Fortgeschrittenenpraktikum **Versuch Nr. 52**

Schwerionenstreuexperiment am Tandembeschleuniger

M. Weber, C. Herlitzius

12. April 2010 .

Inhaltsverzeichnis

1 Grundlagen zu Streuexperimenten **3**
1.1 Kinematik bei Streuversuchen 3
1.2 Rutherford - Streuung 5
1.3 Mottstreuung identischer Teilchen 9
1.4 Energieverlust in Materie 11

2 Der Münchner Tandembeschleuniger **14**
2.1 Überblick 14
2.2 Funktionsprinzip des Tandembeschleunigers 14
2.3 Einrichtungen im Münchner Beschleunigerlabor 16

3 Sicherheitshinweise **19**
3.1 Mögliche Gefahrenquellen im Labor 19
3.2 Grundlagen des Strahlenschutzes 19

4 Versuchsaufbau und Durchführung **21**
4.1 Mechanischer Aufbau 21
4.2 Teilchendetektoren 22
4.3 Analoge und digitale Signalverarbeitung 26
4.4 Versuchdurchführung 28

1 Grundlagen zu Streuexperimenten

1.1 Kinematik bei Streuversuchen

Bei einem allgemeinen Ansatz des elastischen Stoßes gehen wir von der Impuls- und Energieerhaltung aus.

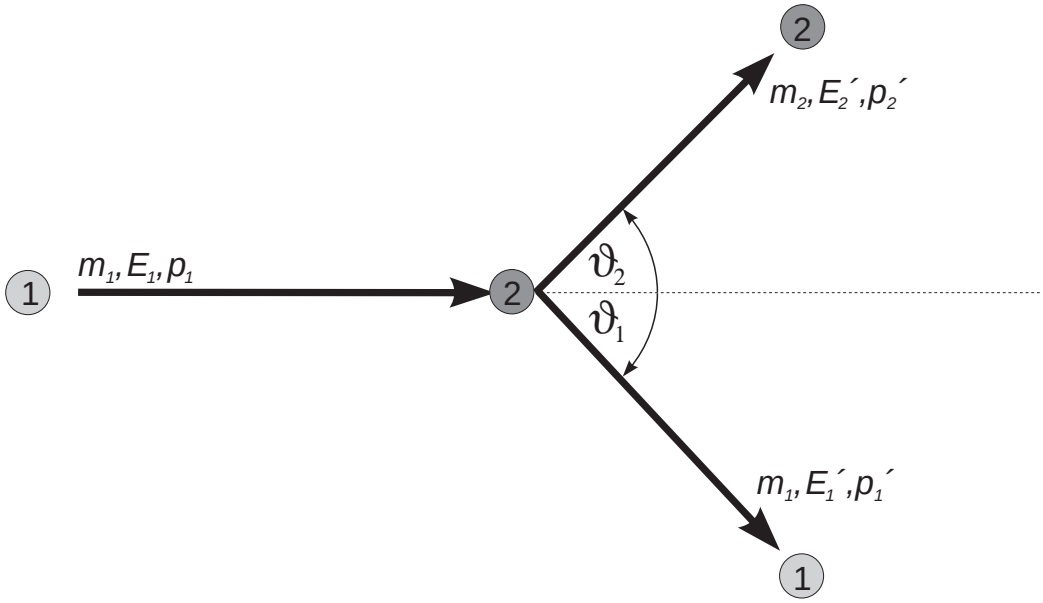

Abbildung 1: Das Zweikörperproblem am ruhenden Target.

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}_1{}' + \vec{p}_2{}' \quad (1)$$

$$E_1 + E_2 = E_1' + E_2' \quad (2)$$

$$(3)$$

Besonders übersichtlich werden die Verhältnisse im Schwerpunktssystem (CM = Center of Mass), dort sind nämlich beim Stoß zweier Teilchen alle vier Impulspfeile gleich lang (siehe Abbildung 1.1). Im Schwerpunktsystem ergibt sich für den Impulsübertrag

$$\Delta p = m_1 \mid \vec{v}_{1CM} - \vec{v}_{1CM}' \mid = 2\, m v_{1CM} \sin\frac{\theta}{2} \quad (4)$$

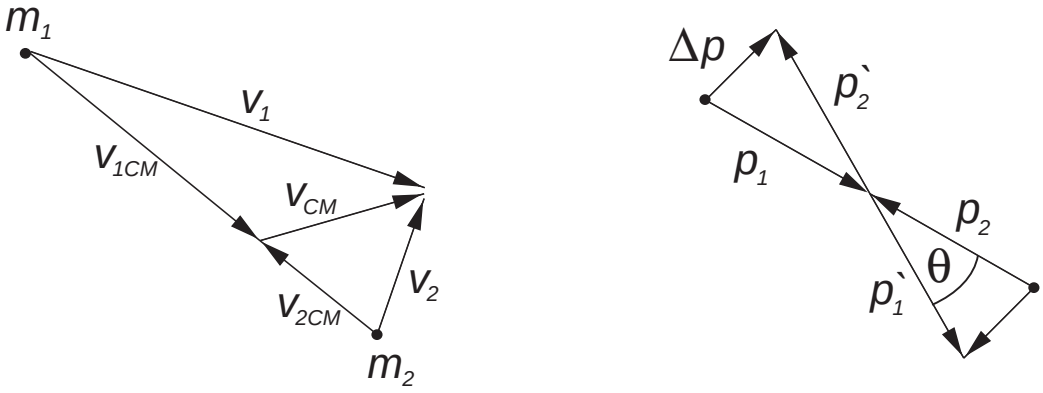

Abbildung 2: CMS und Laborsystem

Dieser Impulsübertrag ist unabhängig von der Wahl des Bezugssystems, Energie und Streuwinkel dagegen hängen vom Bezugssystem ab. Im Schwerpunktsystem wird keine Energie übertragen ($E = \frac{p^2}{2m}$). Die Schwerpunktsgeschwindigkeit ist:

$$\vec{v}_{cm} = \frac{m_1\,\vec{v}_1 + m_2\,\vec{v}_2}{m_1 + m_2} \tag{5}$$

Etwas komplizierter werden die Gleichungen bei Transformation ins Laborsystem (LS). Wir wollen dies tun, indem wir jetzt Impuls- und Energieaustausch im LS durch die im CMS (also obige) ausdrücken.

$$\begin{aligned}
\triangle\vec{p} &= m_1(\vec{v}_{1CM} + \vec{v}_{CM} - \vec{v}'_{1CM} - \vec{v}_{CM}) = m_1(\vec{v}_{1CM} - \vec{v}'_{1CM}) && (6)\\
\triangle E &= \frac{1}{2}m_1[(\vec{v}_{1CM} + \vec{v}_{CM})^2 - (\vec{v}'_{1CM} + \vec{v}_{CM})^2] \\
&= \frac{1}{2}m_1[\vec{v}^2_{1CM} - \vec{v}'^2_{1CM} + 2\vec{v}_{1CM} - 2\vec{v}'_{1CM}\vec{v}_{CM} + \vec{v}^2_{CM} - \vec{v}^2_{CM}] \\
&= \frac{1}{2}m_1(\vec{v}^2_{1CM} - \vec{v}'^{\,2}_{1CM}) + m_1(\vec{v}_{1CM} - \vec{v}'_{1CM})\vec{v}_{CM} = \triangle p v_{CM} && (7)
\end{aligned}$$

Im Laborsystem wird also Energie übertragen, und zwar umso mehr, je geringer der Winkel zwischen Impulsübertrag und Schwerpunktsgeschwindigkeit ist.
Wir wollen noch kurz den Fall betrachten, daß die gestoßene Masse m_2 vor dem Stoß ruht, dann ist $v_{CM} = \frac{m_1}{m_1+m_2}v_1$. Für die Transformation zwischen θ, ϑ_1 und ϑ_2 gilt die folgende Beziehung [1]:

[1] nach Landau/Lifschitz Theortische Physik III Gl.(123,1)

$$\tan(\vartheta_1) = \frac{m_2 \sin(\theta)}{m_1 + m_2 \cos(\theta)}, \qquad \vartheta_2 = \frac{\pi - \theta}{2} \tag{8}$$

Wenn die Massen der beiden Stoßpartner identisch sind, wie auch in nichtrelativistischer Nährung im Fall unserer Ni-Kerne, vereinefacht sich diese Transformation folgendermaßen:

$$\vartheta_1 = \frac{\theta}{2}, \qquad \vartheta_2 = \frac{\pi - \theta}{2} \tag{9}$$

Im Laborsystem ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen Streuwinkel und der Energie E_1' des gestreuten Projektils.

$$\begin{aligned}
E_1 &= E_1' + \frac{\vec{p_2'}^{\,2}}{2m_2} && (10)\\
E_1 &= E_1' + \frac{(\vec{p_1} - \vec{p_1'})^2}{2m_2} && (11)\\
E_1 &= E_1' + \frac{1}{2m_2}(\vec{p_1}^{\,2} + \vec{p_1'}^{\,2} - 2 \mid \vec{p_1} \mid \cdot \mid \vec{p_1'} \mid \cdot \cos\vartheta_1) && (12)\\
E_1 &= E_1' + \frac{1}{2m_2}\left[2m_1(E_1 + E_1') - 2\sqrt{4m_1^2\, E_1\, E_1'}\cos\vartheta_1\right] && (13)\\
E_1 &= E_1' + \frac{m_1}{m_2}\left[(E_1 + E_1') - 2\sqrt{E_1\, E_1'}\,\cos\vartheta_1\right] && (14)\\
& && (15)
\end{aligned}$$

$$\boxed{\cos\vartheta_1 = \frac{E_1(1 - \frac{m_2}{m_1}) + E_1'(1 + \frac{m_2}{m_1})}{2\sqrt{E_1\, E_1'}} \quad (16)}$$

Im folgenden werden wir anstreben, im CM-System zu rechnen und anschließend die Ergebnisse ins LS zurückzutransformieren.

