

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Der Q3D-Magnetspektrograph wurde vor dieser Arbeit ausschließlich für kernphysikalische Experimente genutzt. Hierfür war es wichtig, daß der Streuwinkel kontinuierlich verstellt werden konnte, ohne das Vakuum zu brechen. Dies wurde durch die Verwendung einer Bandkammer ermöglicht, bei der der Spektrograph mit einem Stahlband an die Kammer angekoppelt wurde. Bei einer Änderung des Spektrographenwinkels gleitete das Band auf Dichtungsringen und erlaubte somit eine Winkelverstellung unter Vakuum von 125° . Der Nachteil dieser Konstruktion war jedoch ein für oberflächennahe Untersuchungen nicht ausreichendes Vakuum von ca. 10^{-6} mbar. Desweiteren wurden die Targets auf einem einfachen Halter montiert, der den Ansprüchen von ERDA-Messungen (Positionierungsgenauigkeit, Behandlung der Proben, leichter und schneller Probenwechsel, etc.) nicht genügte. Darum mußte eine neue Streukammer gebaut werden (Kap. 3.2).

Da bei den kernphysikalischen Experimenten meist Reaktionen mit sehr kleinen Wirkungsquerschnitten untersucht wurden, war der Fokalebenendetektor (Kap. 3.4) vor allem auf hohe Zählraten (der gleichzeitig auftretenden Störreaktionen) optimiert. Eine Energieauflösung von $dE/E \approx 8 \cdot 10^{-4}$ war ausreichend. Für eine Tiefenauflösung von unter 1 nm, wie sie von uns erstrebt wurde, mußte sie jedoch verbessert werden.

Im folgenden werden nun der experimentelle Aufbau, wie er bei den ERDA-Messungen verwendet wurde, und die neuen Aufbauten beschrieben.

3.1 Der Beschleuniger

Alle Experimente wurden am Ionen-Strahl-Labor ISL des Hahn-Meitner-Instituts in Berlin durchgeführt. Abb. 3.1 zeigt das dortige Experimentierareal (die gestrichelte Linie zeigt den Verlauf der Strahlführung von der Quelle bis zum Q3D). Die in einer ECR-Quelle erzeugten schweren Ionen werden mittels eines CN-van-de-Graff-Beschleunigers und nachfolgend in einem Zyklotron auf Energien von 40 – 500 MeV gebracht. Durch horizontale und vertikale Schlitze direkt hinter

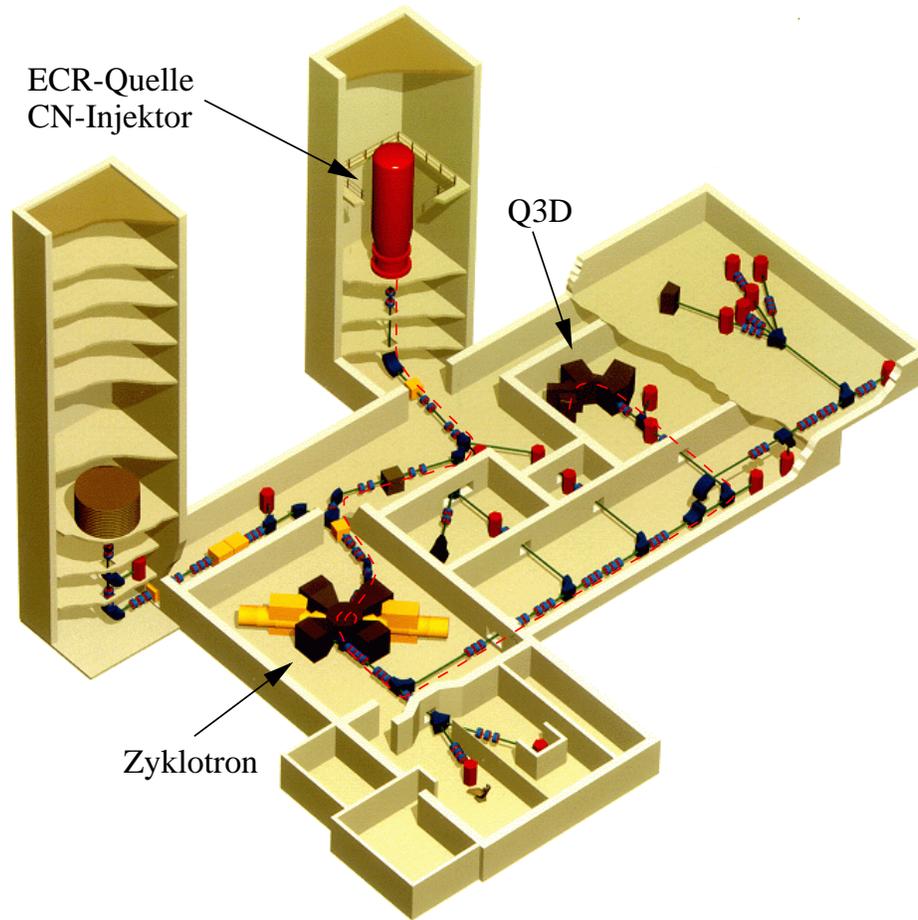


Abbildung 3.1: *Das Experimentierareal des ISL am HMI in Berlin*
 Die gestrichelte Linie folgt der Strahlführung von der ECR-Quelle durch das Zyklotron zum Q3D-Magnetspektrographen.

dem Zyklotron wird ein Objektpunkt definiert, der auf die Probe in der Streukammer im Verhältnis 1:1 abgebildet wird. Üblicherweise hat dieser Punkt die Ausdehnung von $1 \times 1 \text{ mm}^2$. Ein weiteres, ca. 1 m entferntes Schlitzpaar legt die Winkelemitanz des Strahls fest. Es folgt ein Dipolmagnet, der eine Dispersion von $\Delta p / \Delta x = 1,6 \cdot 10^{-4} p_0 / \text{mm}$ im Strahl erzeugt. Mit einem weiteren Schlitzpaar dahinter kann die Impulsbreite des Strahls beschnitten und damit die Energiebreite festgelegt werden. Im folgenden Verlauf der Strahlführung gibt es nun zwei Möglichkeiten für die Einstellung:

- achromatisch: In einem zweiten Dipol kann die im ersten Dipol erzeugte Dispersion kompensiert werden, so daß an dessen Ausgang die gleichen Verhältnisse herrschen wie am Zyklotronausgang. Somit wird auch die gesamte Intensität transmittiert.

