
Konzeption und Realisierung eines
Praktikumsversuches zur Demonstration von
grundlegenden Detektorprinzipien

MASTERARBEIT IN PHYSIK

von

JOHANNES HELLMUND

im Juli 2013 vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

angefertigt im

III. Physikalischen Institut A

Prof. Dr. Thomas Hebbeker

Zweitgutachter

Prof. Dr. Christopher Wiebusch

Kurzdarstellung

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es ein Experiment zu konzipieren und realisieren, das den zukünftigen Studenten des Fortgeschrittenenpraktikums im Studiengang Physik grundlegende Prinzipien eines Teilchendetektors demonstriert. Als Teilchenquelle wird ^{90}Sr verwendet, das über den β -Übergang nach ^{90}Y (Zerfallsenergie 546 keV) und darauffolgend nach ^{90}Zr (Zerfallsenergie 2280 keV) zerfällt.

Zu den betrachteten Prinzipien gehören eine Impulsmessung im Magnetfeld mittels eines selbst zu bauenden Impulsspektroskops und die Messung des Energieverlusts pro Wegstrecke von Elektronen in einem Szintillator. Zusätzlich soll der Effekt der Vielfachstreuung nachvollzogen werden. Zur Arbeit gehört auch das Erstellen einer Anleitung, um die Studenten auf den Versuch vorzubereiten.

Es wird auf die theoretischen Grundlagen eingegangen, die notwendig sind um die Effekte die während des Experimentes auftreten zu verstehen. Dabei wird auf den β -Zerfall und seine Besonderheiten, die Lorentzkraft, die für die Impulsmessung eine wichtige Rolle spielt und dE/dx von Elektronen in Materie für die Energiemessung genauer eingegangen.

Als Anwendung sollen die Praktikanten die Zerfallsenergie von ^{90}Y bestimmen, einmal direkt über die Elektronimpulsmessung, sowie einmal über den Energieverlust pro Wegstrecke im Szintillator.

Das dritte Kapitel stellt die verwendete Hardware vor, bevor sich die nachfolgenden Kapitel mit jeweils einem der oben genannten Effekte beschäftigen. Dabei wird so vorgegangen, dass zuerst die Vorüberlegungen dargestellt werden, bevor der verwendete Aufbau gezeigt und das Messverfahren aufgezeigt wird. Die Durchführung der einzelnen Versuche wird detailliert beschrieben, die optimalen Parameter vorgestellt, die Messungen ausgewertet und die Ergebnisse betrachtet. Dabei fällt auf, dass nicht alle Strontiumquellen die im Praktikum vorhanden sind verwendet werden können, da einige zu stark abgeschirmt werden und so ihr Spektrum verformt wird. Des Weiteren stellt man fest, dass der verwendete Szintillator einen zusätzlichen, nicht im Handbuch angegebenen Absorber besitzt, was vom Hersteller nach Nachfrage bestätigt wird.

Im Rahmen der Fehler stimmen Messergebnisse und Theorie überein. Für den Effekt der Vielfachstreuung ist nur eine qualitative Betrachtung möglich, da keine monoenergetischen Teilchen zur Verfügung stehen. Nichtsdestoweniger tritt die Vielfachstreuung deutlich auf und kann gut nachvollzogen werden.

Abstract

The aim of this thesis is the design and realization of a lab experiment, which demonstrates basic detector principles. The experiment is going to be used in the Advanced Laboratory. As a particle source ^{90}Sr is used, which decays through β -decay to ^{90}Y (decay energy 546 keV) which decays subsequently through β -decay to ^{90}Zr (decay energy 2280 keV).

The detector principles being focused on are a momentum measurement in a magnetic field with a self-constructed spectroscope and the measurement of energy loss per path length of electrons with a scintillator. Additionally, the effect of Multiple Scattering is going to be studied. Another part of this thesis is to create a manual which prepares the students for this experiment.

The theoretic background, which is necessary to understand the effects which will appear during the experiment, is presented in a short and precise way. Especially the β -decay and its characteristics, the Lorentz force and dE/dx of electrons in matter is treated in detail.

As an exercise, the students will measure the decay energy of ^{90}Y , once via the momentum measurement, and once by measuring the energy loss per pathlength in the scintillator.

The third chapter shows the used hardware, followed by chapters where each of the mentioned principles is dealt with. In each chapter the preliminary considerations are shown first, followed by depicting the used experimental setting and explaining the measurement. The process of each experiment is described and the optimal parameters are shown; furthermore the measurements are analyzed and the results are discussed.