1.2 Rutherford - Streuung

Allgemeine Ansätze zur Beschreibung der elastischen Streuung, wie die Partialwellenzerlegung oder die Bornsche Näherung sind von quantenmechanischer Natur und entbehren einer gewissen Anschaulichkeit. Andererseits stellt man sich die Coulomb-Streuung gerne im Modell klassischer Bahnen vor. Nun ist

es in der Tat oft möglich, elastische Streuprozesse in halbklassischer oder klassischer Näherung gut zu beschreiben. Dies gilt besonders für die Streuung schwerer Ionen. Bei schweren Projektilen wird die De-Brogli-Wellenlänge λ sehr klein und man erreicht sehr schnell Verhältnisse, bei denen λ kleiner als der Durchmesser des Streupotentials ist. Da bei schweren Projektilen allerdings die Coulomb-Barriere sehr hoch ist, muß man mit der reduzierten kinetischen Energie des Projektils auf der Spitze des Coulomb-Walles rechnen: $E = E_{CM} - V_C$. Wir erhalten z.B. für die Streuung von 100 MeV ^{12}C Projektilen an einem Kohlenstofftarget $\lambda \sim 0.2$ fm. Nach diesen Vorbemerkungen stellt sich die Frage, wann sich Stoßprozesse näherungsweise im Bild klassischer Trajektorien beschreiben lassen. Dies ist der Fall, wenn sich die Teilchen während des ganzen Prozesses durch gut definierte Wellenpakete beschreiben lassen, d.h. wenn bei Annäherung an das Potential keine wesentliche Verzerrung der Wellenpakete auftritt. Das ist anschaulich dann der Fall, wenn sich das Potential über den Bereich einer Wellenlänge kaum ändert. Für die Streuung an einer Punktladung kann man zeigen, daß das erfüllt ist, solange $2\lambda \ll r_{min}$ (r_{min} = minimale Annäherung).

Aus der Energieerhaltung im elastischen Stoß kann man $r_{min} = \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{m v_0^2}$ herleiten. Man kann nun leicht einsehen, daß für die am Tandembeschleuniger

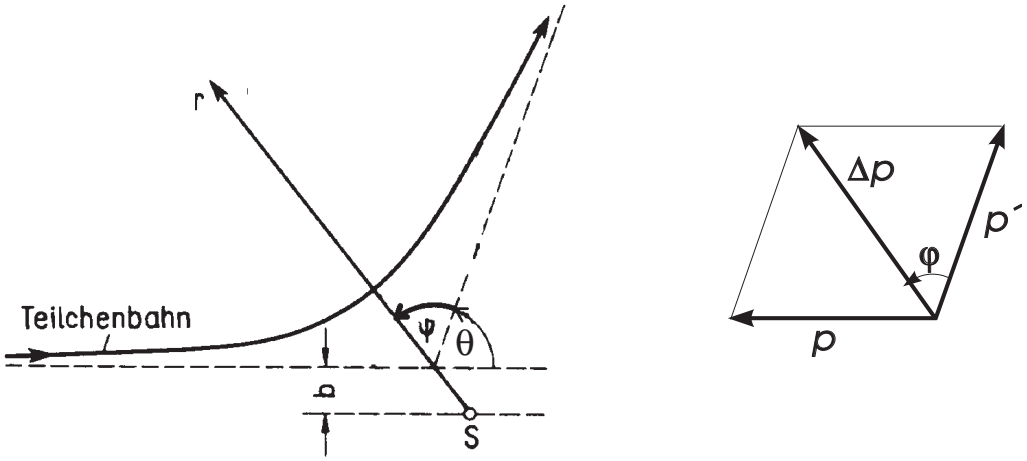

Abbildung 3: Kinematik des Coulombstoßes am Streuzentrum S.

erreichbaren Teilchenenergieen (siehe Abschnitt 2) eine klassische Betrachtung der Kinematik in weiten Bereichen vertretbar ist.
Ein Teilchen der Ladung Ze erfährt in dem Feld einer Punktladung $Z'e$ die Kraft:

$$F(r) = \frac{Z\,Z'\,e^2}{4\,\pi\,\epsilon_0\,r^2} \tag{17}$$

Führt man den Stoßparameter b (siehe Bild 3) ein, so beträgt sein Drehimpuls:

$$m\,b\,v\; = I\,\omega = m\,r^2\,\frac{d\,\varphi'}{d\,t} \tag{18}$$

Und es erfährt eine Impulsänderung von:

$$\Delta\,p = 2p\,\cos\varphi \;=\; \int F_r\,dt \tag{19}$$

$$\int F_r\,dt \;=\; \int_{-\varphi}^{\varphi} F_r\,\frac{r^2}{b\,v}\,d\,\varphi' \tag{20}$$

$$\int_{-\varphi}^{\varphi} F_r\,\frac{r^2}{b\,v}\,d\,\varphi' \;=\; \int_{-\varphi}^{\varphi} F(r)\,\cos\varphi'\,\frac{r^2}{b\,v}\,d\,\varphi' \tag{21}$$

d.h.

$$2p\,\cos\varphi = \frac{Z\,Z'\,e^2}{4\,\pi\,\epsilon_0\,b\,v}\cdot\int_{-\varphi}^{\varphi}\cos\varphi'\,d\varphi' = \frac{Z\,Z'\,e^2}{4\,\pi\,\epsilon_0\,b\,v}\cdot 2\,\sin\varphi \tag{22}$$

Daraus folgt aber:

$$\frac{\sin\varphi}{\cos\varphi} = \frac{4\,\pi\,\epsilon_0\,b\,v}{Z\,Z'\,e^2}\cdot p = \frac{4\,\pi\,\epsilon_0\,b\,2(\frac{1}{2}m\,v^2)}{Z\,Z'\,e^2} \tag{23}$$

Mit $\varphi = \frac{\pi}{2} - \frac{\theta}{2}$ folgt daraus:

$$\boxed{\cot\,\frac{\theta}{2} = \frac{8\,\pi\,\epsilon_0\,b\,E_{kin}}{Z\,Z'\,e^2}} \tag{24}$$

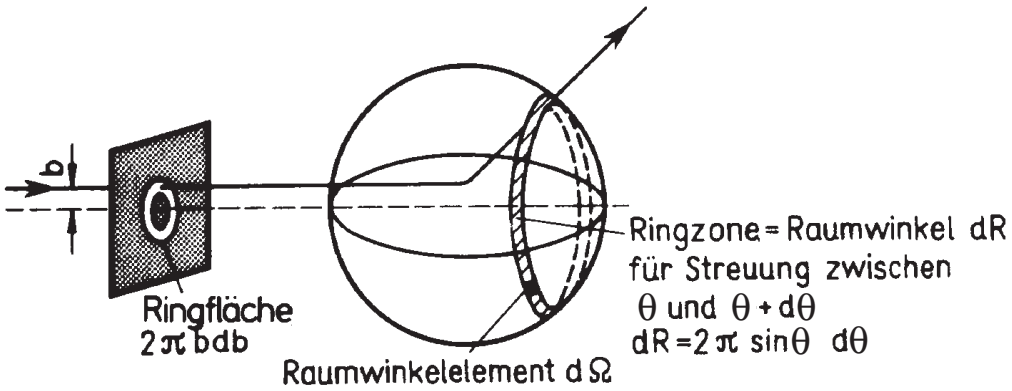

Abbildung 4: Veranschaulichung des Raumwinkelelements $d\Omega$.

In dieser Gleichung stecken nun der Stoßparameter und der Ablenkwinkel. In physikalischen Betrachtungen interessiert man sich aber meist für die Frage: Wieviele Teilchen werden bei homogener Bestrahlung eines Targetelements auf den Detektor gestreut? Dies ist beschrieben durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$.

$$d\sigma = 2\pi\, b\, db \tag{25}$$

$$d\Omega = 2\pi\, \sin\theta\, d\theta \tag{26}$$

$$\Longrightarrow \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{b}{\sin\theta}\frac{db(\theta)}{d\theta} \tag{27}$$

mit

$$b(\theta) = \frac{Z\,Z'\,e^2}{8\pi\,\epsilon_0\,E_{kin}}\cot\frac{\theta}{2} \tag{28}$$

$$\tag{29}$$

$$\frac{db(\theta)}{d\theta} = \frac{Z\,Z'\,e^2}{8\pi\,\epsilon_0\,E_{kin}}\cdot\frac{-1}{2\,\sin^2\frac{\theta}{2}} \tag{30}$$

$$\tag{31}$$

$$\Longrightarrow \qquad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z^2\,Z'^2\,e^4}{2\,(8\pi\,\epsilon_0\,E_{kin})^2}\cdot\frac{1}{\sin\theta}\cdot\frac{\cos\frac{\theta}{2}}{\sin^3\frac{\theta}{2}} \tag{32}$$

mit $\sin\theta = 2\,\sin\frac{\theta}{2}\,\cos\frac{\theta}{2}$ ergibt sich als sogenannter **Rutherford** Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\,\sigma}{d\,\Omega} = \frac{Z^2\,Z'^2\,e^4}{16\,(4\,\pi\,\epsilon_0\,E_{kin})^2}\cdot\frac{1}{\sin^4\,\frac{\theta}{2}} \qquad (33)$$

