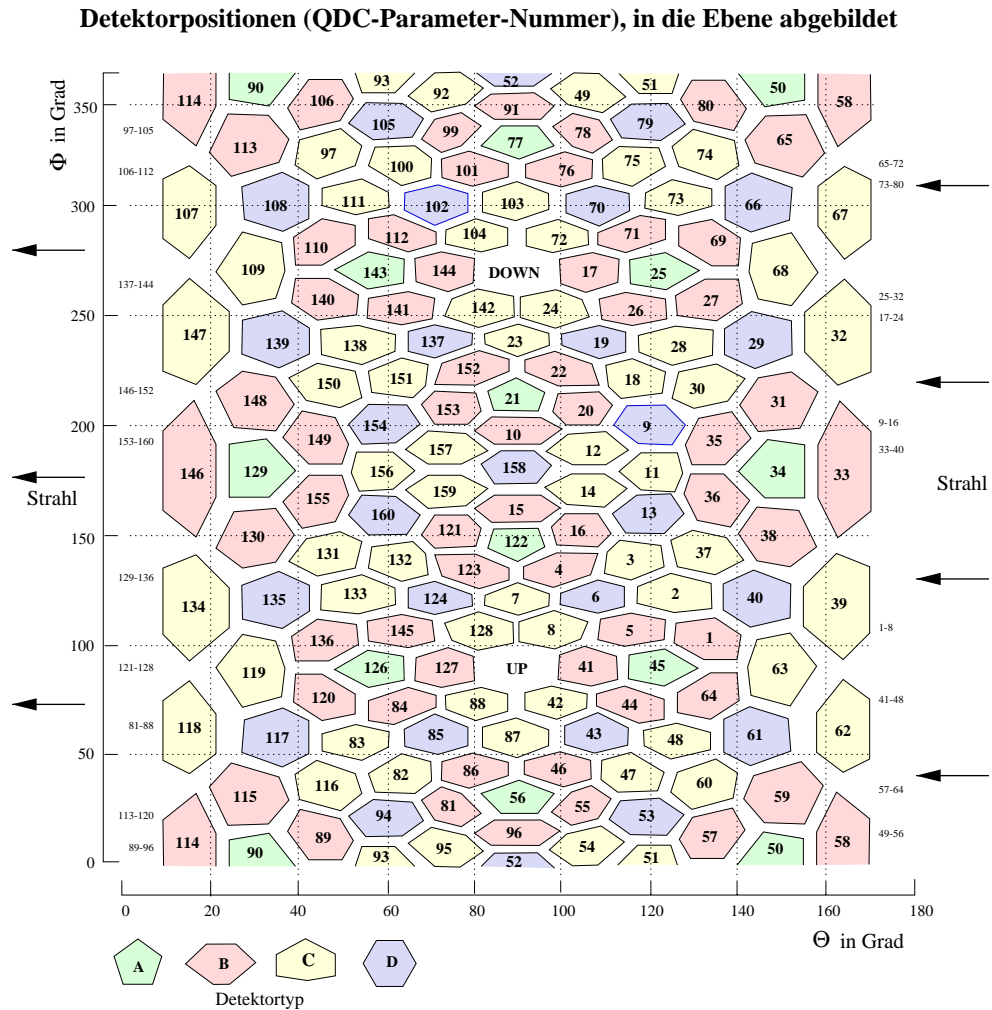


Abbildung 2.9: Die Anordnung der BSiB-Detektoren in der Θ - Φ -Ebene. UP und DOWN bezeichnen die freien Detektorpositionen für den Ein- und Austritt der Targetleiter. Die freien Positionen für Strahlein- und -austritt sind nicht dargestellt, würden aber rechts und links (bei 0 und 180°) über die gesamte Höhe (Φ) erscheinen. Die Zwischenräume zwischen den Detektoren sind real nicht vorhanden, sie dienen der besseren Erkennbarkeit.