One sees that not every ^{90}Sr source available in the laboratory is suitable, due to heavy shielding of some sources. This deforms the emitted β -spectra. Moreover it becomes apparent that the used scintillator has an additional absorber which is not mentioned in the manual but is confirmed by the manufacturer.

Within their uncertainties, the experimental results agree with the theory. For the effect of Multiple Scattering only a qualitative examination is possible, because no monoenergetic particles are available. Nevertheless, the Multiple Scattering is clearly observable in the experiment and can be well understood.

Inhaltsverzeichnis

1. Theorie	1
1.1. Der β -Zerfall	1
1.1.1. Das β -Spektrum	1
1.1.2. Fermi-Korrektur	3
1.1.3. Erlaubte und Verbotene Übergänge	3
1.1.4. Kurie-Diagramm	6
1.2. Lorentzkraft	7
1.3. dE/dx von Elektronen in Materie	11
1.3.1. Ionisation	11
1.3.2. Bremsstrahlung	14
1.3.3. Spektrum des Energieverlustes	15
1.4. Vielfachstreuung	16
1.5. Absorption von β -Strahlung	17
2. Verwendete Hardware	18
2.1. Radioaktive Quelle	18
2.2. Szintillator und Geiger-Müller-Zählrohr	23
2.2.1. Szintillatoren	23
2.2.2. Vielkanalanalysator	24
2.2.3. Photomultiplier-Basis	25
2.2.4. Geiger-Müller-Zählrohr	25
2.2.5. Spannungsversorgung und Signalauslese	28
2.3. Magnet	29
2.4. Absorber	30
3. Impulsmessung von Elektronen im Magnetfeld	31
3.1. Versuchsaufbau	32
3.1.1. Betrachtung der systematischen Unsicherheiten	35
3.1.2. Impulsauflösung	37
3.2. Vorversuche zu den Eigenschaften des Magnetfeldes	39
3.2.1. Zeitlicher Verlauf des Magnetfeldes	39
3.2.2. Homogenität des Magnetfeldes innerhalb der Polschuhe	40
3.2.3. Fehlerabschätzung auf die Zählrate des Zählrohres	45
3.3. Durchführung	46
3.4. Kuriedarstellung und Bestimmung der Maximalenergie des ^{90}Sr -Spektrums	46

4. Energieverlust von Elektronen in Materie	52
4.1. Versuchsaufbau	52
4.2. Durchführung	52
4.3. Auswertung des Energieverlustes von Elektronen in Materie	56
4.3.1. Energie-Kanal-Kalibration	56
4.3.2. Kuriedarstellung und Bestimmung der Maximalenergie bei Aluminiumabsorbern unterschiedlicher Stärke	60
4.3.3. Kuriedarstellung unterschiedlicher Absorber mit jeweils 1 mm Dicke	69
4.3.4. Bestimmung der Elektronmasse aus Impuls- und Energiemessung	74
5. Vielfachstreuung von Elektronen	75
5.1. Versuchsaufbau	76
5.2. Durchführung	77
5.3. Auswertung	80
6. Ergebnisse	87
A. Anhang	88

1. Theorie

Zur Beschreibung von Energien und Impulsen werden in dieser Arbeit hauptsächlich natürliche Einheiten verwendet, das bedeutet es gilt $\hbar = c = 1$. Energie und Impulse werden in Elektronvolt eV angegeben, dies ist die kinetische Energie eines Elektrons nach Durchlaufen einer Beschleunigungsspannung von einem Volt, ein Elektronvolt entspricht $1.602 \cdot 10^{-19}$ J. Die Umrechnung in SI-Einheiten erfolgt mit $\hbar c = 197$ MeV fm. Die Energie eines Teilchens ist gegeben durch $E^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2 \Leftrightarrow E^2 = m^2 + p^2$. Somit ergibt sich [Energie]=[Masse]=[Impuls]. Da die Rechnungen dadurch an einigen Stellen transparenter sind, werden die Konstanten \hbar und c im Theorieteil dennoch explizit eingesetzt. Dies erleichtert den Studenten das Nachvollziehen der zugrunde liegenden Physik.