1.3 Mottstreuung identischer Teilchen

Etwas anders werden die Verhältnisse, wenn streuende und gestreute Teilchen wirklich exakt identisch sind, wenn es sich etwa um 2 Elektronen oder wie in unserem Falle um ^{58}Ni -Kerne handelt. Dann tritt ein besonderer Quanteneffekt zu Tage, der in der klassischen Physik keine Entsprechung hat:
Das Prinzip der Ununterscheidbarkeit gleichartiger Teilchen.
Es handelt sich dabei um eine seltsame Austausch-WW identischer Teilchen, die sich auch auf deren Streuung drastisch auswirkt[2]. Zwar ist die klassische Hamiltonfunktion auch symmetrisch bezüglich Vertauschung gleicher Teilchen. Jedoch kommt in der Quantenmechanik zur Symmetrie des Hamiltonians noch die Symmetrie der Wellenfunktion bezüglich einer solchen Vertauschung hinzu. Die Zustände eines Systems aus 2 identischen Teilchens ändern sich wegen der Symmetrie des Hamiltonians bei Vertauschung nicht. $\psi(\xi_1, \xi_2)$ sei die Wellenfunktion des Systems in Abhängigkeit der jeweiligen Koordinaten und Spinprojektionen, die als ξ_1 und ξ_2 zusammengefaßt wurden. Bei Vertauschung der Koordinaten kann sich nun die Wellenfunktion wegen der Äquivalenz des neuen Zustands nur um einen gewissen Phasenfaktor α ändern:

$$\psi(\xi_1, \xi_2) = e^{i\alpha}\psi(\xi_2, \xi_1) \;\; mit \;\; \alpha \in R$$

Bei einer weiteren Vertauschung muß sich die ursprüngliche Wellenfunktion reproduzieren, d.h. $\psi(\xi_1, \xi_2)e^{2i\alpha} = \psi(\xi_1, \xi_2)$, also muß $e^{2i\alpha} = 1$ sein und somit $e^{i\alpha} = \pm 1$. Also ist $\psi(\xi_1, \xi_2) = \pm\psi(\xi_2, \xi_1)$. Daraus folgt, daß die Wellenfunktion nur entweder symmetrisch (kein Vorzeichenwechsel) oder antisymmetrisch (Vorzeichenwechsel) sein kann. Inzwischen ist bekannt, welche Teilchendubletts durch symmetrische Wellenfunktionen beschrieben werden, Paare aus Bosonen und welche durch antisymmetrische Wellenfunktionen beschrieben werden, Dubletts aus Fermionen. Aus der relativistischen Quantenmechanik folgt, das Fermionen grundsätzlich halbzahligen Spin haben und Bosonen

[2]Dies ist nicht mit der direkten Spin-Bahn-WW zu verwechseln, die wir nicht betrachten

ganzzaligen Spin. Was bedeutet dies für die Streuung unserer ^{58}Ni -Kerne? Unser System aus Strahl und Target stellt genau ein solches Paar dar, dessen Wellenfunktionen symmetrisch bzw. antisymmetrisch sein müssen. Vertauschung der Teilchen bedeutet, daß wir nicht wissen, ob Strahl- oder Targetkern nach links oder rechts gestreut wurde. Dies ist einem Vorzeichenwechsel ihres Verbindungsvektors gleichbedeutend. Im CMS und Kugelkoordinaten bedeutet das keine Veränderung von r und Übergang von θ nach $\pi - \theta$ bzw. $z = r\cos(\theta)$ geht über nach $-z$. Diese Vertauschungsmöglichkeit muß also in der Wellenfunktion für das asymptotische Verhalten der gestreuten Wellen zusätzlich addidativ untergebracht werden:

$$\psi = e^{ikz} + e^{-ikz} + [f(\theta) \pm f(\pi - \theta)]\frac{1}{r}e^{ikr} \tag{34}$$

Im CMS bedeuten e^{ikz} und e^{-ikz} zwei gleiche, frontal aufeinander zulaufende Materiewellen, die bei $z = 0$ streuen. Die auslaufende Kugelwelle hat aber diesselbe anschauliche Bedeutung wie in der Rutherfordstreuung und berücksichtigt beide Teilchen. Die davorstehende eckige Klammer ist auch nach wie vor unsere Streuamplitude, deren Betragsquadrat den differentiellen Wirkungsquerschnitt beschreibt.
Sind beide Teilchen ununterscheidbar, gilt:

$$\text{für Fermionen:} \qquad \frac{d\sigma_{uu,fermion}}{d\Omega} = |f(\theta) - f(\pi - \theta)|^2 \tag{35}$$

$$\text{für Bosonen:} \qquad \frac{d\sigma_{uu,boson}}{d\Omega} = |f(\theta) + f(\pi - \theta)|^2 \tag{36}$$

Beide Ausdrücke enthalten den Term $f(\theta)f^*(\pi - \theta) + f^*(\theta)f(\pi - \theta)$. Dies ist ein für die Quantenmechnik typischer Interferenzterm.
Im klassichen Fall, in dem die beiden Teilchen gleich, aber unterscheidbar wären, würden sich die Wahrscheinlichkeiten für kollidierende Teilchen, in ein gewisses Raumwinkelelement $d\Omega$ gestreut zu werden, einfach summieren:

$$\frac{d\sigma_{us}}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 + |f(\pi - \theta)|^2 \tag{37}$$

Eine ähnliche Situation ergibt sich, wenn man den Doppelspaltversuch mit Materiewellen oder Tennisbällen ausführt.
Unternimmt man das Streuexperiment mit einer statistischen Vielzahl von Teilchen, deren Spins nicht entlang einem Feld oder dergleichen ausgerichtet sind, muß man über alle möglichen Spineinstellungen mitteln. Für die Projektion seines Spins s in Flugrichtung hat ein Teilchen bekanntermaßen $(2s + 1)$ Möglichkeiten. Folglich gibt es für ein Zweiteilchensystem der diskutierten

Art $(2s+1)^2$ mögliche Gesamtspineinstellungen S. Es exisitieren $(2s+1)$ Einstellungen, in denen die beiden Teilchen, die gleiche Spinprojektion besitzen, sie also ununterscheidbar sind ($\Rightarrow \frac{d\sigma_{uu}}{d\Omega}$). Die Wahrscheinlichkeit, das Teilchenpaar in einer dieser Einstellungen vorzufinden, ist also $\frac{2s+1}{(2s+1)^2} = \frac{1}{2s+1}$. In den anderen $2s \cdot (2s+1)$ Fällen sind sie zwar unterscheidbar, aber für einen Detektor, der die Spineinstellung nicht messen kann, gleich($\Rightarrow \frac{d\sigma_{us}}{d\Omega}$). Daraus ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit von $\frac{2s\cdot(2s+1)}{(2s+1)^2} = \frac{2s}{2s+1}$.
Für den Streuquerschnitt ergibt sich somit:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2s+1}\frac{d\sigma_{uu}}{d\Omega} + \frac{2s}{2s+1}\frac{d\sigma_{us}}{d\Omega} \tag{38}$$

Einsetzen von (35) und (36) liefert für Fermionen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 + |f(\pi-\theta)|^2 - \frac{1}{2s+1}[f(\theta)f^*(\pi-\theta) + f^*(\theta)f(\pi-\theta)] \tag{39}$$

Auf dieselbe Weise erhalten wir für Bosonen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 + |f(\pi-\theta)|^2 + \frac{1}{2s+1}[f(\theta)f^*(\pi-\theta) + f^*(\theta)f(\pi-\theta)] \tag{40}$$

Unserem Versuch liegt $^{58}_{28}$Ni zugrunde. Dies ist ein gg-Kern und hat demnach bosonischen Charakter mit $Z = 28$. Setzt man nun in diese Gleichung dieselbe Streuamplitude ein, die zur Rutherford-Streuformel führt, so ergibt sich folgender Wirkungsquerschnitt im CMS[3]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z^4e^4}{4(4\pi\epsilon_0 E_{kin})^2}\left[\frac{1}{sin^4(\frac{\theta}{2})} + \frac{1}{cos^4(\frac{\theta}{2})} + \frac{2}{sin^2(\frac{\theta}{2})cos^2(\frac{\theta}{2})}\cos\left(\frac{Z^2e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar v}ln\left(tan^2\frac{\theta}{2}\right)\right)\right] \tag{41}$$

Bei dieser Gleichung handelt es sich um den Mott-Wirkungsquerschnitt identischer Teilchen. Global fällt er mit dem Winkel wie der Rutherford-Wirkungsquerschnitt, ist aber von lokalen Quanteninterferenzen deutlich sichtbar (meßbar) überlagert.

1.4 Energieverlust in Materie

Für den Nachweis von geladenen Teilchen wird fast ausschließlich ihre elektromagnetische Wechselwirkung verwendet. Durchquert ein geladenes Teilchen ein Material, so können bei dieser Wechselwirkung drei Prozesse auftreten: die Atome können ionisiert werden, das Teilchen kann Cherenkov-Licht emittieren, oder es kann in inhomogenen Materialien Übergangsstrahlung verursachen. Im sogenannten Absorptionsbereich werden nur virtuelle Photonen

[3]nach P. Fröbrich and R. Lipperheide, Theory of Nuclear Reactions, Gl.(1.145)

zwischen dem Teilchen und den Atomen des Mediums ausgetauscht, die zur Anregung oder Ionisation dieser Atome und zu einem Energieverlust des Teilchens führen. Die Emission reeller Photonen (Cherenkov-Effekt) ist möglich, wenn die Geschwindigkeit des Teilchens größer ist als die Phasengeschwindigkeit $c/\sqrt{\varepsilon}$ des Lichts im Medium (Cherenkov-Schwelle). Falls im Medium Diskontinuitäten des Brechungsindex vorhanden sind, kann auch unterhalb der Schwelle Cherenkov-Strahlung emittiert werden, die sogenannte Übergangsstrahlung.