Ein auf Schnelligkeit optimierter Ausgang dieses Verstärkers liefert das Zeitsignal an einen CFD (Zeitdiskriminator) und dieser an ein CAMAC-TDC (Zeit-digital-Wandler). Die in [Pau92] beschriebene Pulsformtechnik beruht im wesentlichen darauf, daß die Pulsform, d.h. die Anstiegszeit des Stromsignals eines Si-Detektors, von der Ionisationsdichte und damit von der Masse M und der Ladung Z des registrierten Teilchens abhängt. Schwerere Teilchen liefern eine größere Anstiegszeit. Das differenzierte Anstiegssignal ist das Eingangssignal des CAMAC-ADC (analog-digital-Wandler).

Das Konzept des BSiB wurde von W. Bohne [Boh92] entwickelt und in den Jahren 1991–1993 am HMI realisiert, in Tabelle 2.3 sind einige Kenndaten der Si-Detektoren zusammengefaßt.

Tabelle 2.3: Eigenschaften/Herstellerangaben der Siliziumdetektoren

Detektorart	Oberflächensperrschichtzähler
Aktive Fläche	763 mm ²
Spezifischer Widerstand	14,3 kΩcm
Max. Feldstärke in der Verarmungszone	< 3,2 kV/cm
Energieauflösung (5,5 MeV α-Quelle)	< 100 keV
Zeitauflösung (5,5 MeV α-Quelle)	≤ 250 ps

2.5.1 Teilchenidentifikation

Aus der Korrelation von zwei der drei Signale QDC, TDC und ADC pro Detektor ist eine Aussage über die Masse eines Teilchens möglich.

Da alle Detektoren den gleichen Abstand zum Reaktionszentrum von $r_{si} = (10 \pm 0,25)$ cm haben, läßt sich aus der Flugzeit TOF_{cp} [ns] und der Energie E_{cp} [MeV] die Geschwindigkeit v_{cp} [cm/ns] und die Masse m_{cp} [au] der geladenen Teilchen berechnen:

$$v_{cp} = \frac{r_{si}}{TOF_{cp}}$$

$$m_{cp} = \frac{2 \cdot E_{cp}}{v_{cp}^2} = \frac{2 \cdot E_{cp} \cdot TOF_{cp}^2}{r_{si}^2}$$

Teilchen gleicher Masse (Isobare) liegen demzufolge auf einer durch folgende Funktion beschriebenen Kurve:

$$t_{cp}(E_{cp}) = r_{si} \cdot \sqrt{\frac{m_{cp}}{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E_{cp}}} \quad (2.1)$$

In dieser idealisierten Darstellung ist nicht berücksichtigt worden, daß es Effekte gibt, die sowohl die Zeiten als auch die Energien, die gemessen werden, verfälschen. Es handelt sich hierbei um die Plasmaverzögerung sowie den Pulshöhendefekt. Unter Plasmaverzögerung versteht man die Verzögerung der Separation der Ladungsträgerpaare durch die Ausbildung eines Elektronen–Loch–Plasmas, verursacht durch schwere geladene Teilchen, welches das vorherrschende elektrische Feld teilweise abschirmt und die Sammlung der Ladung verzögert. Zur Korrektur existiert eine empirische Formel von Neidel und Henschel [Nei80] oder Bohne et al. [Boh85]. Wegen dieser Verzögerung kommt es auch zu einer erhöhten Rekombination der erzeugten Ladungsträgerpaare, es wird eine niedrigere Energie gemessen. Eine empirische Formel zur Abschätzung dieses Pulshöhendefektes liefert [Ogi86]. Beide Effekte wurden bei der Auswertung berücksichtigt.

Bei der Energie–Zeit–Korrelation würde man gemäß Gleichung 2.1 einen $1/\sqrt{E}$ -Zusammenhang im Experiment erwarten. Dies ist in Abbildung 2.10 auch zu erkennen, allerdings sind teilweise auch rückläufige Äste sichtbar.