- doppelt-dispersiv: Zur Dispersion des ersten Dipols kommt nun auch die des zweiten hinzu, so daß durch Zufahren der Schlitze am Ausgang des zweiten Magneten ein in der Energie sehr scharfer Strahl herausgeschnitten werden kann. Dies ist jedoch nur auf Kosten der Strahlintensität möglich. Außerdem hat der Strahl eine größere räumliche Ausdehnung.

Je nach dem, ob eine extrem hohe Energieschärfe oder große Intensität benötigt wird, benutzt man die eine oder andere Einstellung. Die letzten magnetischen Elemente, (Quadrupoltripletts und -doublets) dienen zum Fokussieren des Strahls auf die Probe in der Streukammer.

3.2 Die Streukammer

Wie oben erwähnt, wurde für die ERDA-Messungen eine neue Kammer konzipiert und gebaut. Diese sollte folgende, für die hochauflösende Schichtanalytik wichtigen Eigenschaften erfüllen:

- Vakuum im Bereich von 10^{-8} mbar, um Oberflächenbedeckung durch Restgasatome zu vermeiden
- hohe Präzision bei der Probenpositionierung, sowohl in x, y und z, als auch im Winkel
- Möglichkeit zum Heizen (Oberflächenreinigung) bzw. Kühlen (Einfrieren der Struktur) der Probe
- Möglichkeit zum Anlegen einer Spannung von ca. 5 kV an die Probe, um eine Sekundärelektronenemission weitgehend zu unterdrücken
- leichter und schneller Probenwechsel
- Flexibilität im Streuwinkel (-5° bis $+45^\circ$) für den Q3D
- Platz und Durchführungen für weitere Analyseelemente in der Kammer

3.2.1 Die Kammer

Abb. 3.2 zeigt den schematischen Aufbau der neuen Kammer. Sie wird durch eine Kombination aus einer Turbo- und einer Titan-Sublimationspumpe von unten gepumpt. Alleine mit der Leistung der Turbopumpe wird ein Vakuum in der Kammer im 10^{-8} mbar-Bereich erreicht. Die Flexibilität im Streuwinkel wurde durch die Verwendung eines Wellbalges zur Ankopplung an das Strahlrohr erhalten. Der Balg hat einen Durchmesser von 25 mm, der es erlaubt, die Kammer mit dem fest angekoppelten Spektrographen auch unter Hochvakuum in einem Bereich von 50° zu drehen, ohne daß der Strahl eine Wand trifft. Neben vielen Flanschen

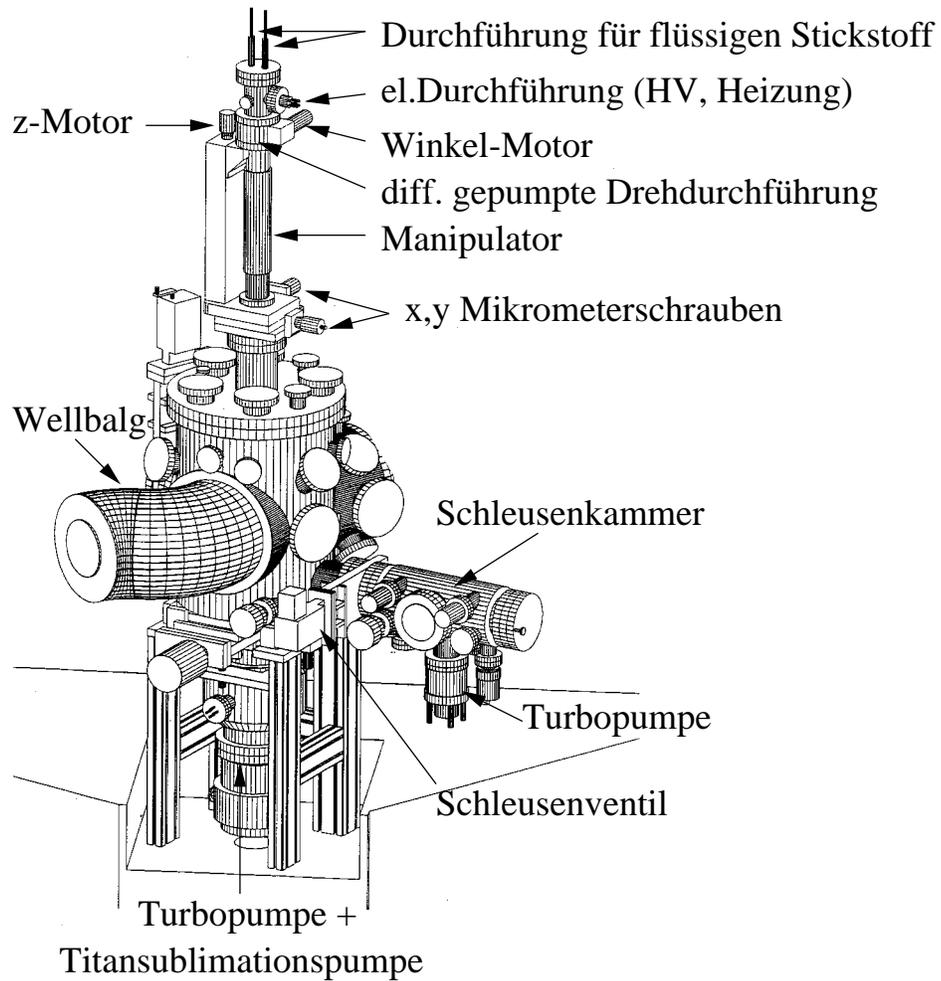


Abbildung 3.2: Die neue, für ERDA-Experimente optimierte Probenkammer.

für Durchführungen und weitere Detektoren ist gegenüber der Schleusenkammer ein großer Flansch in Höhe des Strahls für den Anschluß einer weiteren Kammer angebracht. Diese ist für Vor- oder Nachbehandlungen der Proben, wie z.B. Bedampfen oder Reinigen der Oberfläche, vorgesehen. Weitere Zusatzelemente können auf zwei drehbar gelagerten Zahnkränzen innerhalb der Streukammer angebracht werden. Der Anschluß an den Magnetspektrographen erfolgt mit einem 30 mm Rohr. Dieses bietet hinter der Probe genügend Platz für Eichblenden und weitere Elemente zur Analyse und Nachbehandlung der zu detektierenden Teilchen.