Der differentielle Energieverlust dE/dx des Teilchens mit der Ladungzahl z durch Ionisation von Atomen des Mediums (Kernladungszahl Z, Atommassenzahl A) kann durch die *Bethe-Bloch-Formel* näherungsweise beschrieben werden:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}ln\frac{2m_ec^2\beta^2\gamma^2T_{max}}{I^2} - \beta^2\right] \tag{42}$$

wobei $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$, und $r_e = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 c^2}$ (klassischer Elektronenradius) sind. Für ein punktförmiges geladenes Teilchen der Masse M ist T_{max} die maximale Energie, die auf ein freies Elektron in einem einzelnen Stoß übertragen werden kann. Es ist üblich, T_{max} für niedere Energien durch $T_{max} = 2m_ec^2\beta^2\gamma^2$ zu nähern. Das effektive Ionisierungspotential I ist für Elemente schwerer als Sauerstoff $I = 16 \cdot Z^{0.9}$ eV.

Der Energieverlust dE/dx häng also im wesentlichen von der Ladung z nicht aber von der Masse M des ionisierenden Teilchens ab. Bemerkenswert ist, daß es bezüglich der Teilchengeschwindigkeit β ein lokales Ionisationsminimum gibt. Für Protonen liegt es etwa bei 1Gev. Unterhalb dieser Schwelle nimmt der Energieverlust wieder zu. Dies ist eine interessante Erscheinung, die etwa in der Tumorbehandlung genutzt werden kann. Man stellt dann die Geschwindigkeit der Bestrahlungsteilchen so ein, daß sie am Oberflächengewebe möglichst nicht absorbiert wird, sondern erst in der entsprechenden Tiefe, wo sich das zu zerstörende Krebsgewebe befindet.

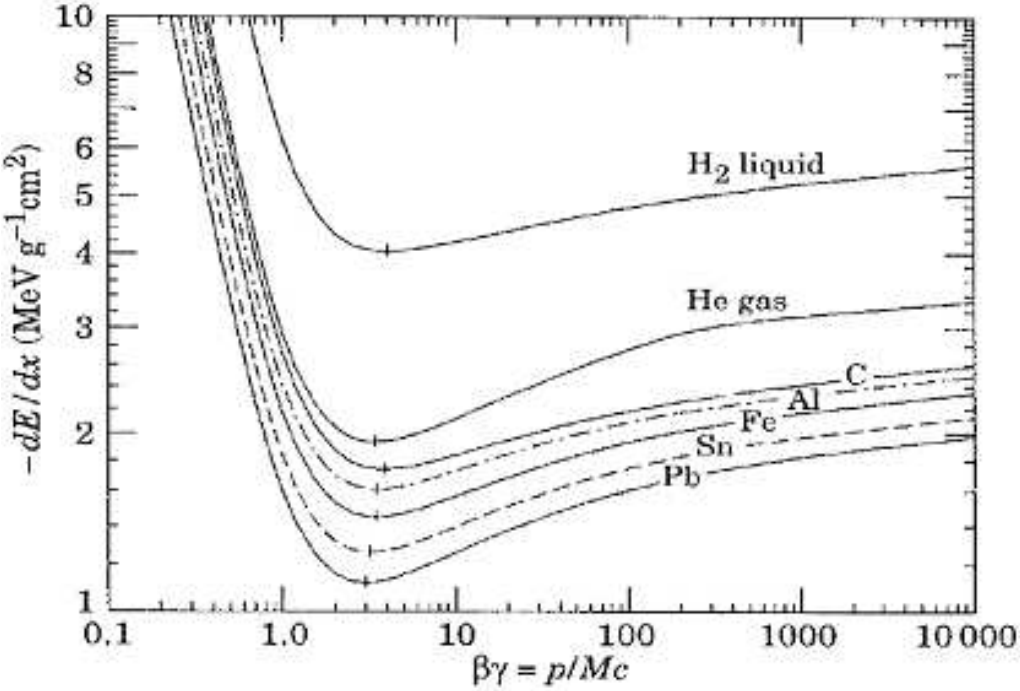

Abbildung 5: Bethe Bloch Formel für verschiedene Materialen

2 Der Münchner Tandembeschleuniger

2.1 Überblick

Beschleuniger werden benötigt, um Energieschwellen zwischen Atomkernen oder zwischen Atomen überwinden zu können. Solche Schwellen sind z.B. die elektrische Abstoßung zweier Atomkerne oder das Abstreifen aller Elektronen eines Ions beim Durchgang durch dünne Schichten. Im ersten Fall werden sie als Mikroskope zur Untersuchung der Atomkerne eingesetzt. Das Beschleunigerlaboratorium der Ludwig Maximilians Universität München und der Technischen Universität München dient beiden Hochschulen für Zwecke der Forschung und Lehre auf dem Gebiet der Kernphysik und verwandten Gebieten. Verwaltungstechnisch ist das Laboratorium als eine zentrale Einrichtung der Universität München ausgewiesen.

Der Bau des Gebäudes wurde 1967 begonnen, seit 1971 werden Experimente durchgeführt. Die gemeinsame wissenschaftliche Nutzung der Einrichtung durch Forschungsgruppen der beiden Universitäten wird von einem Forschungskollegium koordiniert, dem sechs Vertreter der Professoren, zwei Vertreter der wissenschaftlichen Mitarbeiter, zwei Vertreter der Studenten und ein Vertreter des hauptberuflich tätigen nichtwissenschaftlichen Personals angehören.

Das Beschleunigerlaboratorium ist seit mehr als 20 Jahren ein Hauptausbildungsplatz der beiden Münchner Universitäten. Seit der Aufnahme des Experimentierbetriebs wurden mehr als 350 Diplomarbeiten und 160 Dissertationen fertiggestellt; 26 junge Wissenschaftler haben sich habilitiert. Die vielfältigen Techniken, die ein Experimentator erlernen und nutzen muß, um erfolgreiche Forschung an einem Beschleuniger durchführen zu können, sind eine gute Grundlage für eine künftige berufliche Tätigkeit im Bereich ,,Forschung und Entwicklung“. Als Beispiele nennen wir die Analog- und Digital-Elektronik, die Nutzung leistungsfähiger Prozessrechner, Hochvakuum- und Hochspannungs-Technologie sowie die Nutzung der Supraleitung zur Realisierung von statischen Magnetfeldern und von Hochfrequenz-Resonatoren.

2.2 Funktionsprinzip des Tandembeschleunigers

Beim elektrostatischen Beschleunigertyp wird die Beziehung $E = ZeU$ direkt ausgenutzt. Die Hauptteile eines elektrostatischen Beschleunigers sind Hochspannungsgenerator, Terminal, und das evakuierte Beschleunigungsrohr. Beim gebräuchlichsten Typ, dem Van-de-Graaff-Beschleuniger, ist das Terminal meist als Metallkugel ausgebildet, welche als Kondensator der Kapazität C wirkt. Um ein hohes elektrisches Feld aufzubauen, wird das Terminal mittels

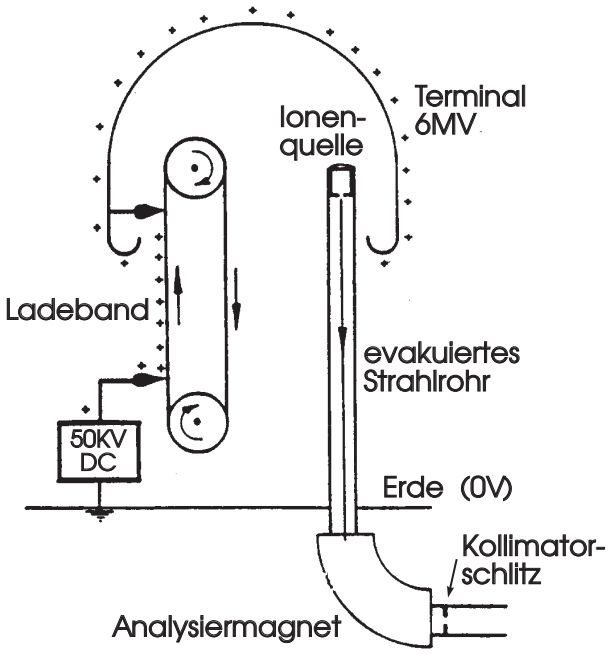

Abbildung 6: Prinzipskizze eines Van-de-Graaff-Beschleunigers.

eines umlaufenden, isolierenden Bandes aufgeladen. Auf Erdpotential wird positive Ladung auf dieses Band gebracht, die durch mechanisches Abstreifen auf das Terminal übertragen wird. Die ganze Anordnung wird in einem auf Erdpotential befindlichen Tank plaziert, der mit Isoliergas (z.B. SF_6) gefüllt ist, um vorzeitiges Durchschlagen der Spannung zu verhindern. Die nach dem Ladevorgang aufgebaute Spannung $U = Q/C$ kann bis zu 15 MV erreichen. Positive Ionen, die in einer Ionenquelle erzeugt werden, die sich auf Terminalpotential befindet, durchlaufen dann im Beschleunigungsrohr die gesamte Potentialdifferenz zwischen Terminal und Tank. Protonen können somit auf kinetische Energien von bis zu 15MeV beschleunigt werden.