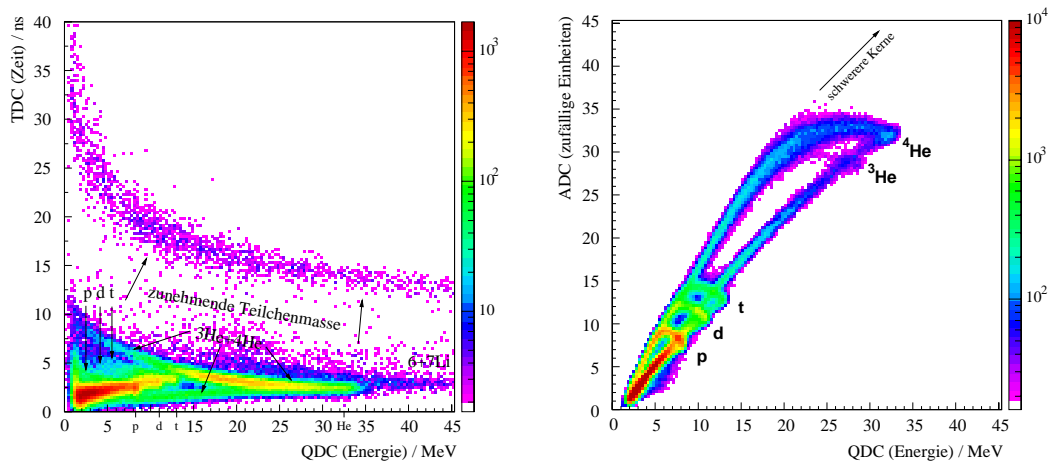


Abbildung 2.10: links: Energie–Zeit–Korrelation der geladenen Teilchen für die Reaktion $1,2 \text{ GeV p} + \text{Pb}(12,6 \text{ mg/cm}^2)$. Im unteren Teil (0–10 ns) sind leichte Teilchen wie p,d,t, α lokalisiert, die obere Schar von Ereignissen zeigt die Spaltfragmente der Reaktion. Auf der Energieachse sind die Durchschlagsenergien markiert.

rechts: Energie–Pulsform–Korrelation bei einer Targetdicke von 0,7 mm (für Eichzwecke gewählt). Die Farbe ist ein Maß für die Häufigkeit eines Meßpunktes im Histogramm.

Diese rückläufigen Äste, die nur beim Wasserstoff und Helium auftreten, kommen dadurch zustande, daß auch kinetische Energien auftreten, bei denen das Teilchen nicht mehr im Detektor gestoppt wird. Die im QDC gemesse-

ne Energie nimmt mit zunehmender kinetischer Energie und abnehmender Flugzeit eines Teilchens ab.

Die niedrigste kinetische Energie, die ein Teilchen haben muß, um nicht mehr vollständig im Detektor abgebremst zu werden, wird Durchschlagsenergie PT (punch-through) genannt. Sie liegt für Protonen bei 8,2 MeV, für Deuteronen bei 11 MeV, für Tritonen bei 13 MeV und für Helium bei 32,2 MeV. Entsprechend dieser Energien ist es möglich, die verschiedenen Äste den Teilchensorten Protonen, Deuteronen, Tritonen und Alphateilchen zuzuordnen. Elemente schwerer als He erreichen in den hier untersuchten Reaktionen die Energie, die nötig wäre, den Detektor zu durchqueren, nicht. Auch ist hier keine Abgrenzung verschiedener Massen zu erkennen. Zur Bestimmung der Masse schwererer Fragmente siehe Abschnitt 2.5.2.

Aus der Abbildung 2.10 ist auch ersichtlich, daß es für die Wasserstoffisotope p, d und t nur in einem sehr begrenzten Bereich möglich ist, diese zu trennen, und zwar nur bei Energien unterhalb der PT-Energien der einzelnen Isotope. Die Trennung von ^3He und ^4He ist auch nicht möglich, im Rahmen dieser Arbeit aber auch nicht gefragt. Andererseits ist eine Trennung zwischen Helium und Wasserstoff bis zu Energien des Heliums von 120 MeV entsprechend einem Energieverlust von 8 MeV (siehe Abbildung 2.11) sehr gut möglich.