3.2.2 Manipulator und Probentransfer

Zum Probenwechsel dient die kleine Schleusenkammer am rechten unteren Rand der Hauptkammer. Sie ist durch ein Ventil abkoppelbar und wird durch eine eigene Turbopumpe gepumpt. In ihr befindet sich ein auf einer Schiene verfahrbarer Wagen mit 10 Probenhaltern, der in die Streukammer eingeschleust werden kann. Die Proben werden dort mit einem Greifmechanismus am Kopf des Manipulators einzeln aufgenommen und mittels Mikrometerschrauben auf 1/100 mm genau positioniert. Der Manipulator ist oben auf einer differentiell gepumpten Drehdurchführung angebracht und kann über eine Motorsteuerung mit einer Genauigkeit von 1/100 Grad gedreht werden. In Position gebracht kann die Probe dort entweder mittels einer Heizspirale ausgeheizt oder durch direktem Kontakt mit einem mit flüssigem Stickstoff befüllbaren Kupferblock gekühlt werden. Dies ist auch während der Messung möglich. Desweiteren kann man die Probe über den Heizungskontakt wahlweise auch auf Spannung legen.

3.2.3 Strahlstrommessung

Um Angaben über die absolute Zusammensetzung einer Probe zu machen oder verschiedene Messungen aufeinander zu normieren, ist es nötig zu wissen, mit wievielen Teilchen die Probe beschossen wurde. Bei sehr dünnen Proben, bei denen der Strahl diese nahezu ungehindert passiert, ist dies mit einem Strahlstromfänger hinter der Probe, in dem die Ladung integriert wird, recht einfach zu realisieren. Im Falle von ERDA-Messungen jedoch sind die zu untersuchenden dünnen Schichten meist auf dicken Substraten, in denen der Strahl gestoppt wird, aufgebracht. Bei leitenden Proben kann man versuchen, die auftreffende Ladung direkt zu messen. Dies erfordert jedoch eine Kontaktierung der Probe und versagt bei Isolatoren. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, eine dünne Folie in den Strahl zu halten, um über die Streuung an deren Atomen den Strahlstrom zu bestimmen. Dieses Verfahren verschlechtert jedoch die Energieauflösung. Wir benutzen deshalb einen Strahlmonitor, der direkt vor der Probenkammer sitzt, den Strahl aber nicht beeinflusst. Seine Funktionsweise basiert auf der Ionisation von Restgasmolekülen [Boh96]. Er besteht aus Ringelektroden, die über eine Wi-

derstandsleiter verbunden sind, um ein möglichst homogenes Feld im Inneren zu erzeugen, einer Mikrokanalplatte (channel plate, CP) und der Anode dahinter. Restgasmoleküle im Inneren des Monitors werden durch die Strahlteilchen, die ihn zwischen zwei Ringelektroden senkrecht zum elektrischen Feld passieren, ionisiert. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß ist proportional zur Anzahl der Ionen im Strahl und der Restgasdichte. Die ionisierten Moleküle werden in dem elektrischen Feld des Monitors zum CP beschleunigt. Sie schlagen dort beim Auftreffen mehrere Elektronen heraus, die dann im CP vervielfacht und auf der Anode gesammelt werden. Diese Stromsignale speist man in einen 100 MHz Diskriminator und zählt sie. Die Zählrate wird jeweils vor und nach jeder Messung mit einem verfahrbaren Strahlstopp hinter dem Monitor in nA absolut geeicht. Solange keine erheblichen Vakuumschwankungen auftreten, ist die gemessene Zählrate linear proportional zur Anzahl der Projektile, d.h. zum Strahlstrom.

3.3 Der Q3D-Magnetspektrograph

Das Herzstück der hochauflösenden Energiemessung ist der Magnetspektrograph [Boh83]. Seine Hauptbestandteile sind ein Quadrupol gefolgt von drei Dipolen (Q3D). In Abb. 3.3 sind diese durch Q, DI, DII und DIII gekennzeichnet. Der Quadrupol dient zur Festlegung der Fokalebene. Die Dipole erzeugen eine Dispersion von $9.5 \text{ cm}/\%p_0$ ($p_0 = \text{Impuls für den zentralen Strahl mit } \rho = 1 \text{ m}$), d.h. ein Teilchen, das sich im Impuls um 1 % von p_0 unterscheidet, durchquert die Fokalebene des Spektrographen in einem Abstand von 9,5 cm. Somit wandelt der Spektrograph ein Energiespektrum in ein Ortsspektrum mit hoher Impulsauflösung um. Die Fokalebene ist 95 cm lang und die Dispersion ist über die ganze Länge konstant, so daß mit einem geraden, ortsempfindlichen Detektor ein Impulsbereich der Teilchen von 10 % erfaßt werden kann. Mit der Spektrographengleichung

$$B \cdot \rho = \frac{p}{q} \quad (3.1)$$

läßt sich dann bei bekanntem Magnetfeld B , Ladungszustand q des Ejektiles und dessen Bahnradius ρ , den man aus der Position in der Fokalebene erhält, aus dem mit dem Fokalebenendetektor gemessenen Ortsspektrum wieder ein Impuls- oder Energiespektrum errechnen.

Durch Schlitze am Eintritt in den Spektrographen kann der erfaßte Winkelbereich begrenzt werden, horizontal und vertikal max. $\pm 3^\circ$ (max. Raumwinkel: 10,4 msr). Die Multipolelemente MI und MII in Kombination mit den Randfeldern der Dipole, die ebenfalls fokussierende Eigenschaften besitzen, dienen zu der für die hohe Energieauflösung so wichtigen Korrektur der kinematischen Effekte und Abbildungsfehler höherer Ordnung (s. Kap. 4.4.3). In Tabelle 3.1 sind die wichtigsten Kenngrößen des Spektrographen zusammengefaßt.