Hauptmaschine des Beschleunigerlabors ist ein Tandem-van-de-Graaff-Beschleuniger mit einer Gleichspannung von bis zu 15 Millionen Volt. Der Name Tandem kommt daher, daß die Spannung durch Umladen der Ionen zweimal ausgenützt wird. Auf Erdpotential erzeugt man zunächst negative Ionen, die in der Beschleunigungsröhre zum Terminal hin beschleunigt werden. Dort befindet sich z.B. eine dünne Folie, in der die Elektronen der Ionen teilweise abgestreift werden, so daß sie nun positiv geladen sind. Damit wird die Beschleunigungsspannung noch einmal wirksam, und Protonen können so bis zu 30 MeV kinetische Energie erreichen. Schwere Ionen können

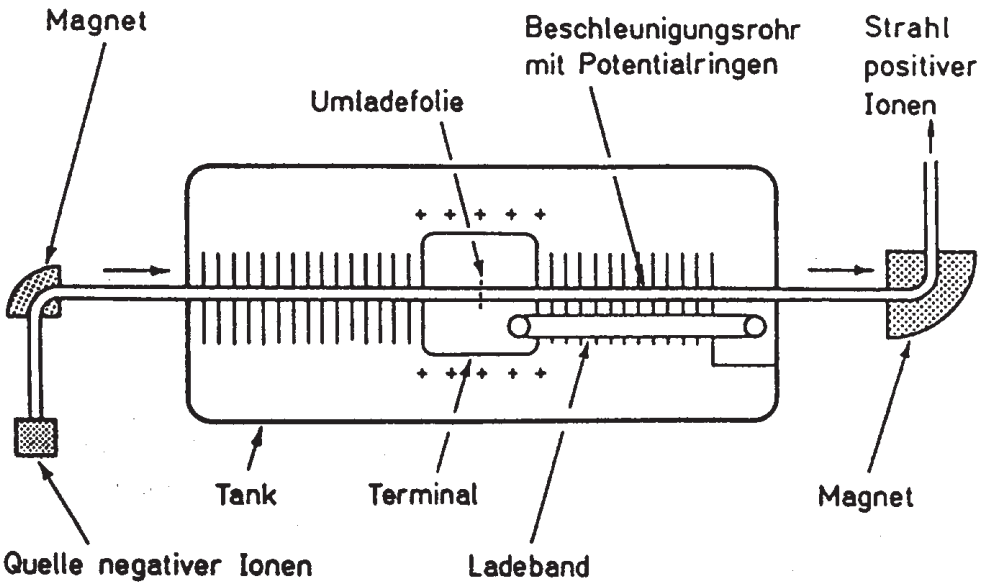

Abbildung 7: Prinzipskizze eines Tandembeschleunigers.

gleich mehrere Elektronen beim Abstreifen verlieren und dadurch entsprechend größere kinetische Energien aufnehmen. Van-de-Graaff-Beschleuniger können zuverlässig kontinuierliche Teilchenstrahlen mit Strömen bis zu 0.1 mA erzeugen. Sie sind sehr wichtige Werkzeuge für die Kernphysik. Mit ihnen lassen sich Protonen, leichte und schwere Ionen auf Energien beschleunigen, mit denen man systematisch Kernreaktionen untersuchen und Kernspektroskopie durchführen kann.

2.3 Einrichtungen im Münchner Beschleunigerlabor

Etwa ein Dutzend Meßeinrichtungen stehen zur Verfügung, darunter ein Spektrometer, das Präzisionsmessungen von Kernmassen und Kernenergien erlaubt. Zu Beginn des Experimentierbetriebs waren die Schwerpunkte der Forschung die Analyse von Kernreaktionen über die Messung der Reaktionsprodukte und das Studium von Kerneigenschaften wie Kernstruktur und Kernmasse. So wurde damals untersucht, ob die Kerne rotieren oder Formschwingungen ausführen und wie stark sie deformiert sind. In Garching gelang der erste experimentelle Nachweis, daß schwere, spaltende Kerne im sog. zweiten Minimum stark deformierte Ellipsoide sind, doppelt so lang wie dick. Vor etwa 20 Jahren galt das Hauptaugenmerk der Erforschung von exotischen Kernen mit einem Verhältnis Protonenzahl zu Neutronenzahl, das

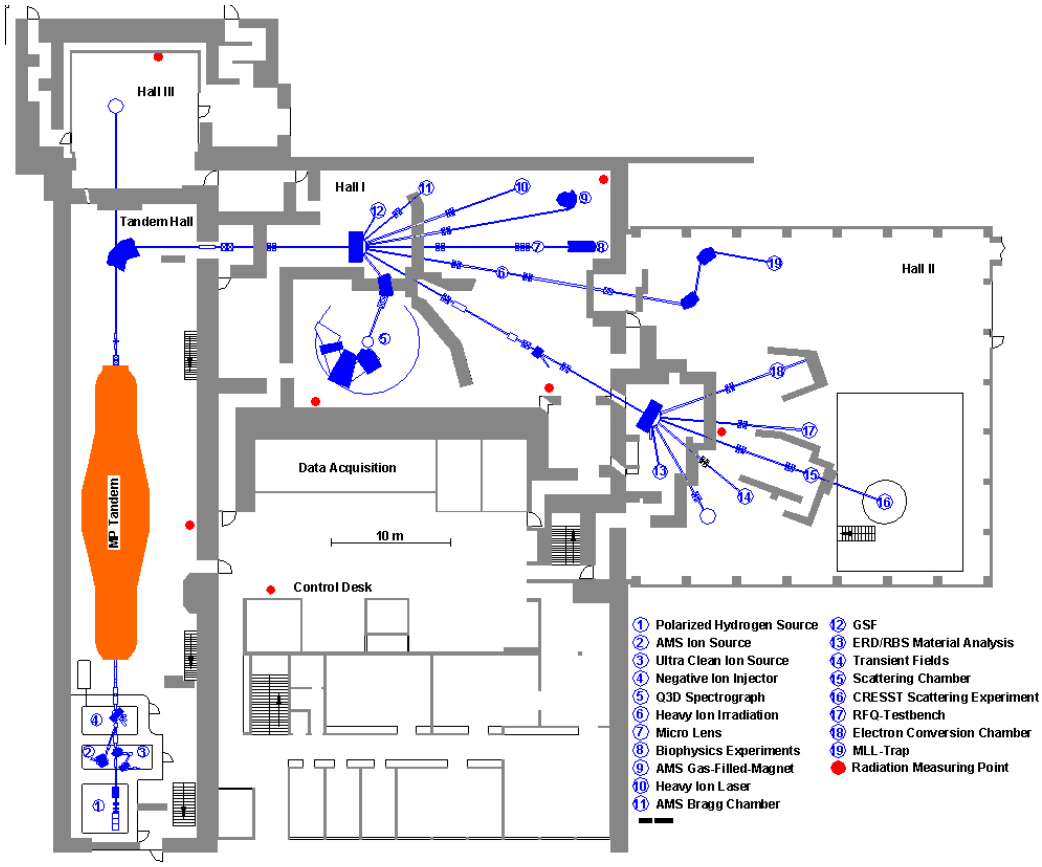

Abbildung 8: Lageplan der Experimentierplätze im Tandemlabor.

stark von dem stabiler Kerne abweicht. So wurden zum ersten Mal an der GSI in Darmstadt und kurze Zeit später in Garching Kerne erzeugt und identifiziert, die im Grundzustand durch Emmission eines Protons zerfallen. Nur an diesen beiden Labors wurden solche Zerfälle beobachtet. Die heutigen Hauptaktivitäten sind Massenspektrometrie mit Beschleunigern, Materialanalysen mit Ionenstrahlen, Präzisionsmessungen von Kernmassen und -energien sowie vollständige Beschreibung von Kernanregungen. Diese vollständigen Beschreibungen und Präzisonsmessungen erlauben weitgehende Vergleiche mit Modellvorstellungen von Kernen. Wegen der Aktivitäten auf den Gebieten Materialanalyse und Beschleunigermassenspektrometrie liegen die Forschungsschwerpunkte heute bei der angewandten Physik und der interdisziplinären Forschung. Mit kernphysikalischen Analysemethoden wird z.B. die Zusammensetzung von Hochtemperatursupraleitern untersucht. Die in Deutschland erstmals in Garching entwickelte Beschleunigermassenspek-

trometrie erlaubt die Messung von mikroskopischen Konzentrationen von Radioisotopen. Mit ihr kann ein ^{36}Cl-Atom unter einer Milliarde Chlor-Atomen nachgewiesen werden. So wurde das Alter von Grundwasser in einer wasserführenden Sandsteinschicht nach einer Fließstrecke von 100 km zu einer Million Jahre gemessen. Das entspricht einer Fließgeschwindigkeit von 1 Meter in 10 Jahren. Zum Vergleich: vom GSF-Institut für Hydrologie abgeschätzt ist das Münchner Brauereiwasser etwa 10 000 bis 14 000 Jahre alt. Andere Objekte sind die Bestimmung von Erosionsraten über die Messung der Konzentration von Radioisotopen, die über die Höhenstrahlung in der Erdkruste erzeugt wurden, oder Tests von fundamentalen Prinzipien in der Physik, wie dem Pauliprinzip, das es verbietet, daß mehr als ein Elektron oder Proton einen quantenmechanischen Zustand besetzt.

3 Sicherheitshinweise

3.1 Mögliche Gefahrenquellen im Labor

Mögliche Gefahrenquellen sind im Folgenden aufgelistet. Während des Experimentes am Tandembeschleuniger wird zu jeder Zeit ein Betreuer anwesend sein. Wenn Sie sich über die Folgen Ihres Handelns nicht sicher sind, fragen Sie zuvor Ihren Betreuer um unnötige Risiken zu vermeiden.

- Hochspannung: Die Detektoren werden bei einer Spannung von bis zu 50V betrieben. Nur geeignete HV-Kabel sind zu verwenden.
- Das Essen und Trinken in Laboren und Werkstätten ist nicht erlaubt.
- Im Labor und in den Werkstätten ist festes Schuhwerk zu tragen.
- Das Arbeiten mit Radioaktivität erfordert besondere Vorsichtsmaßnahmen und Wissen des Nutzers. Bitte lesen Sie hierzu das folgende Kapitel.