1.1. Der β -Zerfall

Als β -Zerfall bezeichnet man Kernzerfälle aufgrund der schwachen Wechselwirkung, die in Kernen mit einem großen Ungleichgewicht von Neutronen und Protonen vorkommen. Man unterscheidet die folgenden Prozesse, namentlich β^- - und β^+ -Zerfall:

$$\beta^- : n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad (1.1)$$

$$\beta^+ : p \rightarrow n + e^+ + \nu \quad (1.2)$$

Ersterer tritt in Nukliden mit einem Überschuss an Neutronen auf. Dabei wandelt sich ein Neutron in ein Proton um, wobei ein Elektron und ein Anti-Neutrino entstehen, die den Kern verlassen. Umgekehrt tritt der β^+ -Zerfall in Kernen mit vielen Protonen auf, hier wird ein Proton in ein Neutron umgewandelt, unter Emission eines Positrons und eines zugehörigen Neutrinos. Die freiwerdende Energie entspricht der Massendifferenz des Mutterkerns und seinem Zerfallsprodukt und liegt typischerweise in der Größenordnung von 1 MeV.

1.1.1. Das β -Spektrum

Das β -Spektrum hat im Gegensatz zum α -Zerfall keine bestimmte diskrete Energie, sondern ist kontinuierlich und reicht von null bis zur maximal verfügbaren Energie nach dem Zerfall. Ausgangspunkt zur Berechnung des Spektrums ist Fermis „Goldene Regel“, die die Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit von einem gewissen Anfangszustand in einen bestimmten Endzustand beschreibt [3]:

$$N(p_e) dp_e = w = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle \psi_f | \hat{H}_S | \psi_i \rangle \right|^2 \frac{dN}{dE_0} \quad (1.3)$$

Hierbei bezeichnet w die Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeit und dN/dE_0 die Zustandsdichte der möglichen Endzustände. Der zweite Faktor wird als Matrixelement bezeichnet, er beinhaltet die Wellenfunktionen des Anfangs- und Endzustandes, sowie den Hamiltonoperator, der den Übergang verursacht. In diesem Fall ist dies der Übergang eines Kerns durch β -Zerfall in den Zustand nach dem Zerfall mit einem Elektron mit einem Impuls zwischen p_e und $p_e + dp_e$.

Die Wellenfunktionen im Matrixelement lassen sich durch ebene Wellen darstellen. Dies ist möglich, da die schwache Wechselwirkung eine sehr kurze Reichweite hat und praktisch nur im Innern des Kerns stattfindet:

$$\psi(\vec{x}) \propto e^{i\vec{p}\vec{x}/\hbar} \approx 1 + i\frac{\vec{p}\vec{x}}{\hbar} - \frac{1}{2}\left(\frac{(\vec{p}\vec{x})}{\hbar}\right)^2 \quad (1.4)$$

Mit $p \sim 1\frac{\text{MeV}}{c}$ und $x \sim 10^{-15}\text{m}$ folgt $\frac{\vec{x}\vec{p}}{\hbar} \sim 10^{-2}$ und die Wellenfunktionen können als konstant im Bereich des Kernvolumens angenommen werden. Somit kann man das Matrixelement darstellen als

$$\left|\langle\psi_f|\hat{H}_S|\psi_i\rangle\right|^2 = \frac{g^2|M_{fi}|^2}{V^2} \quad (1.5)$$

mit g als Kopplungskonstante, die der Stärke der schwachen Wechselwirkung entspricht und $|M_{fi}|$ dem Kernmatrixelement, das die Wellenfunktionen enthält. Der Faktor V dient der Normierung der Wellenfunktionen, da man annimmt, dass die Wechselwirkung nur im Volumen V stattfindet. Anschaulich bedeutet dies, dass das Elektron und das Neutrino keinen Drehimpuls davontragen und es sich um einen 'erlaubten' Übergang handelt (siehe unten).

Um die Dichte der erlaubten Endzustände zu berechnen, muss die Aufteilung der Zerfallsenergie $E_0 = E_e + E_\nu$ auf Elektron und Neutrino berücksichtigt werden, wobei natürlich die Impulserhaltung gilt. Die Energien E_e und E_ν setzen sich zusammen aus der kinetischen Energie sowie der Ruheenergie des jeweiligen Teilchens. Da der emittierende Kern eine wesentlich größere Masse als die Massen der beiden Leptonen hat, kann seine Energie nach dem Zerfall vernachlässigt werden. Die gesamte Anzahl der Zustände dN setzt sich zusammen aus der Anzahl der Zustände von Elektron und Neutrino,

$$dN = dn_e dn_\nu \quad (1.6)$$

wobei Ort und Impuls über die Unschärferelation $d^3x d^3p \geq 2\pi\hbar$ zusammenhängen. Jeder Zustand nimmt im Phasenraum ein Volumen von h^3 ein, die Gesamtzustandsdichte ist somit

$$\frac{dN}{dE_0} = \frac{V}{(2\pi\hbar)^3} 4\pi p_e^2 dp_e \frac{V}{(2\pi\hbar)^3} 4\pi p_\nu^2 \frac{dp_\nu}{dE_0} = \frac{16\pi^2 V^2}{(2\pi\hbar)^6} p_e^2 p_\nu^2 \frac{dp_\nu}{dE_0} dp_e. \quad (1.7)$$