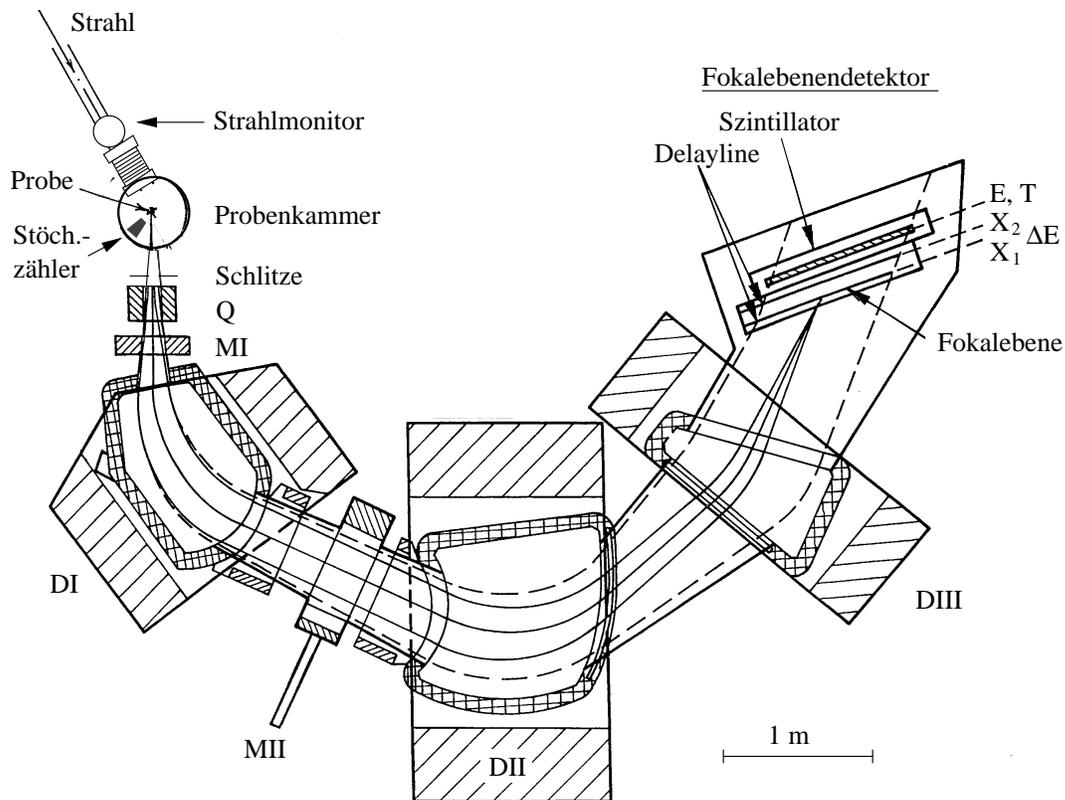


Abbildung 3.3: Der Q3D(Quadrupol + 3 Dipole)-Magnetspektrograph

Die Projektile treffen von oben kommend auf die Probe und streuen dort Ionen heraus. Einige gelangen durch die Schlitze in den Spektrographen. Die Dipole DI, DII und DIII sortieren die Ejektile nach ihrem Impuls, so daß sie die Fokalebene je nach Energie an verschiedenen Stellen kreuzten, wo sie dann vom Fokalebene-detektor nachgewiesen werden. Mit durchgezogenen Linien sind die Bahnen von drei Teilchen gleicher Energie, aber unterschiedlichem Streuwinkel dargestellt. Die äußere und innere Bahn unterscheiden sich in ihrer Weglänge bis zu 60 cm, so daß man über die Messung der Flugzeit eine Information über den Streuwinkel bekommt. Die Multipolelemente MI und MII dienen zur Korrektur von optischen Abbildungsfehlern höherer Ordnungen und zur kinematischen Korrektur.

Q3D-Magnetspektrograph, Typ QMG/2

mittlerer Ablenkradius	1 m
Ablenkwinkel	155°
max. $B\rho$	1,7 Tm
erfaßter Energiebereich	20 %
Dispersion entlang der Fokalebene	9,5 cm/% Impuls (konstant)
Länge der Fokalebene	95 cm
Winkel der Fokalebene	45° (konstant)
Winkelakzeptanz:	
horizontal	± 50 mrad $\hat{=}$ 5,7°
vertikal	± 52 mrad $\hat{=}$ 6,0°
Raumwinkel	10,4 msr
Weglänge der Zentralstrahls	746 cm

Tabelle 3.1: Kenngrößen des Q3D-Magnetspektrographen

3.4 Der Fokalenendetektor

Bei ERDA-Messungen gelangen verschiedene Ejektile in die Fokalebene, seien es elastisch gestreute Projektile oder herausgeschlagene Atome aus der Probe. Bei schwereren Elementen erreichen zum Teil auch zwei oder drei verschiedene Ladungszustände die Fokalebene. Der Fokalenendetektor FED erfüllt nun zwei wichtige Aufgaben. Zum einen bestimmt er die Position (X), an der die Ionen die Fokalebene des Magnetspektrographen kreuzen, möglichst genau, damit daraus ihre Energie errechnet werden kann. Zum anderen identifiziert er die detektierten Teilchen, d.h. er trennt die Ejektile nach ihrer Kernladungszahl Z und Massenzahl A , da die verschiedenen Massen mit unterschiedlicher Energie zum Teil im Ort überlappen. Er ist daher als *ortsempfindlicher ΔE -E-Zähler* konzipiert. Abb. 3.4 zeigt den Aufbau des Detektors, im oberen Bild als Seitendarstellung (aus der Sicht der einfallenden Ejektile), im unteren als Draufsicht (ohne Kathode, Driftkäfig und Zwischengitter) mit zwei Ejektiltrajektorien als Beispiel.