In der Abbildung 2.10 ist die Summe jeweils aller Kanäle des BSiB dargestellt. Um eine Superposition zu ermöglichen, müssen alle 3×158 Kanäle kalibriert werden. Für die Energie- sowie die Pulsformkalibrierung wurden die PT-Energie und -Zeit der Protonen und der Alphateilchen jedes einzelnen Detektors benutzt. Mittels dieser zwei Punkte ist eine lineare Inter- und Extrapolation möglich. Für das Experiment mit der Energie 1,2 GeV wurde eine quadratische Kalibrierung der QDC's durchgeführt. Dabei wurden die drei PT-Punkte von Protonen, Tritonen und Alphateilchen benutzt. Es zeigte sich eine geringe Nichtlinearität der Energiemessung gegenüber den tabellierten PT-Energien. Im Ergebnis des erhöhten Aufwandes war der wesentliche Vorteil der 3-Punkt-Kalibrierung eine verbesserte Energieauflösung im Bereich der Energie des He-PT-Punktes. Die Kalibrierung der Zeit Null hängt an der gemessenen PT-Zeit der Alphateilchen. Diese PT-Zeit läßt sich nach Gleichung 2.1 berechnen:

$$t_{PT} = r_{si} \sqrt{\frac{m_{\alpha}}{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{32,24 \text{ MeV}}} = 2,54 \text{ ns}$$

Der zweite Parameter, um eine lineare Zeitkalibrierung zu ermöglichen, wurde mittels eines Eichpulsers bestimmt. Die Zeit *Null* ergibt sich durch Subtraktion der im E-t-Spektrum bestimmten PT-Zeit mit der eben berechneten.

Mit Hilfe der Energie-Pulsform-Korrelation ist es z.B. möglich, für Al-

phateilchen in der Nähe des PT-Punktes festzustellen, ob sie im Detektor gestoppt wurden. Es ist ersichtlich, daß eine Aussage darüber im Bereich von 20 bis 33 MeV alleine anhand der linken Korrelation in Abbildung 2.10 nicht möglich ist. Befindet sich der Meßpunkt im einlaufenden (oberen) Ast, so ist die gemessene Energie gleich der tatsächlichen Energie. Befindet sich der Meßpunkt im auslaufenden (unteren) Ast, so ist die gemessene Energie nur der Energieverlust im Detektor, die tatsächliche Energie ist höher und muß errechnet werden.

Abbildung 2.11 zeigt, wie für Teilchen mit Energien über der PT-Energie der gemessene Energie(verlust)wert zurückgerechnet werden kann, um die ursprüngliche Energie der Teilchen zu rekonstruieren. Da aber unbekannt ist, welches Wasserstoffisotop nachgewiesen wurde, wird angenommen, daß es sich um ein Proton handelt. Im Abschnitt 4.2.1 genannte Meßwerte von Teilchenteleskopen zeigen, daß es sich bei 60% der Wasserstoffisotope um Protonen, bei 30% um Deuteronen und bei 10% um Tritonen handelt. Die Teleskope sind auch in der Lage, ^3He und ^4He zu trennen.

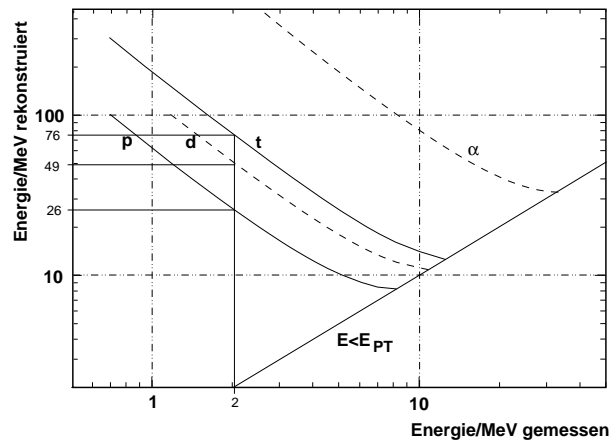


Abbildung 2.11: Diese Energieverlustkurven werden durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben und gelten für die 0,5 mm dicken Siliziumdetektoren. Bei einer unteren energetischen Nachweisgrenze von $2 \pm 0,3$ MeV liegt die obere energetische Nachweisgrenze für Protonen bei 26 ± 4 , für Deuteronen bei 49 ± 6 und für Tritonen bei 76 ± 7 MeV.