3.2 Grundlagen des Strahlenschutzes

Die laut §55 der StrlSchV vom 20.07.01 zulässige Dosis für beruflich strahlenexponierte Personen ist: 20 mSv/Jahr.
Für ein ungeborenes Kind, das aufgrund der Beschäftigung der Mutter einer Strahlenexposition ausgesetzt ist, beträgt der Grenzwert der Dosis aus äußerer und innerer Strahlenexposition vom Zeitpunkt der Mitteilung über die Schwangerschaft bis zu deren Ende 1 mSv.

Einheit: Sievert 1Sv = 100 rem = 1 J/kg

Nach medizinischen Untersuchungen ergeben diese Dosen keine somatischen oder chronischen Schäden. Wegen der genetischen Schäden wollen wir diese Dosen jedoch nicht erreichen. Ein genetischer Schaden kann durch die geringste Dosis hervorgerufen werden und ist irreparabel, weil bei der Zellteilung immer wieder die gleiche (kranke) Zelle entsteht. Die Mutation ist meist rezessiv, also in der ersten Nachfolgegeneration nicht zu erkennen. Ein bestehender Erbschaden wird aber immer weitervererbt.

Deshalb: So wenig Strahlung wie möglich abbekommen!

- Betreten der Hallen:
  Um die Strahlendosis so gering als möglich zu halten, wollen wir folgende Regel beachten:

mehr als 1 mSv/h	:	nicht betreten.
0.1-1 mSv/h	:	wenige Minuten, um einen Handgriff zu tun.
20-100 μ Sv/h	:	nicht länger als 1/2 Stunde.
5-20 μ Sv/h	:	nicht länger als zwei Stunden.
weniger als 5 μ Sv/h	:	keine Beschränkung.

Mit dieser Regelung erhalten wir maximal etwa 2 mSv/Jahr, was etwa der Belastung durch die natürliche Strahlung entspricht. Diese Dosis dürfte vertretbar sein.Ein Monitor im Kontrollraum zeigt den Strahlenpegel im gesmaten Kontrollbereich.

- Strahlenmeß- und Warnanlage:

  - Gelbes Blinklicht: Achtung Strahl! Vorsicht geboten! Operateur fragen!

  - Blaues Blinklicht: Halle verlassen! (und Hupe) Akute Gefahr!

- **Rauchen, Essen und Trinken sind im Kontrollbereich untersagt!**

- Bitte immer Dosimeter tragen, wenn Sie den Kontrollbereich betreten. Dies ist die einzige Möglichkeit, Ihre Personendosis zu messen und eventuelle Schäden frühzeitig zu erkennen. Die Stabdosimeter sind arbeitstäglich abzulesen (ab 0.2 mSv (=20 mrem) Meldung an den Strahlenschutz).

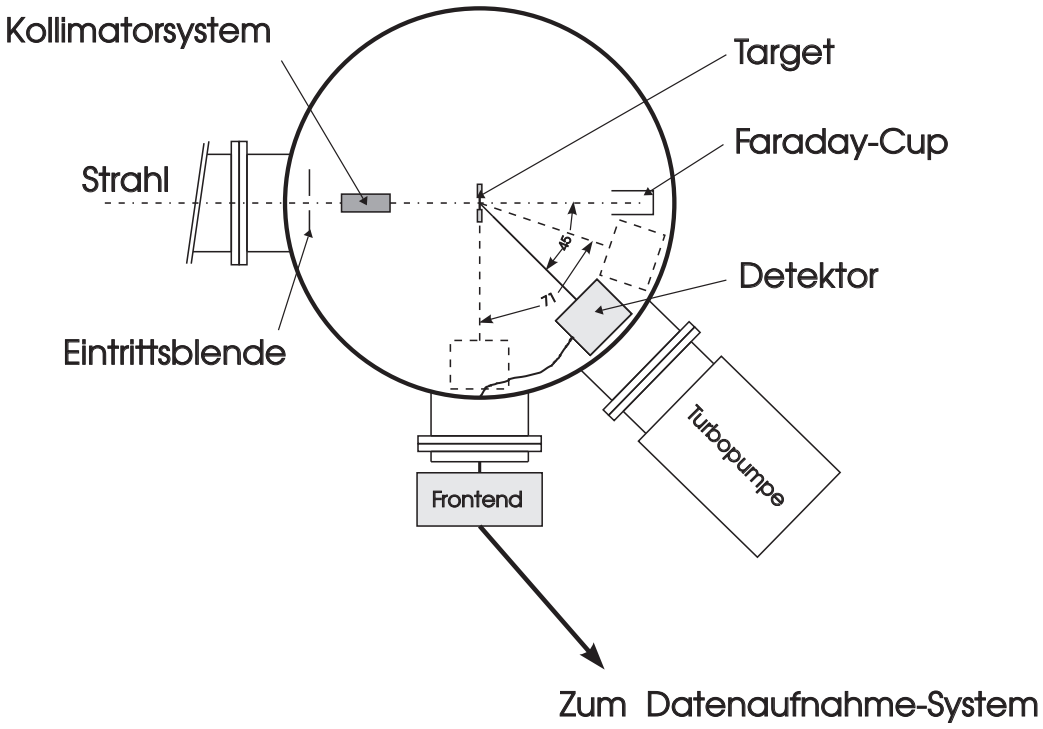

Abbildung 9: Aufbau der Experimentierapparatur.

4 Versuchsaufbau und Durchführung

4.1 Mechanischer Aufbau

Der Versuch wird in der Targethalle II des Beschleunigerlabors in der auf dem Lageplan (Abbildung 8) mit Nr. 15 gekennzeichneten Schwerionenstreukammer aufgebaut. Zu dieser Streukammer wird der Teilchenstrahl durchgehend in evakuierten Strahlrohren geführt, wobei eine große Zahl von magnetischen Ablenkeinrichtungen nötig ist, um den Strahl auf das Target im Zentrum der Streukammer zu fokussieren. Kontrolliert wird die Strahlführung im Kontrollraum des Beschleunigers von hierfür zuständigen Operateuren, die den Experimentatoren den Teilchenstrahl bis zum jeweiligen Experiment "fädeln". Der prinzipielle Aufbau in der Streukammer (Halle II $-10°$) ist in Abbildung 9 gezeigt. Der Teilchenstrahl tritt von links in die Streukammer ein und wird durch eine Blende und ein Kollimatorsystem auf das Target geführt, welches durch den Deckel der Streukammer vakuumdicht eingeschoben wird. Die Strahlteilchen, die das Target unabgelenkt passieren, werden in einem sog. Faraday-Cup aufgefangen, welcher auch zur Überwachung des

Strahlstroms verwendet wird. Am Boden der Streukammer befindet sich eine ebenfalls vakuumdichte Drehdurchführung, die es dem Experimentator gestattet, die Winkelposition seines Detektorsystems von außen zu verändern, ohne die Streukammer zu öffnen und diese damit belüften zu müssen. Direkt in bzw. an der Streukammer sind Teile der analogen Elektronik angebracht, um Störungen der empfindlichen Signale auf langen Leitungswegen zu vermeiden. Alle elektrischen Anschlüsse müssen ebenfalls vakuumdicht ausgeführt sein. Neben dem eigentlichen Experimentaufbau sind an der Streukammer noch Vakuumpumpen und -meßgeräte angebracht, mit denen während des Experiments das Vakuum in der Kammer aufrechterhalten und kontrolliert wird.

4.2 Teilchendetektoren

Halbleiterzähler arbeiten wie Festkörperionisationskammern. Ein geladenes Teilchen – im Falle des Photon-Nachweises ein Photoelektron – erzeugt auf seinem Weg durch einen Kristall Elektron-Lochpaare. Der Kristall befindet sich zwischen zwei Elektroden, die ein elektrisches Feld erzeugen. Beim Ionisationsprozess in Halbleitern erhalten die Elektronen durch Stöße des geladenen Teilchens Anregungsenergien bis zu 20 keV. Dabei werden sie aus Valenzbändern in das Leitfähigkeitsband gehoben und hinterlassen im Valenzband ein Loch. Bei sekundären Prozessen geben Elektronen dann ihre Energie allmählich durch Erzeugung weiterer Elektron-Loch-Paare (Exzitonen) und durch Anregung von Gitterschwingungen (Phononen) ab. Zurück bleibt entlang der Bahn des primären geladenen Teilchens ein Plasmaschlauch mit hoher Konzentration von Elektronen und Löchern (10^{15} – $10^{17}/\mathrm{cm}^3$). Gelingt es, die Elektronen auf der Anode sammeln, bevor sie mit Löchern rekombinieren, so erhält man dort eine Ladungsmenge, mit der das primäre Teilchen nachgewiesen und die durch Ionisation deponierte Energie gemessen werden kann. Um ein Elektron-Loch-Paar in Silizium (Germanium) zu erzeugen, wird nur 3.6 eV (2.8 eV) Ionisationsenergie benötigt gegenüber 20 bis 40 eV in Gasen. In Szintillationzählern sind sogar 400 bis 1000 eV nötig, um über den optischen Szintillationsprozess ein Photoelektron in der Photokathode auszulösen.

Als Material für solche Festkörperzähler dienen hochreine Halbleiter-Einkristalle aus Silizium oder Germanium. Diese Halbleiter werden als Dioden in Sperrichtung betrieben, um im Kristall hohe elektrische Feldstärken zur Sammlung der Elektronen zu erzeugen. Praktische Verwendung haben drei Typen von Halbleiterdetektoren gefunden: Dioden mit p-n Übergang, mit Oberflächensperrschicht und mit p-i-n Struktur.