Der vordere Teil wird als Vieldrahtkammer im Proportionalbereich betrieben. Er befindet sich in einem mit 20 – 100 mbar Isobutan durchströmten Gehäuse mit einem Ein- und einem Austrittsfenster (35×1000 mm). Für jedes Fenster wurden je zwei $1,5 \mu\text{m}$ dicke Mylar-Folien verwendet und der Zwischenraum differentiell abgepumpt, um das Ausgasen so klein wie möglich zu halten. Im Gasraum befindet sich oberhalb der Fenster die Kathodenplatte, an die eine Spannung von -1 kV angelegt wird, und unterhalb das Zwischengitter mit Erdpotential. Dazwischen sind einzelne, über eine Potentialleiter verbundene, horizontale Drähte

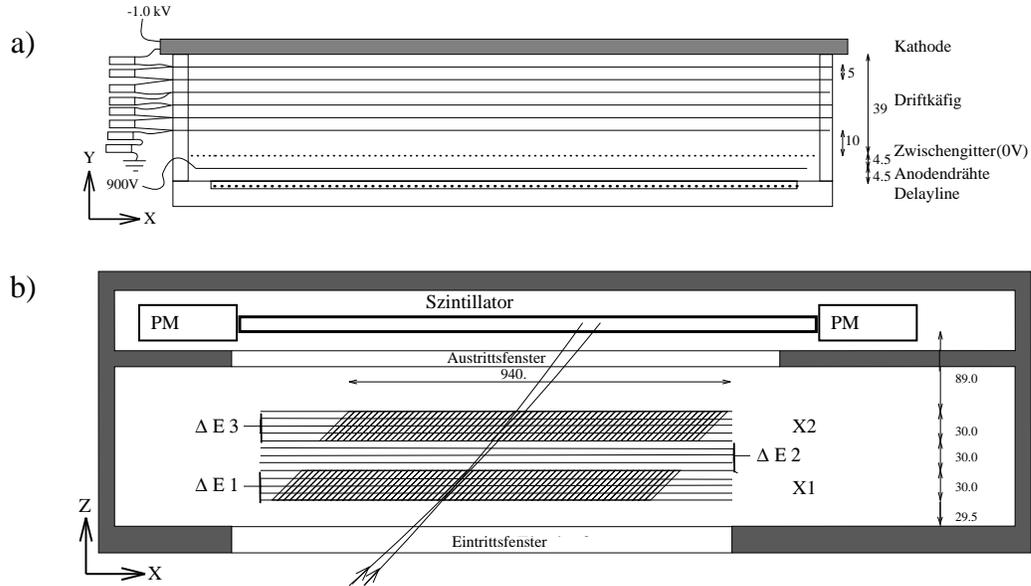


Abbildung 3.4: Der Fokalebeneendetektor,

a) Seitenansicht, aus der Richtung der Ejektile, b) Draufsicht auf die Anodendrähte und die darunterliegenden Streifenkathoden (ohne Zwischengitter, Driftkäfing und Kathodenplatte) mit zwei Ejektiltrajektorien als Beispiel. ΔE_{1-3} werden mit Hilfe der Anodendrähte erzeugt, die Orte X1 und X2 aus der Influenz auf die Delayline.

gespannt, die zur Homogenisierung des elektrischen Feldes dienen. Das Zwischengitter besteht aus einer Drahtbespannung senkrecht zur Zeichenebene mit einer Transmission von 90 %.

Dringt nun ein Teilchen durch die Fensterfolien in den Gasraum, so ionisiert es entlang seiner Bahn Moleküle. Die freigewordenen Elektronen werden im elektrischen Feld zum Zwischengitter heruntergeführt. Unterhalb des Gitters sind im Abstand von 4,5 mm senkrecht dazu 20 μm dicke, goldbeschichtete Wolframdrähte gespannt, an denen, je nach Druck und zu messenden Ejektile, eine Spannung von +800 bis +1000 V anliegt. In dem hohen Feldgradienten nahe der Drahtoberfläche werden die Elektronen beschleunigt, so daß sich die Anzahl der Ladungsträger durch Stoßionisation lawinenartig vervielfacht. Am Draht wird ein Stromsignal auslesen. Die Höhe des Signals ist dabei proportional zu dem Energieverlust ΔE des Ions im Gas. Nach Bethe-Bloch gilt:

$$\Delta E \sim \frac{Z^2}{v^2} \quad (3.2)$$

Mit der Spektrographengleichung (Gl. 3.1) erhält man für konstantes ρ somit

$$\Delta E \sim A^2 \quad (3.3)$$

d.h. Teilchen verschiedener Masse erzeugen verschieden hohe ΔE -Signale.

Unterhalb der Anodendrähte, wieder in 4,5 mm Abstand, befindet sich die Streifenkathode zur Ortsbestimmung. Sie besteht aus einer der Länge nach dreifach segmentierten, mit Gold beschichteten Platine. Die äußeren Segmente sind in 2 mm breite, um 45° gedrehte strukturierte Streifen (parallel zu den Trajektorien der Ejektile) geteilt, deren Ende an eine Verzögerungsleitung (Delayline) angeschlossen ist. Die Verzögerung benachbarter Streifen betrug 2 ns, was zu einer totalen Verzögerung von 940 ns für die gesamte Leitung führt.

Die hohe Elektronendichte an den Anodendrähten unterhalb der Ejektiltrajektorie influenziert nun eine Spiegelladung auf die nächsten Streifen. Diese Ladung fließt zur Delayline, die einzelnen Signale aus jedem Streifen überlagern sich zu einem Signal, das dann zu beiden Enden der Leitung fließt. Mißt man nun die Zeit zwischen dem schnellen Anodensignal (Start) und dem Signal aus der Delayline (Stopp), kann man auf den Ort, über den die Trajektorie führte, schließen. Eine Ortsmessung wird dabei direkt entlang der Fokalebene durchgeführt (X1), eine zweite 60 mm dahinter (X2). Mit Hilfe der beiden Orte kann auf den Winkel, mit dem das Ejektil die Fokalebene kreuzte, und somit auf den Streuwinkel zurückgerechnet werden.

Am Anfang dieser Arbeit waren für die ΔE -Messung neun Anodendrähte gespannt. Jeweils drei Drähte im Abstand von 7,5 mm wurden an einem Ende für ein ΔE -Signal zusammengeführt. Mit diesem Aufbau betrug die Auflösung der Ortsmessung $\Delta x \approx 3,3$ mm, was einer Energieauflösung von $\Delta E/E \approx 7 \cdot 10^{-4}$ entspricht.