2.5.2 Massenbestimmung mit dem Si-Ball

Die Trennung von Wasserstoff und Helium ist aufgrund der Lücken in den Histogrammen (der Abbildung 2.10) leicht möglich. Allerdings reicht die Auflösung nicht aus, um schwerere Massen mit $A > 6$ zu trennen. Al-

lerdings ist der BSiB auch nicht für die Bestimmung von Massen schwerer Fragmente konzipiert worden. Dennoch wurde eine Methode entwickelt, um im Rahmen einer Ungenauigkeit von ungefähr 20% eine Teilchenmasse anzugeben. Es wurden von der Reaktion $p + U$ diejenigen Ereignisse ausgewählt, bei denen nur 2 schwere (Spalt-) Fragmente und nicht mehr als 4 Neutronen detektiert wurden. Das garantiert, daß nur periphere Reaktionen mit geringem Energieübertrag (≤ 30 MeV) die Reaktion ausgelöst haben. Im Energie–Flugzeit–Spektrum ist also nur der obere, gekrümmte Teil (Abbildung 2.10) sichtbar. Durch diese Punkte wurde eine Kurve gelegt und ihr die Masse $(238-4)/2=117$ zugeordnet. Massenkurven ober- und unterhalb wurden unter Beachtung von Gleichung 2.1 so verteilt, daß bei $m=4$ die Linie der Alphateilchen erreicht wurde. Das Ergebnis der Massenberechnung ist in Abbildung 2.12 links dargestellt. Im rechten Teil der Abbildung

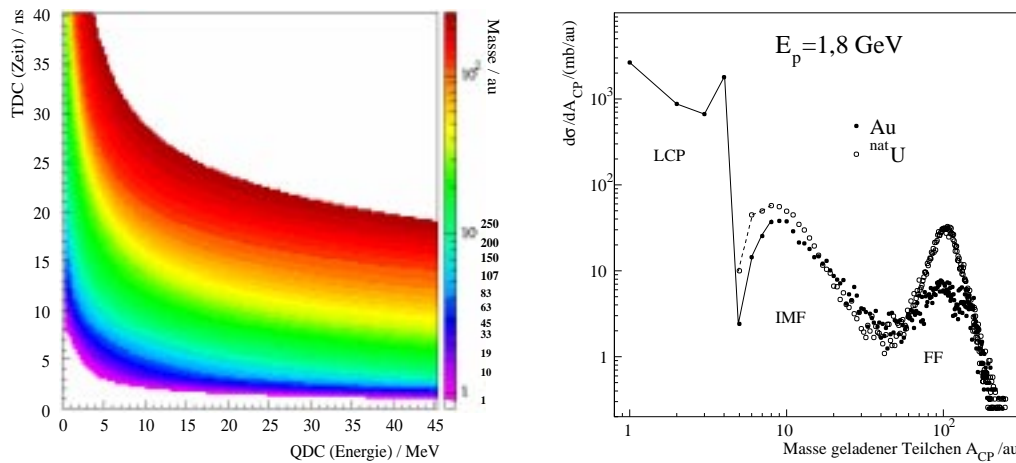


Abbildung 2.12: links: Zuordnung der Masse eines Teilchens entsprechend der Position im Energie–Flugzeit–Spektrum, ohne Berücksichtigung der PT–Punkte. Die Farbe ist ein Maß für die Masse [au].

rechts: Massenverteilung geladener Teilchen als Ergebnis der Reaktionen 1,8 GeV $p + Au$ und U , nicht korrigiert auf die Detektoreffizienz für $A_{CP} > 4$. LCP: leichte geladene Teilchen, IMF: Fragmente mittlerer Masse, FF: Spaltfragmente

2.12 ist die Massenverteilung geladener Teilchen der Reaktionen 1,8 GeV $p + Au$ und U gezeigt. Die Wirkungsquerschnitte für Protonen wurden unter der Bedingung $2 \leq E_p \leq 26$ MeV gemessen, die Werte für $A=2$ und 3 sind Meßwerte der Teilchenteleskope (siehe Abschnitt 4.2.1). Für Massen größer 4 ist die Verteilung durch 2 Maxima gekennzeichnet: Das erste korrespondiert zu den Fragmenten mittlerer Masse (IMF) und liegt bei ungefähr 8 Masseneinheiten, das zweite Maximum bei der Masse der Spaltfragmente

(FF) bei $A \approx 100 \approx A_{Target}/2$. Deutlich sichtbar ist die wesentlich größere Spaltwahrscheinlichkeit des Uran im Gegensatz zum Gold. Die schwereren Verdampfungsrestkerne sind nicht sichtbar aufgrund deren niedrigeren Nachweiswahrscheinlichkeit bedingt durch die Abbremsung im Target sowie die untere Energieschwelle des BSiB.