Dies ist möglich, da die schwache Wechselwirkung wie bereits erwähnt, nur eine sehr kurze Reichweite hat und damit praktisch nur im Kern stattfindet. Unter der Annahme, dass das Neutrino masselos ist folgt

$$p_\nu^2 dp_\nu = \frac{(E_0 - E_e)^2}{c^3} dE_0 \quad (1.8)$$

und damit

$$N(p_e)dp_e = \frac{2g^2}{(2\pi)^3 \hbar^7 c^3} |M_{fi}|^2 (E_0 - E_e)^2 p_e^2 dp_e = K |M_{fi}|^2 p_e^2 (E_0 - E_e)^2 dp_e. \quad (1.9)$$

Bezeichnet man E_e als die kinetische Energie des Elektrons, also die Energie die man im Szintillator tatsächlich misst, und ersetzt man dp_e durch dE_e , so ergibt sich

$$N(E_e)dE_e = K |M_{fi}|^2 (E_{max} - E_e)^2 \sqrt{E_e^2 + 2E_e m_e} (E_e + m_e) dE_e, \quad (1.10)$$

was man als Energiespektrum bezeichnet. Die in Gleichung 1.10 angegebene Größe E_{max} bezeichnet die maximale kinetische Energie des Elektrons. In der Literatur wird dieser Wert als charakteristische Zerfallsenergie des jeweiligen β -Zerfalles angegeben. Die in Gleichung 1.9 dargestellte Verteilung ist in Abbildung 1.1 für $Z = 0$ abgebildet.

1.1.2. Fermi-Korrektur

Bisher wurde noch nicht berücksichtigt, dass infolge der Coulombwechselwirkung mit dem Kern die Elektronen eine Abbremsung, bzw. die Positronen eine Beschleunigung erfahren. Wie stark der Effekt ist, hängt von der Kernladungszahl Z und dem Impuls des emittierten Teilchens ab, führt aber in beiden Fällen zu einer Verformung des Spektrums, siehe Abbildung 1.1. Die Korrektur ist gegeben als das Verhältnis der Betragsquadrate der Elektronwellenfunktion im Kern mit und ohne Coulombwechselwirkung

$$F(Z, p_e) = \frac{2\pi\eta}{1 - e^{\pm 2\pi\eta}}, \quad \text{mit } \eta = Z\alpha \frac{E_e + m_e}{p_e} \quad (1.11)$$

und wird auch als Fermifunktion $F(Z, p_e)$ bezeichnet. Das \pm im Exponenten der e-Funktion bezieht sich auf Positronen bzw. Elektronen. Die differentielle Impulsverteilung hat damit die endgültige Form,

$$\frac{dN}{dp_e} = K |M_{fi}|^2 F(Z, p_e)^2 p_e^2 (E_{max} - E_e)^2. \quad (1.12)$$

1.1.3. Erlaubte und Verbotene Übergänge

Bisher wurde zur Berechnung des β -Spektrums angenommen, dass das Matrixelement nicht von x und p abhängt. Genau genommen gilt dies aber nur für sogenannte "Erlaubte" Übergänge, bei denen das Elektron und das Neutrino keinen Drehimpuls aus dem Kern tragen. Erlaubte Übergänge haben eine große Übergangswahrscheinlichkeit, man unterscheidet zwischen zwei Fällen:

Fermi-Übergang:

Die Spins von Elektron und Neutrino sind antiparallel, sie bilden daher einen Singulett-Zustand ($s_\beta + s_\nu = 0$) und der Kernspin I ändert sich nicht ($\Delta I = 0$).