Eine für ERDA-Messungen wichtige Aufgabe bestand darin, die Ortsauflösung zu verbessern (< 2 mm). Dies gelang im wesentlichen durch zwei Modifikationen. Als erstes haben wir die Anzahl der Anodendrähte erhöht. Nun bilden je zehn Drähte in einem Abstand von 3 mm ein ΔE -Signal. Dies führt zu zwei Effekten, die die Auflösung verbessern. Zum ersten werden die ΔE -Signale, und damit auch das auf die Streifen influenzierte Signal erhöht, da der Lawineneffekt jetzt an zehn statt drei Drähten geschieht. Zum anderen wird die Anstiegszeit der Signale verringert. Abb. 3.5 veranschaulicht diesen Effekt. Dargestellt sind mit dem Programm Garfield [Vee95] simulierte Driftwege von Elektronen im elektrischen Feld am hinteren Rand des Detektors, links für den früheren, rechts für den jetzigen Aufbau. Gestrichelte Linien stellen dabei Orte gleicher Driftzeit in einem Abstand von 100 ns dar. Ein Ejektil durchfliegt die Gaszone im allgemeinen parallel zur Drahtebene, die freigewordenen Elektronen starten also alle aus derselben Höhe. Nun haben aber die Elektronen direkt oberhalb eines Draht einen kürzeren Driftweg als Elektronen, die über einem Zwischenraum der Drähte starten. Beim alten Detektor dauerte das Sammeln aller Elektronen etwa 50 ns, mit

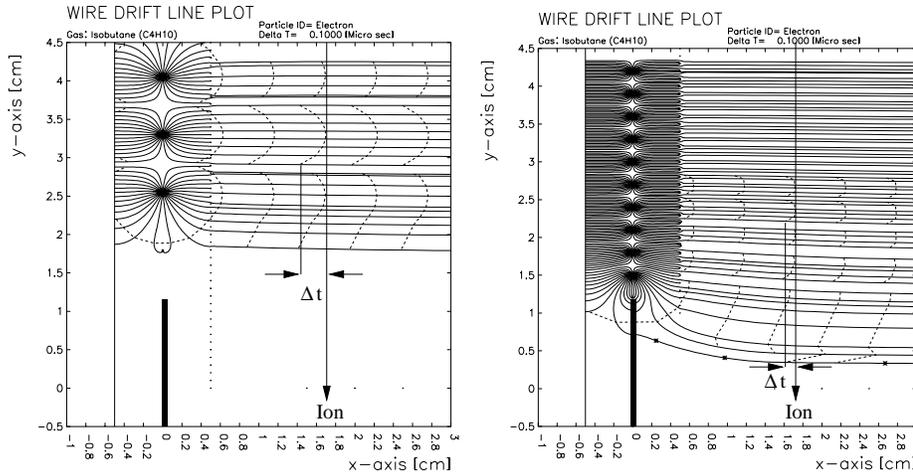


Abbildung 3.5: Berechnungen der Driftwege der Elektronen für den alten (links) und den neuen (rechts) Aufbau. Gestrichelte Linien stellen dabei Orte gleicher Driftzeit bis zum Anodendraht dar. Durch mehr Drähte läßt sich die Variation der Driftzeit Δt der Elektronen und somit die Anstiegszeit der Anoden- und Delayline-Signale deutlich reduzieren.

mehr Anodendrähten läßt sich diese Zeit (Δt) auf etwa 20 ns verringern. Dieser Effekt äußert sich dann direkt in der Anstiegszeit des Anodensignals und verbessert die Zeitauflösung, die zur Ortsmessung dient. Die zweite Modifikation betraf die Verzögerungszeit der Delayline zwischen zwei benachbarten Streifen, sie wurde von 2 ns auf 5 ns erhöht. Abb. 3.6 zeigt die Auswirkungen dieser Änderung auf die Signalform für zwei Ejektile, die im Abstand von 2 mm den Detektor passieren. Durch die größere Verzögerung zwischen benachbarten Streifen ist das Summensignal breiter und kleiner (was durch mehr Anodendrähte zum Teil wieder kompensiert wurde), jedoch ist die zeitliche Trennung der Signale besser, nun 2,5 ns/mm statt früher 1 ns/mm. Da zur Ortsbestimmung eine Zeitmessung durchgeführt wird, verbessert dies folglich deren Auflösung.

Zur Bestimmung der Ortsauflösung dient direkt vor dem Detektor eine Blende mit 0,4 mm breiten Schlitzen. Abb. 3.7 zeigt einen Ausschnitt aus dem gemessenen Ortsspektrum. Ein Fit mit einer Gaußkurve ergab für die Halbwertsbreite Werte um 1,9 mm. Abzüglich der Spaltbreite erreichen wir somit eine intrinsische Ortsauflösung des Detektors von $\Delta x = 1,5$ mm, was einer Energieauflösung von $\Delta E/E = 3 \cdot 10^{-4}$ entspricht.

Der erste Teil des Fokalebeneendetektors liefert für jedes Ejektil drei ΔE -Signale, deren Höhe proportional zum Quadrat ihrer Masse ist, sowie zwei Ortsmessungen, aus denen wir die Energie der Teilchen und den Streuwinkel errechnen können.

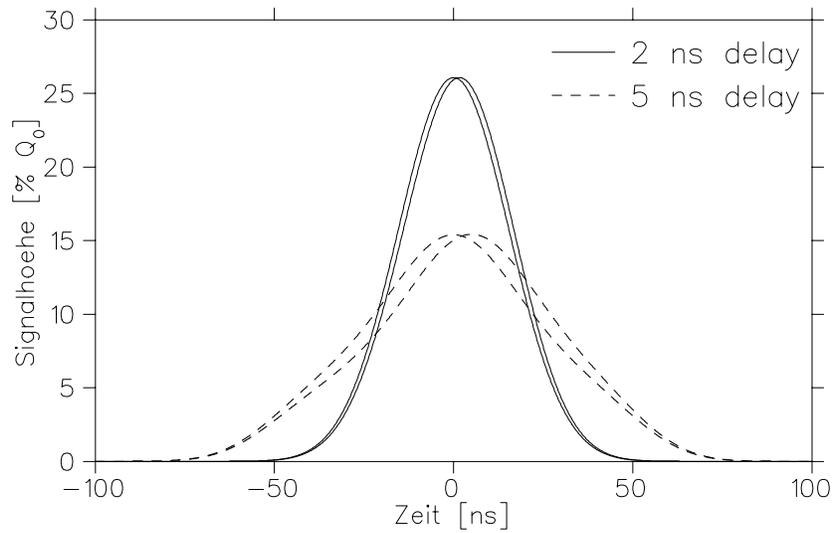


Abbildung 3.6: Berechnete Delayline-Signale für zwei im Abstand von 2 mm passierenden Ejektile bei verschiedener Verzögerung zwischen benachbarten Streifen der Streifenkathode.