Ein p-n-Übergang in Halbleitern ist die Grenzschicht zwischen einer mit p-

Störstellen (Elektronen-Akzeptoren) dotierten Zone mit Löcher-Leitung und einer mit n-Störstellen (Elektronen-Donatoren) dotierten Zone mit Elektronenleitung. Ein unsymmetrischer p-n-Übergang besteht dann aus schwach dotiertem Material, das von einer Oberfläche her mit einer dünnen, aber stark dotierten n-Schicht versehen wurde. An der Grenzfläche zwischen den verschiedenen Dotierungen bildet sich eine Ladungs-Doppelschicht aus. Durch die sich daraus ergebende Potentialdifferenz entsteht ein Ladungsträgerstrom, der zu einer Verarmung der Grenzschicht an freien Ladungsträgern führt (Verarmungszone, Sperrschicht). Diese n-p-Schicht verhält sich wie eine Diode. Im Bändermodell des Halbleiters entsteht die Potentialdifferenz und die Verformung des Valenz- und Leitfähigkeitsbandes dadurch, daß im n-dotierten Halbleiter das Fermi-Niveau höher liegt als beim p-dotierten. Da das Fermi-Niveau in der zusammengefügten p- und n-Schicht gleich sein muß, verschieben sich die Bänder. Legt man eine äußere Spannung in Sperrrichtung an, d.h. negative Spannung an die p-Schicht, so vergrößert sich die Tiefe der Verarmungszone. Da die an die Sperrschicht angrenzenden Zonendes Kristalls höhere Leitfähigkeit als diese haben, fällt der größte Teil der angelegten Spannung über der Sperrschicht ab. Die Feldstärke ist also dort am größten und reicht aus, um den überwiegenden Teil der freien Elektronen aus der Sperrschicht abzusaugen, bevor diese rekombinieren können. In einem vereinfachten eindimensionalen Modell kann die Dicke der Sperrschicht berechnet werden. Die Poisson-Gleichung für das Potential U(x) bei einer Ladungsdichte ρ lautet:

$$\frac{d^2U(x)}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon_0\varepsilon} \tag{43}$$

und mit $E_x = \frac{dU}{dx}$

$$\frac{dE_x(x)}{dx} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon_0\varepsilon} \tag{44}$$

. Seien N_D und N_A die Dichten der Donor- bzw. Akzeptor-Verunreinigungen, und die asymmetrische Doppelschicht der Dotierung ergibt die Ladungsverteilung

$$\rho(x) = \begin{cases} eN_D & \text{für } -a < x \leq 0 \\ -eN_A & \text{für } 0 < x \leq b \end{cases}$$

mit $N_D \gg N_A$ und $a < b$. Die Randbedingungen für das elektrische Feld sind $E_x(-a) = 0 = E_x(b)$. Die erste Integration von Gl. (43) ergibt damit:

$$\frac{dU}{dx} = \begin{cases} -\frac{eN_D}{\varepsilon_0\varepsilon}(x+a) & \text{für } -a < x \leq 0 \\ \\ +\frac{eN_A}{\varepsilon_0\varepsilon}(x+b) & \text{für } 0 < x \leq b \end{cases}$$

Für das Potential gelten die Randbedingungen $U(-a) = 0$ und $U(b) = -U_0$ Dann liefert die zweite Integration

$$U(x) = \begin{cases} -\frac{eN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon}(x+a)^2 & \text{für } -a < x \leq 0 \\ \\ +\frac{eN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon}(x+b)^2 - U_0 & \text{für } 0 < x \leq b \end{cases}$$

Die Lösung für $U(x)$ muß bei $x = 0$ stetig sein, und die Ladungen in der Doppelschicht kompensieren sich ($N_D a = N_A b$), so daß sich ergibt:

$$b(a+b) = \frac{2\varepsilon_0\varepsilon U_0}{eN_A} \tag{45}$$

. Wegen $N_D \gg N_A$ ist die Schichtdicke b der p-Dotierung viel größer als a, und deshalb $d = a + b \approx b$, so daß

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon U_0}{eN_A}} \tag{46}$$

Da die Konzentration von Störstellen umgekehrt proportional zum spezifischen Widerstand ρ_p des Basismaterials (pSi), multipliziert mit der Beweglichkeit μ der Ladungsträger, ist, d.h. $1/(eN_A) = \rho_p\mu$, lautet eine andere Form der Beziehung (46):

$$d \approx \sqrt{2\varepsilon_0\varepsilon U_0\rho_p\mu} \tag{47}$$

Die höchste Feldstärke ergibt sich bei $x = 0$;

$$E_x(0) = \sqrt{\frac{2eN_A U_0}{\varepsilon_0\varepsilon}} = \frac{2U_0}{d} \tag{48}$$

Für $d = 100\,\mu m$ und $U_0 = 200$ V ist $E_x(0) = 4 \cdot 10^6$ V/m; dies genügt, um einen großen Teil der durch Ionisation im Silizium freigesetzten Elektronen und Löcher zu trennen und die Elektronen zur Anode zu ziehen. Die Sammelzeiten t_c können abgeschätzt werden: für eine Zählerdicke s von 300μm, ein mittleres Feld von $2 \cdot 10^5$ V/m und eine Elektronenbeweglichkeit von $\mu = 2 \cdot 10^4\, cm^2/Vs$ ergibt sich

$$t_c = \frac{s}{\mu E} \sim 1ns \tag{49}$$

Eine Sperrschicht kann auch durch einen Metall-Halbleiter-Kontakt erzeugt werden. Gebräuchlich sind Zähler, bei denen auf einen n-dotierten Silizium-Einkristall eine Goldschicht aufgedampft wird. Zählerflächen bis zu 10 cm^2 bei einer Sperrschichtdicke von 50 μm oder Flächen von 1 cm^2 mit einer

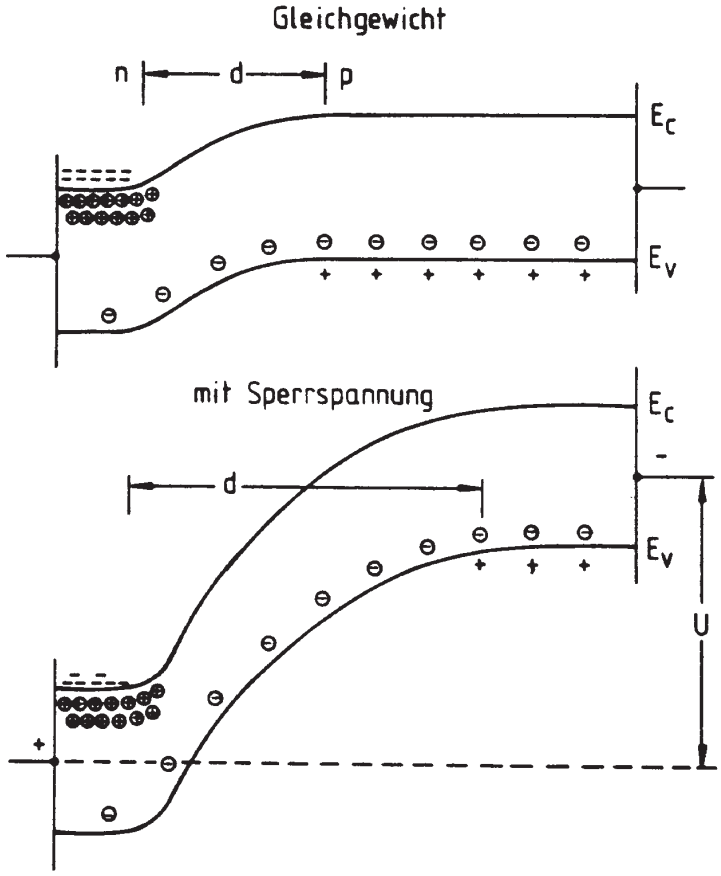

Abbildung 10: Bandstruktur eines unsymmetrischen p-n Überganges; d Dicke der Verarmungszone, E_c untere Grenze des Leitungsbandes , E_v obere Grenze des Valenzbandes, U Sperrspannung

Dicke bis zu 2mm sind herstellbar. Setzt man in Gl. (47) Zahlenwerte für die Konstanten ein, so hängt für die beiden erwähnten Zählertypen die Dicke der Sperrschicht in folgender Weise von der angelegten Sperrspannung U und dem spezifischen Widerstand ρ eines Silizium-Kristalls ab:

$$d = 0.309\sqrt{U \cdot \rho_p} \quad \text{für p-dotiertes Si [} d \text{ in } \mu m, U \text{ in } V, \rho \text{ in } \Omega cm] \quad (50)$$

$$d = 0.505\sqrt{U \cdot \rho_n} \quad \text{für n-dotiertes Si [} d \text{ in } \mu m, U \text{ in } V, \rho \text{ in } \Omega cm] \quad (51)$$