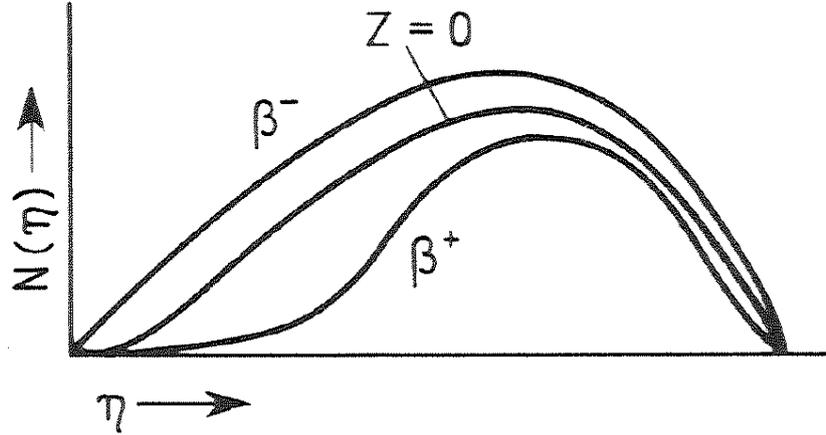


Abbildung 1.1.: Impulsspektrum mit und ohne Fermi-Korrektur (schematisch). Qualitativ angedeutet ist der Intensitätsunterschied, da Positronen ähnlich wie α -Teilchen die Coulomb-Barriere überwinden müssen [4].

Gamow-Teller-Übergang:

Elektron und Neutrino bilden einen Spin-Triplett-Zustand ($s_\beta + \bar{s}_\nu = 1$). Hier kann sich der Drehimpuls des Kerns um $\Delta I = \pm 1, 0$ ändern, nicht jedoch von $I = 0 \rightarrow I = 0$.

Andere Zerfälle bezeichnet man als “Verbotene” Übergänge, je höher der Verbotenheitsgrad ist, um so niedriger ist die Übergangswahrscheinlichkeit. Das bedeutet, dass die Wellenfunktion im Kern im Allgemeinen nicht mehr konstant ist, wie in Gleichung 1.4 angenommen, und man höhere Ordnungen der Näherung nicht mehr vernachlässigen kann. Damit ändert sich das Matrixelement. Ob ein Zerfall verboten oder erlaubt ist, lässt sich damit über folgende Überlegung beantworten. Die Gesamtzerfallswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit erhält man durch Integration des Impulsspektrums über alle möglichen Impulse (τ bezeichnet die mittlere Lebensdauer)

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \int_0^{p_{max}} \frac{dN}{dp_e} dp_e = K |M_{fi}|^2 \int_0^{p_{max}} F(Z, p_e) p_e^2 (E_{max} - E_e)^2 dp_e. \quad (1.13)$$

Ausgedrückt durch $W_e = \frac{E_e + m_e}{m_e c^2}$ als Gesamtenergie pro Elektronmasse folgt

$$\lambda = K' |M_{fi}|^2 \int_1^{W_{max}} F(Z, W_e) \sqrt{W_e^2 - 1} (W_{max} - W_e)^2 dW_e \quad (1.14)$$

wobei das Integral auch als Fermi-Integral $f(Z, W_{max})$ bezeichnet wird und nur noch von der Kernladungszahl Z und W_{max} abhängt. Ersetzt man die mittlere Lebensdauer durch die Halbwertszeit ergibt sich

$$\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} = K' |M_{fi}|^2 f(Z, W_{max}). \quad (1.15)$$

Als "ft-Wert" oder relative Halbwertszeit bezeichnet man

$$f(Z, W_{max}) t_{1/2} = \frac{\ln 2}{K' |M_{fi}|^2}. \quad (1.16)$$

Mit diesem Wissen und der Kenntnis über die Drehimpulsänderung des Kernes kann man abschätzen zu welchem Übergang ein Zerfall gehört. Den Wert des Fermi-Integrales $f(Z, W_{max})$ für verschiedene Z und W_{max} kann man zum Beispiel Abbildung 1.2 entnehmen, die Tabelle 1.1 gibt an, wie einzelne Übergänge einzuordnen sind.