2.6 Einsatz von Teilchenteleskopen

Als Ergänzung zu den beschränkten Möglichkeiten, die der BSiB bei der Trennung der Isotope des Wasserstoff und Helium bietet, wurden für das Experiment mit 1,8 GeV an 6 Positionen des Siliziumballes die BSiB-eigenen Detektoren ersetzt durch Teilchenteleskope. Diese Teleskope sind 3teilig aufgebaut: einem 80 μm dicken Siliziumdetektor, einem 1000 μm dicken Siliziumdetektor, welcher den Trigger auslöst und einem 7 cm dicken CsI Szintillator mit Photodiode zur Messung des Lichtes, das bei Wechselwirkung geladener Teilchen mit dem Kristall entsteht.

Da der 1 mm dicke Detektor der Triggerdetektor ist, gelten die Aussagen bezüglich energetischer Nachweisgrenzen des BSiB analog auch für die Teilchenteleskope, die untere Nachweisgrenze (beim BSiB 2 MeV) liegt sogar etwas höher, da die geladenen Teilchen erst den 80 μm dicken ersten ΔE -Detektor passieren müssen. Es sind für Protonen 2,8 MeV, für Deuteronen 3,6 MeV, für Tritonen 4,1 MeV, für ^3He 9,7 MeV und für ^4He 10,8 MeV. Ein Teleskop hat eine aktive Fläche von ca. 1/3 der eines BSiB-Detektors. Somit konnten mit den 6 Teleskopen, die im Winkelbereich von 30° bis 150° eingebaut wurden, nur 1,2% von 4π abgedeckt werden. Deshalb gibt es Daten mit ausreichender Statistik nur von der Reaktion 1,8 GeV p + Au, die in Tabelle 4.3 zu finden sind.

2.7 Elektronik und Datenerfassung

Die gesamte Elektronik findet in 7 Schränken Platz, die zusammen mit dem Experimentaufbau auf einer Plattform stehen. Das hat den Sinn, daß die gesamte Apparatur für die Zeit des Experimentes an den Strahlplatz gehoben werden kann, weil dieser noch mit anderen Experimentaufbauten geteilt wird. Eine vereinfachte Funktionsübersicht ist in Abbildung 2.13 dargestellt, der exakte Schaltplan ist im Anhang A zu finden.

Die Datenerfassung für ein Ereignis läuft an, sobald eine Koinzidenz zwischen S1 und dem BSiB⁶/BNB/Teleskope auftritt. Das Startsignal für