Besonders dicke Verarmungszonen können dadurch gewonnen werden, daß man zwischen einer n- und einer p-dotierten Zone im Halbleiterkristall eine Schicht erzeugt, in der die Störstellen vollständig durch Eindriften von Io-

nen der entgegengesetzten Elektronenaffinität kompensiert werden. Als Ausgangsmaterial verwendet man z.B. mit Bor dotiertes p-Silizium mit spezifischem Widerstand von 100 bis $1000\Omega cm$. Dann werden Lithiumionen (Donatoren) von einer Oberfläche des Kristalls her eindiffundiert. An dieser Oberfläche bildet sich dadurch eine n-Schicht, und in einem Zwischengebiet kann der Diffusionsprozess so gesteuert werden, daß die Anzahl der Li-Ionen gerade gleich derjenigen der B-Ionen wird, wodurch der spezifische Widerstand in dieser Verarmungszone auf $3 \cdot 10^5 \Omega cm$ ansteigt. Dies ist der Wert des spezifischen Widerstandes für Eigenleitung des Silizium ohne Störstellen, weshalb die Schicht i-Schicht ("intrinsic conductivity", Eigenleitung) genannt wird. Bei einer angelegten äußeren Sperrspannung wird diese gesamte Verarmungszone zur Sperrschicht. Auf diese Weise sind Sperrschichten mit bis zu 5 mm Dicke herstellbar. Betrachten wir das Reichweitendiagramm, so ergibt sich daß mit solchen Zählern α-Teilchen mit Energien bis zu 200 MeV und Elektronen mit Energien bis zu 2 MeV in der Sperrschicht absorbiert werden können, d.h. daß die gesammelte Ladung in diesem Energiebereich zur Energie E_0 des einfallenden Teilchens proportional ist. In diesem Bereich ist die Energieauflösung der Halbleiterzähler besser als die anderer Detektoren. Die Anzahl n der freigesetzten Elektron-Loch-Paare ist $n = E_0/W_i$ mit $W_i =$ 3.6 eV (2.8 eV) für Si(Ge). Die statistische Schwankung dieser Zahl ist $\sqrt{n}$. Diese wird hier sogar noch durch den sog. Fano-Effekt (der Energieverlust in Materie ist kein rein statistischer Prozess) reduziert, so daß $\sigma_n = \sqrt{nF}$ mit dem Fano-Faktor $F \approx 0.09$ bis 0.14 in Si und $F \approx 0.06$ bis 0.12 in Ge bei einer Temperatur von 77 K. Die relative Energieauflösung ist dann

$$\frac{\sigma(E)}{E_0} = \sqrt{\frac{FW_i}{E_0}} \tag{52}$$

Für einen Germanium-Zähler erwartet man also als bestmögliche Energieauflösung für ein Photon der Energie $E_0 = 8$ MeV: $\sigma(E)/E_0 = 1.5 \cdot 10^{-4}$ und für ein Photon mit $E_0 = 122$ keV: $\sigma(E)/E_0 = 1.2 \cdot 10^{-3}$. Tatsächlich sind bei diesen beiden Energien Auflösungen von $5.4 \cdot 10^{-4}$ bzw. $7.1 \cdot 10^{-3}$ gemessen worden, also Werte, die an die prinzipiell erreichbaren nicht ganz herankommen.

4.3 Analoge und digitale Signalverarbeitung

Die im Detektor erzeugten Signale müssen elektronisch weiterverarbeitet werden. Dazu dient ein recht ausgefeiltes System diverser elektronischer Komponenten. Diese sind teilweise standartisiert im Handel erhältlich oder im hausinternen Elektroniklabor angefertigt. Daher werden in diesem Experiment auch anschaulich grundlegende Elektronikkenntnisse vermittelt.

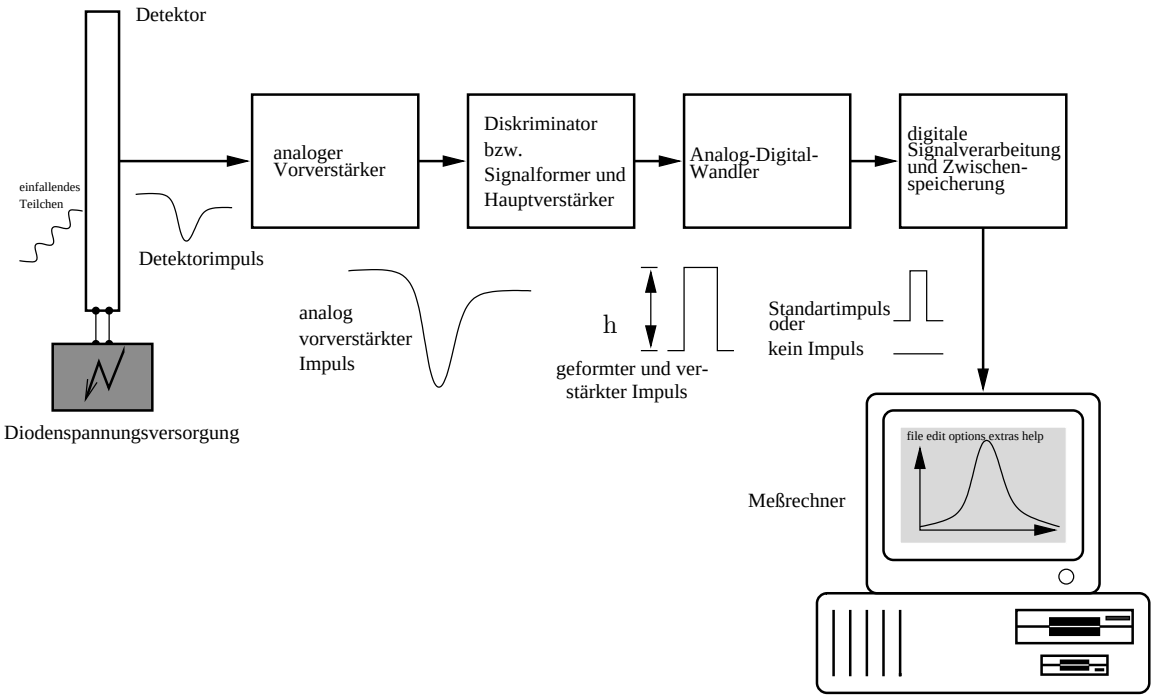

Abbildung 11: schematischer Aufbau der Datenaufnahme des Experiments

Zunächst werden die Signale von beiden Seiten des Detektors getrennt auf analoge Vorverstärker geführt, die die erzeugte Ladung integrieren, verstärken und in ein Spannungssignal umwandeln. Dieses wird sowohl an einen Pulsformer und Hauptverstärker, als auch parallel dazu an einen Diskriminator geschickt, der falls das Signal einen bestimmten Schwellenwert überschreitet einen Rechteckimpuls liefert und die Triggerlogik in Gang setzt. Damit wird dem AD-Wandler gesagt, wann das Signal kommt, das er registrieren soll. Der AD-Wandler schickt die binären Informationen dann an einen Meßrechner, der die Daten aufzeichnet. Hier läuft außerdem ein C++ Programm, mit dem die Daten aufbereitet und visualisiert werden.

Physikalisch arbeiten wir mit 4 Kanälen (2 Seiten an 2 Detektoren). Die Ladung, die beim eintreffen eines Teilchens entsteht, wird in dem Detektor einer sogenannten PSD (Position Sensitive Diode) mit Hilfe einer Widerstandsschicht an der Oberfläche des Detektors aufgeteilt und anteilig zu beiden Seiten des Zählers abgeführt. Die Ortsinformation ergibt sich also aus der Differenz beider Signale, die Gesamtenergie aus ihrer Summe.

4.4 Versuchdurchführung

Ihre Aufgabe in diesem Versuch ist es, den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines ^{58}Ni Ions an einem ^{58}Ni Target zu ermitteln. Die von Ihnen ermittelten Werte sollen dann in einer Auswertung mit einer Vorhersage aus der Theorie verglichen und etwaige Abweichungen mit Hilfe von physikalischen Argumenten begründet werden. In den vorhergehenden Kapiteln dieser Anleitung haben Sie sowohl den Versuchsaufbau als auch die Methode der Messung kennengelernt.

Die Versuchsdurchführung kann in 3 Abschnitte eingeteilt werden.

1. Am Morgen des ersten Tages werden in einem Seminar die Themen Strahlenschutz, Ablauf des Experiments und physikalisches Verständnis diskutiert. Die Praktikumsgruppen bekommen im Voraus einfache Themen zur Vorbereitung zugewiesen.

   Beispiele:

   (a) Kinematische Betrachtungen von Stoßvorgängen

   (b) Energieverlust hochenergetischer Teilchen in Materie

   (c) Aspekte der Mottstreuung

   (d) ....

   Im Anschluss findet eine einstündige Tour durch das Beschleunigerlabor statt. Am Nachmittag beginnen die einzelnen Gruppen im Schichtbetrieb das Experiment aufzubauen.

2. Am zweiten Tag wird der Aufbau im Schichtbetrieb vervollständigt.

3. Am letzten Tag wird das eigentliche Experiment durchgeführt und ausgewertet.

Die Analyse der Daten ist Teil Ihrer schriftlichen Auswertung. Während des gesamten Experiments wird ein Protokollbuch geführt, von dem Sie eine Abschrift erhalten. Es ist von elementarer Bedeutung, daß dort alle Schritte des Experiments, alle Parameter und auch Überlegungen sowie Skizzen sauber und eindeutig aufgezeichnet werden. Was hier vergessen wird, kann unter Umständen den Erfolg des ganzen Experiments gefährden, da die Informationen eventuell nicht mehr rekonstruierbar sind.

Der Versuch selbst wird ungefähr so ablaufen:

- Nachdem Sie die Apparatur kennengelernt haben, werden zunächst die verschiedenen Komponenten für die Messung in die Vakuumstreukammer eingebaut.

- Danach wird die elektronische Signalverarbeitung und Datenaufnahme verkabelt und mit Hilfe von Testimpulsen erprobt.

- Nun können Detektoren und Datenaufnahme mit einer ^{241}Am Quelle eingestellt werden. Damit ist schon ein experimentähnlicher Zustand erreicht, mit dem Unterschied, daß die Teilchen nicht aus dem Target kommen.

- Nun wird als letztes das Target in die Streukammer eingebaut, die dann bis in den Hochvakuumbereich von 10^{-6} mbar leergepumpt wird.

- Anschließend wird vom diensthabenden Operateur der Tandem hochgefahren und der Strahl durch viele Meter Strahlrohr zum Experiment gefädelt. Dies wird durch Variation der Magnetströme vieler Dipole und Quadrupole in Wechselwirkung mit diversen Strahlsonden erreicht. Dort kann der Strahlstrom gemessen werden, und Sie können die Signale der Detektoren mit Hilfe eines Oszilloskopes prüfen

- Dann kommt der eigentlich Meßteil: Der Detektor ist dabei in mehreren Schritten in der Kammer zu positionieren und für jede der Winkelstellungen sind Zählraten, Strahlströme und alle anderen relevanten Parameter aufzuzeichnen.