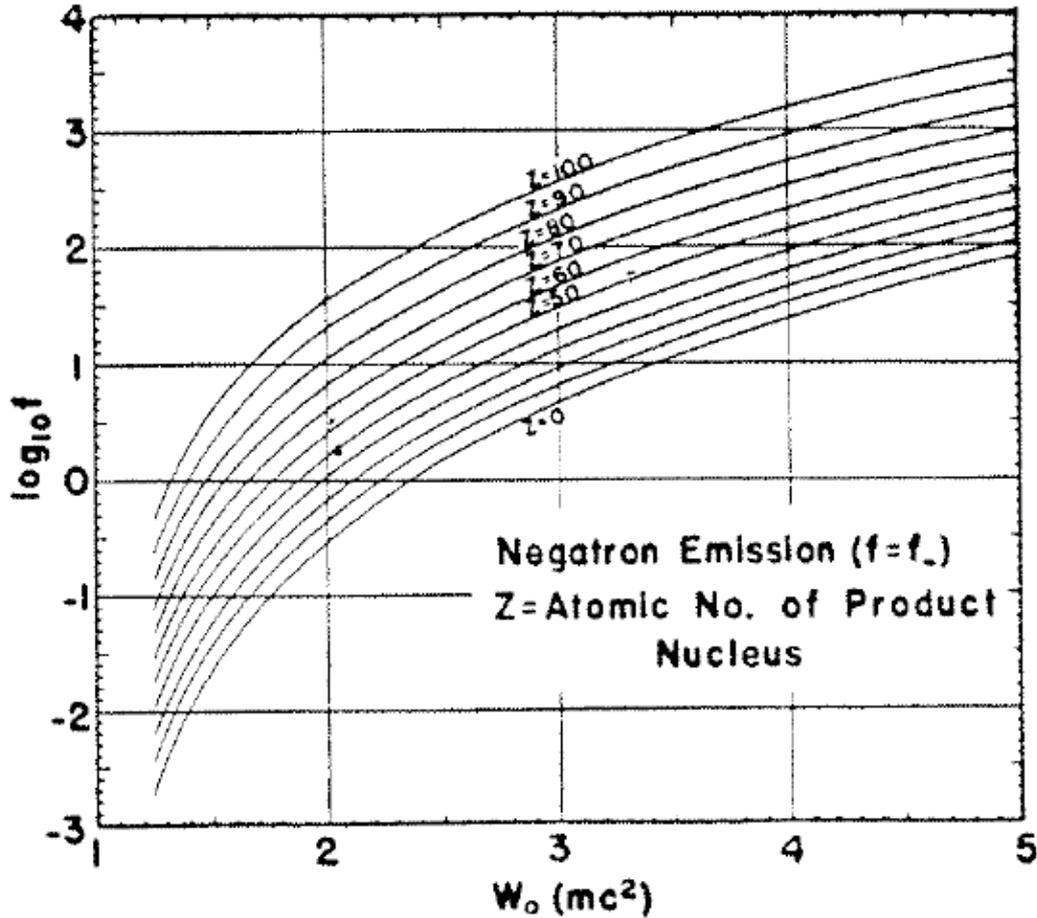


Abbildung 1.2.: Graphische Darstellung des Fermi-Integrals für unterschiedliche Kernladungszahlen aus [5]. Die Bezeichnung W_0 auf der x-Achse entspricht in der Arbeit W_{max} , also der Gesamtenergie des Elektrons in Einheiten seiner Ruhemasse.

Als Faustregel gilt, je verbotener der Übergang, um so größer ist die Lebensdauer und damit die Halbwertszeit. Die Einordnung der im Versuch verwendeten Quelle findet in Abschnitt 2.1 auf Seite 18 statt.

Art des Übergangs	Auswahlregeln		log (ft/s)	Beispiel-Isotop	Halbwertszeit
	Spin	Parität			
Übererlaubt	$\Delta I = 0, \pm 1$	(+)	$3,5 \pm 0,2$	^1n	11,7 m
Erlaubt	$0, \pm 1$	(+)	$5,7 \pm 1,1$	^{35}S	87 d
Einfach verboten	$0, \pm 1$	(-)	$7,5 \pm 1,5$	^{198}Au	2,7 d
“Unique” einfach verboten	± 2	(-)	$8,5 \pm 0,7$	^{91}Y	61 d
Zweifach verboten	± 2	(+)	$12,1 \pm 1,0$	^{137}Cs	30 a
Dreifach verboten	± 3	(-)	$18,2 \pm 0,6$	^{87}Rb	$6 \cdot 10^{10}\text{a}$
Vierfach verboten	± 4	(+)	22,7	^{115}In	$6 \cdot 10^{14}\text{a}$

Tabelle 1.1.: Tabelle zur Klassifizierung eines Überganges aus [4]. Die Unterscheidung erfolgt mit Hilfe des ft-Wertes, sowie der Spinänderung im Kern. Angeben sind außerdem einzelne Beispiele pro Übergang, von diesen wird allerdings nur ^{137}Cs in dieser Arbeit verwendet, dessen β -Spektrum im Szintillator nicht direkt sichtbar ist. Die Klassifizierung der im Versuch verwendeten Quelle findet im Abschnitt 2.1 auf Seite 18 statt.