⁶Das Signal des BNB wird auf einen nicht benutzten BSiB-Detektor-Eingang einge-

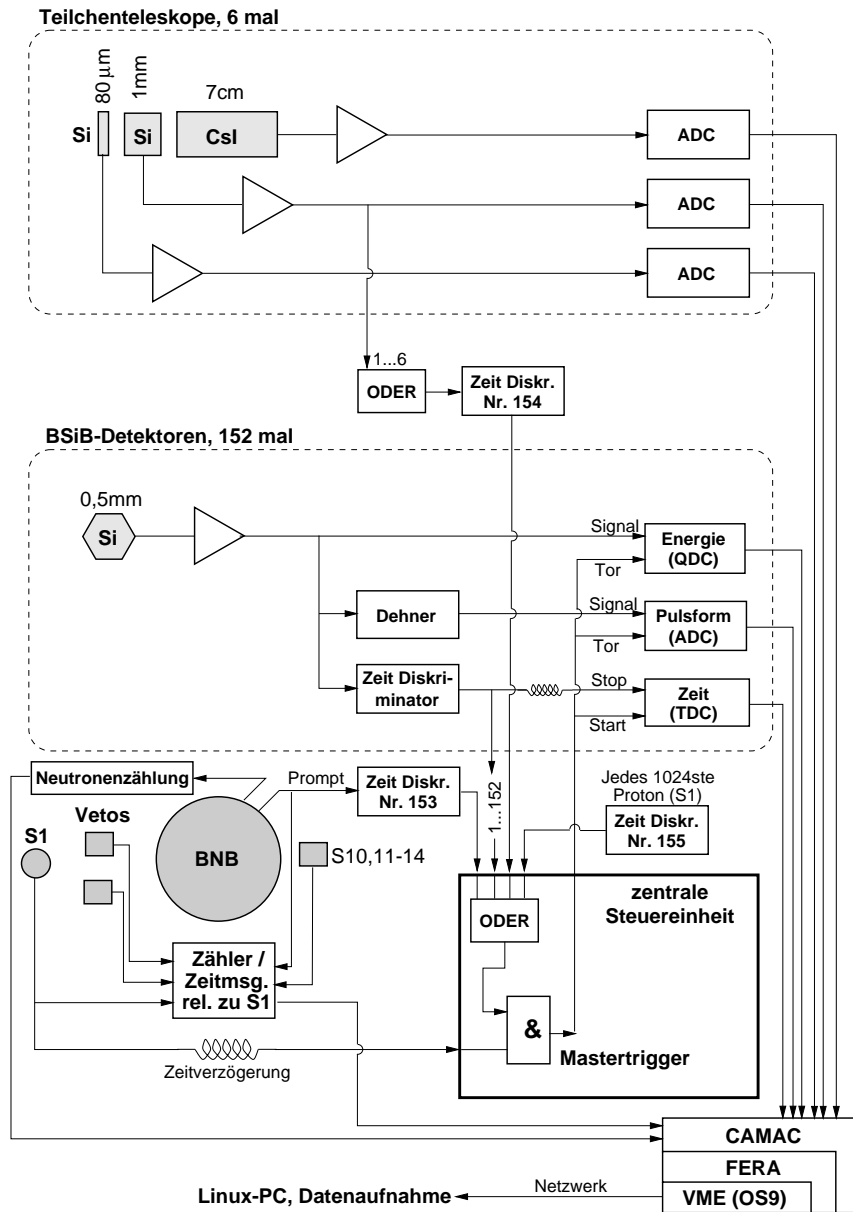


Abbildung 2.13: Vereinfachte Darstellung der Elektronik. Ein detaillierter Schaltplan ist im Anhang A wiedergegeben.

die Zeitmessung aller TDC's liefert die Koinzidenz von S1 (zeitdefinierend) und BSiB/BNB/Teleskope, die Stoppsignale der einzelnen TDC's kommen von den einzelnen BSiB-Detektoren. Infolge dieser Master-Koinzidenz wird nach $0,8\ \mu\text{s}$ das $44\ \mu\text{s}$ lange Neutronen-Zählfenster für den BNB erzeugt. Kommt es innerhalb dieses Zeitfensters zu einer anderen Reaktion (Master-Koinzidenz), wird das Ereignis markiert und in der Auswertung verworfen. Gleichzeitig werden die Si-Ball-Module ausgelesen. Es handelt sich hierbei um die 3 Signale pro Si-Detektor: Zeit-, Energie- und Pulsforminformation. Die Zeitinformation ist die Zeitdifferenz zwischen Startdetektor (S1) und Si-Detektor-Signal (TDC). Die Energieinformation stammt aus dem integrierten Ladungs-Signal (QDC). Das Pulsformsignal, welches über einen Impulsdehner zeitlich gedehnt wird, ist das differenzierte Si-Signal (ADC). Somit benötigt allein der Si-Ball $3 \times 158 = 474$ Parameter. Insgesamt stehen 522 Parameter zur Verfügung u.a. für die Messung der einzelnen Zeiten S1-Sx ($x=3 \dots 10$), der Neutronenmultiplizität und der Signale der Teilchenteleskope. In Zählern werden alle Ereignisse in den S-Detektoren, die prompten Signale des BNB sowie die BSiB- und Teleskop-Ereignisse gezählt. Nach jedem Mastertrigger werden alle Parameter ausgelesen und diejenigen mit einem gültigen Ereignis gespeichert. Die Zähler werden regelmäßig nach etwa 500 Ereignissen gespeichert.