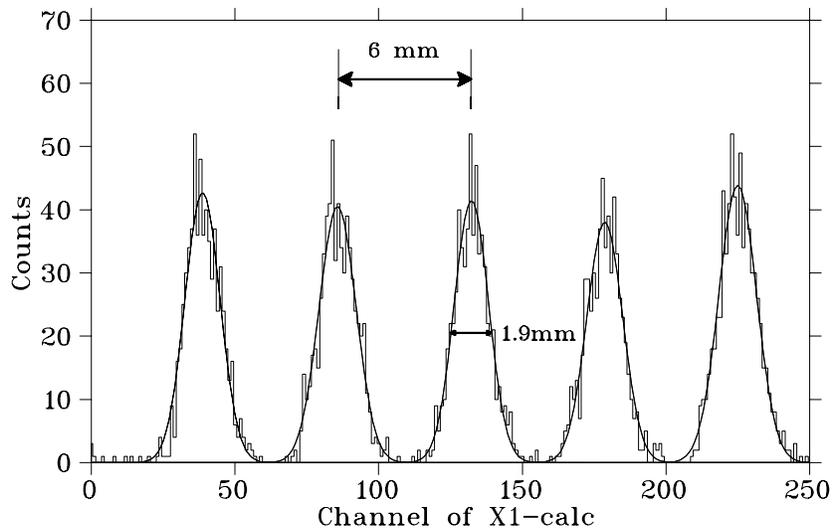


Abbildung 3.7: Spektrum der Eichblende mit 0,4 mm breiten Schlitzen zur Demonstration der Ortsauflösung ($\Delta x = 1,5$ mm) des Fokalebeneendetektors.

Die Ionen geben im Gasraum jedoch nicht ihre ganze Energie ab, sie verlassen die erste Kammer durch ein Austrittsfenster und werden in dem dahinterliegenden Szintillatorstab gestoppt. Dort erzeugen sie gemäß der Bechetti-Gleichung [Bec76] Szintillatorlicht,

$$L \sim \frac{E^{1.63}}{Z^{0.08} A} \sim A^{0.6} \left(\frac{q}{A}\right)^{3.3} \quad (3.4)$$

$$(L: \text{Lichtausbeute}, E = p^2/2A, p = B\rho q)$$

das in Photomultipliern (PM) an beiden Enden des Stabes in elektrische Signale umgewandelt wird. Die Signalhöhe ist umgekehrt proportional zur Massenzahl A des Ejektils. Zudem ist das Szintillatorsignal ein sehr schnelles Signal mit guter Zeitaufösung und bestens geeignet, die Flugzeit der Ionen im Magnetspektrographen zu messen. Hierfür wird dieses Signal zum Starten der Zeitmessung und den Nulldurchgang der Zyklotronfrequenz zum Stoppen (inverse Zeitmessung) verwendet. In nichtrelativistischer Näherung gilt für die Flugzeit:

$$T \sim \frac{1}{v} \sim \frac{A}{q} \quad (3.5)$$

Stellt man nun ein ΔE -Signal ($\sim A^2$) gegen die Flugzeit ($\sim A/q$) oder dem Szintillatorsignal dar, so kann das Teilchen eindeutig identifiziert werden (s. Abb. 4.3). Desweiteren ist es möglich, dank der großen Wegdifferenz von Ejektile gleicher Energie aber unterschiedlichem Streuwinkel (s. Abb. 3.3) den Winkel aus der Flugzeit mit einer wesentlich besseren Auflösung zu bestimmen als mit den beiden Ortsmessungen X1 und X2. Beispiele für die Isotopenidentifizierung und für die Winkelaufösung in ERDA-Messungen sind in Kap. 4.2 zu finden.

3.5 Der Stöchiometriezähler

Das Tiefenprofil eines Elements in einer Probe wird mit dem Q3D und dem Fokalebeneendetektor gemessen. Da die Ejektile jedoch die Probe mit verschiedenen Ladungszuständen verlassen und der Magnetspektrograph nur einen oder zwei der Zustände eines Isotops in der Fokalebene erfaßt, ist die Bestimmung der Stöchiometrie ein Problem. Die theoretische Beschreibung der Ladungsverteilungen von Ejektile sind noch zu ungenau, so daß die Stöchiometrie mit einem zusätzlichen Detektor in der Probenkammer bestimmt wird. Dieser muß alle Ladungszustände erfassen und die Ejektile über einen weiten Energie- und Massenbereich identifizieren können. Der von uns gebaute Zähler ist in Abb. 3.8 dargestellt. Er besteht aus vier Abschnitten mit zunehmender Massenbelegung. Hinter den beiden Eintrittsfenstern aus $1,5 \mu\text{m}$ dicker Mylar-Folie, deren Zwischenraum differentiell gepumpt wird, befindet sich zunächst eine Ionisationskammer mit zwei Anoden A1 und A2, deren Flächen im Verhältnis 1:2 stehen. Auch hier benutzen wir Isobutan