1.1.4. Kurie-Diagramm

Trägt man nun $\sqrt{\frac{dN/dp_e}{F(Z,p_e)p_e^2}}$ gegen die kinetische Energie auf, so erhält man, sofern $|M_{fi}|^2$ tatsächlich konstant, ist eine Gerade, wie in Abbildung 1.3 dargestellt. Auf diese Art lässt sich die Maximalenergie als Schnittpunkt mit der x-Achse sehr genau bestimmen. Ein weiterer Vorteil ist, dass man Spektren, die aus mehreren Zerfällen bestehen, leicht voneinander trennen kann, da der Verlauf der Geraden im Fall von zwei Komponenten einen Knick aufweist. Auf diese Weise verwendet man einen Großteil des Spektrums

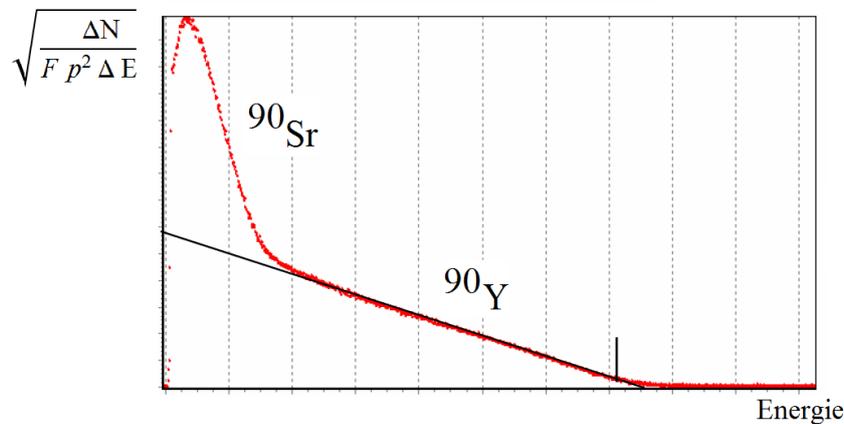


Abbildung 1.3.: Kurie-Diagramm am Beispiel des Energiespektrums von ^{90}Sr aus [6]. Die untere Gerade gehört zum ^{90}Y -Spektrum, während im niederenergetischen Bereich die Gerade aus dem ^{90}Sr -Zerfall hinzukommt. Für sehr niedrige Energien nimmt die Lichtausbeute des Szintillators ab, so dass die aufgetragene Größe gegen null geht und nicht wie erwartet die Y-Achse schneidet.

um die Maximalenergie zu bestimmen, anstatt nur einen kleinen Bereich in der Nähe des Endpunkts zu betrachten, was die Genauigkeit erhöht. Ein nicht zu unterschätzender Vorteil ist außerdem die Anpassung einer Geraden da die benötigte Rechenleistung nicht so groß ist, wie im Falle eines komplexeren Polynoms. Dies spielt heutzutage nur noch eine untergeordnete Rolle, konnte früher jedoch ein entscheidendes Kriterium sein.

1.2. Lorentzkraft

Die folgenden Abschnitte beruhen auf dem Buch von Wolfgang Demtröder [7], sowie dem Buch von Torsten Fließbach [8].

Zunächst wird der klassische Fall betrachtet. Bewegt sich ein elektrisch geladenes Teilchen durch ein elektromagnetisches Feld, so erfährt es eine Kraft, siehe Gleichung 1.17, die es von seiner ursprünglichen Bahn ablenkt.

$$\vec{F} = q (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.17)$$

Hierbei ist q die Ladung die das Teilchen mit sich führt und \vec{v} seine Geschwindigkeit, \vec{E} und \vec{B} sind die elektrische Feldstärke und die magnetische Flussdichte. Den ersten Summanden bezeichnet man als Coulombkraft \vec{F}_C . Diese Kraft beschleunigt das Teilchen gleichförmig, je nach Ladung, parallel oder antiparallel zu \vec{E} .

Der zweite Summand wird als Lorentzkraft \vec{F}_L bezeichnet und ist ebenfalls proportional zur elektrischen Ladung des Teilchens und desweiteren proportional zu seiner Geschwindigkeit. Die resultierende Kraft steht, aufgrund des Kreuzproduktes, senkrecht auf der von \vec{v} und \vec{B} aufgespannten Ebene, lenkt es also seitlich ab. Die Ablenkung ist maximal, wenn der Geschwindigkeitsvektor senkrecht zum Magnetfeld steht und null wenn \vec{v} parallel oder antiparallel zu \vec{B} steht. Dabei verrichtet ein konstantes Magnetfeld keine Arbeit, wie folgende Überlegung zeigt:

$$dW = \vec{F} \cdot d\vec{r} = \vec{F} \cdot \vec{v} dt = q (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \vec{v} dt = 0 \quad (1.18)$$

Dies bedeutet, dass sich die kinetische Energie und damit die Bahngeschwindigkeit des Teilchens nicht ändert, wenn es durch ein konstantes Magnetfeld abgelenkt wird.