Neben solchen *regulären* Ereignissen erfaßt die Datenaufnahme aber auch noch andere:

- $400\ \mu\text{s}$ nach jedem 2^n ten regulären Ereignis (n konfigurierbar) noch einmal die Neutronenmultiplizität, zur Messung des korrelierten Untergrundes
- Spaltereignisse der Cf-Probe sowie Kosmische Myonen
- Bei einer Zählrate von 10^5 bis 10^6 p/s kann nicht jedes von S1 detektierte Proton als Ereignis mit allen Parametern vom Meßrechner auf Festplatte geschrieben werden. Um aber Totzeiteffekte und Vetoereignisse berücksichtigen zu können, muß ein Teil der Protonen in der Datenaufnahme berücksichtigt werden. Dies wird durch das sogenannte Inklusive-Bit erreicht. Es wird nach jedem 2^{10} ten Proton gesetzt und damit die Datenaufnahme ausgelöst.

Um Intensitätsspitzen kurz nach Beginn und kurz vor dem Ende des Strahlzyklus zu vermeiden, wird die gesamte Datenaufnahme nur während der zentralen Phase des Extraktionszyklus aktiviert.

speist, ebenso eine ODER-Verknüpfung über die 6 Teleskope.

Die zentrale Steuerelektronik ist am HMI entwickelt worden, die Meßmodule sind 8fach CAMAC-Module. Die CAMAC-Steuerung und Auslese erfolgt über den schnellen ECL-FERA-Bus (bis 10 MByte/s), der wiederum durch den VMEbus⁷ gesteuert wird. Der VME-Steuerrechner läuft unter dem Echtzeitbetriebssystem OS9 und wird an das lokale Netzwerk (Ethernet) angeschlossen.

Das Datenerfassungssystem DASP (Data Acquisition Software Package) [Zie94, Zie96] ist ebenso eine Entwicklung des HMI und wurde bereits beim Experiment PS208 [Gol96, Gol96b] am LEAR, CERN, erfolgreich eingesetzt. Dieses System wurde für Sun-Rechner entwickelt. Für die Experimente am COSY kam jedoch aus Kapazitäts-, Kosten- und Performancegründen ein PC unter dem Betriebssystem Linux zum Einsatz. Hierfür wurde die gesamte Datenaufnahme-Software für Linux angepaßt. Mit diesem Rechner wird das Experiment gesteuert (Hardwarekonfiguration, Start und Stop) und die Daten auf die Platte und später auf Band geschrieben. Die Kommunikation zwischen VME- und Endrechner erfolgt über TCP/IP. Für die Steuerung werden sogenannte Remote Procedure Calls (RPC) eingesetzt, der Übertragung der Meßdaten liegt ein eigenes TCP-basiertes Protokoll zugrunde.

Der Steuerrechner stellt weiterhin über WWW gewisse Experimentparameter zur Verfügung, so z.B. die Strahlposition vor und hinter der Neutronenkugel (S5-8,11-14, siehe Abbildung 2.3). Da am COSY für den extrahierten Strahl keine Analysemöglichkeiten bei kleinen p-Intensitäten ($< 10^6$ p/s) existieren, war dies der einzige Weg, um den Protonenstrahl von der COSY-Steuerzentrale aus exakt zu justieren.

Weiterhin wurden die Rohdaten auf dem Linux-PC online analysiert, so daß durch Korrekturen an der Elektronik das Experiment ständig optimiert bzw. die Plausibilität der gemessenen Daten verifiziert werden konnte. Die Analyse und graphische Darstellung der Daten basiert auf dem Programmpaket PAW [Paw94], einer Entwicklung des CERN. Allerdings ist dieses Paket für die Einbindung in Fortranprogramme entwickelt worden und wird vom CERN nicht mehr weiterentwickelt. Anstelle dessen sollte zukünftig das neue, auf C++ basierte System *Root* [Roo96, wwwRoot] Verwendung finden.

⁷VMEbus ist ein internationaler Standard für die modulare Instrumentierung von Experimentensystemen. Der VMEbus ist multiprozessorfähig und erlaubt die Übertragung von Interrupts auf mehreren Ebenen.