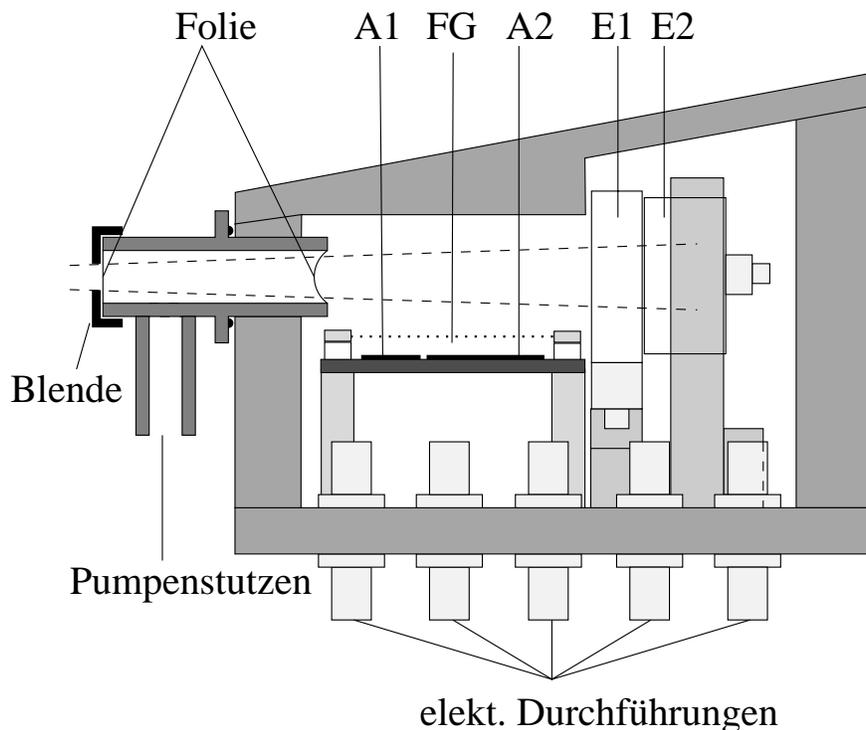


Abbildung 3.8: Der Stöchiometriezähler,

A1: Anode1 (9×20 mm), A2: Anode2 (20×20 mm), FG: Frischgitter, E1: Si-Halbleiterzähler (120 μm), E2: Si-Halbleiterzähler (300 μm)

als Füllgas in einem Druckbereich von 50 – 150 mbar, je nach zu detektierenden Teilchen. Dahinter folgen zwei Si-Halbleiterzähler, der erste (E1) mit einer Dicke von 120 μm, der zweite (E2) von 300 μm. Bei langsamen oder schweren Ejektile, die noch im Gasraum gestoppt werden, kann man die Anodensignale A1 und A2 zur Isotopentrennung benutzen. Werden die Ejektile in E1 gestoppt, so benutzen wir die Kombination (A1+A2)-E1, um die Teilchen zu identifizieren.

Leichte Elemente, wie Wasserstoff, Deuterium oder Tritium durchdringen auch E1 und geben in E2 ein Restenergiesignal ab. Diese können in einer Darstellung E2-E1 getrennt werden. Die große Bandbreite in der detektierbaren Masse wird am besten an Hand eines Beispiels demonstriert. In Abb. 3.9 sind zwei Spektren aus der Untersuchung einer JET-Wandprobe (Fusionsreaktor in Culham) gezeigt. Oben ist der Energieverlust im Gasraum (A1 + A2) gegen die Summenenergie (A1 + A2 + E1) dargestellt. Eine deutliche Trennung der Isotope von Berilium bis hin zu Kalium ist zu erkennen. Wasserstoff und Deuterium hinterlassen zu kleine Signale im Gasraum, aber in einem E1-E2-Plot sind sie gut identifiziert (unteres Spektrum).

Dieser Zähler ermöglicht somit, die Stöchiometrie einer Probe über einen großen Tiefen- und Massenbereich zu bestimmen.

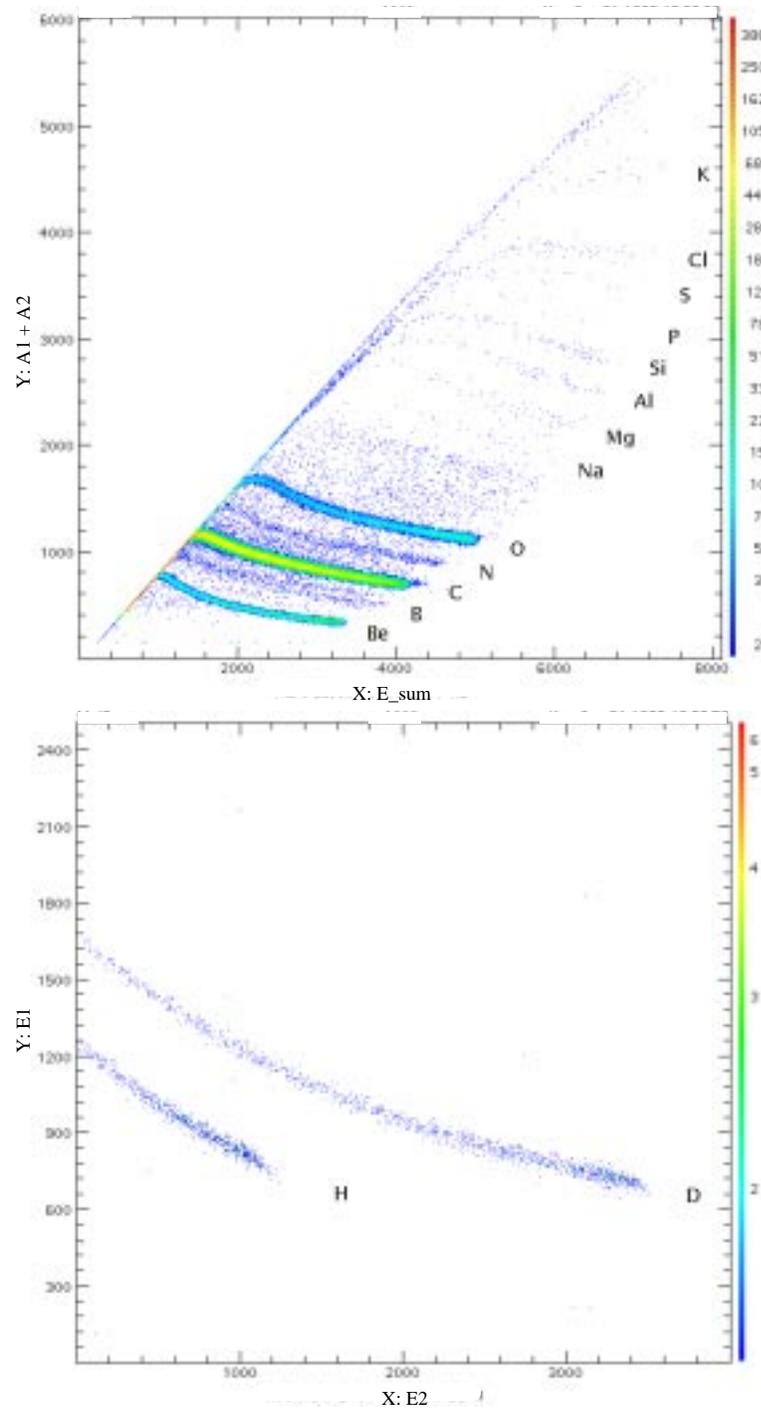


Abbildung 3.9: *Simultan aufgenommene Stöchiometriezählerspektren einer JET-Kachel. Es sind Elemente zwischen H und K gut getrennt zu erkennen.*