Was passiert nun, wenn ein geladenes Teilchen in ein zeitlich konstantes und homogenes magnetisches Feld gerät, siehe Abbildung 1.4?

Das Koordinatensystem wird so gewählt, dass gilt,

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} v_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

und die zugehörige Bewegungsgleichung lautet

$$m \ddot{\vec{x}} = q \vec{v} \times \vec{B} \quad (1.20)$$

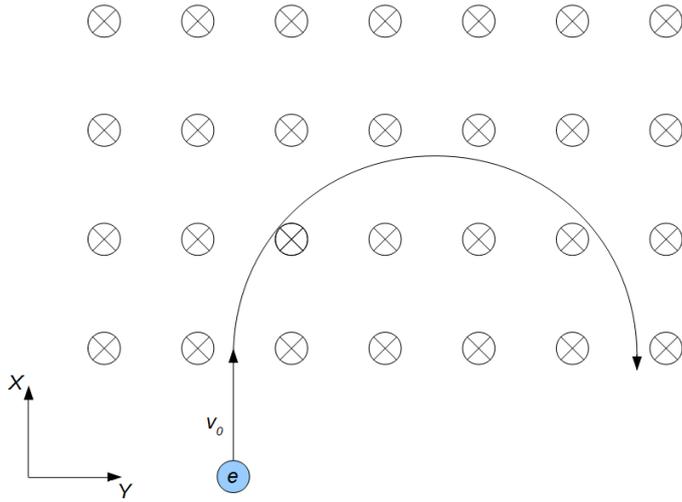


Abbildung 1.4.: Elektron im Magnetfeld

mit den Anfangsbedingungen

$$x(0) = 0, \quad y(0) = 0, \quad \dot{x}(0) = v_0, \quad \dot{y}(0) = 0 \quad (1.21)$$

wobei $t = 0$ den Zeitpunkt markiert, an dem das Elektron in das Magnetfeld eintritt. Für die einzelnen Komponenten gilt also, ohne explizites Ausschreiben der Zeitabhängigkeit:

$$\ddot{x} = \frac{q}{m} B \dot{y} \quad (1.22)$$

$$\ddot{y} = -\frac{q}{m} B \dot{x} \quad (1.23)$$

Dies stellt ein System von gekoppelten Differentialgleichungen dar, einmaliges Integrieren über die Zeit gibt

$$\dot{x} = \frac{q}{m} B y + C_1 \quad (1.24)$$

$$\dot{y} = -\frac{q}{m} B x + C_2 \quad (1.25)$$

wobei die Integrationskonstanten aus den Anfangsbedingungen $\dot{x}(0) = v_0$, $y(0) = 0$ und $\dot{y}(0) = 0$, $x(0) = 0$ zu $C_1 = v_0$ und $C_2 = 0$ bestimmt werden. Durch Einsetzen von Gleichung 1.25 in Gleichung 1.22 werden die Differentialgleichungen entkoppelt:

$$\ddot{x} = -\left(\frac{q}{m} B\right)^2 x \quad (1.26)$$

Gleichung 1.26 beschreibt eine harmonische Schwingung und hat als Lösung

$$x(t) = A_1 \cos wt + A_2 \sin wt, \quad w = \frac{q}{m} B \quad (1.27)$$

Mit der Anfangsbedingung $x(0) = 0$ folgt $A_1 = 0$, des Weiteren folgt aus $\dot{x}(0) = v_0 \Rightarrow A_2 = \frac{v_0}{w}$ und somit als Lösung

$$x(t) = \frac{v_0}{w} \sin wt \quad (1.28)$$

Setzt man 1.28 in 1.25 ein, erhält man

$$\dot{y} = -v_0 \sin wt \quad (1.29)$$

und nach einmaligem Integrieren

$$y(t) = \frac{v_0}{w} \cos wt + C_3 \quad (1.30)$$

wobei aus der Bedingung $y(0) = 0$ folgt dass $C_3 = -\frac{v_0}{w}$, also

$$y(t) = \frac{v_0}{w} (1 - \cos wt) \quad (1.31)$$

Als endgültige Lösung findet man:

$$\vec{r} = \begin{pmatrix} x(t) \\ y(t) \\ z(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{v_0}{w} \sin wt \\ \frac{v_0}{w} (1 - \cos wt) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

Diese Bewegungsgleichung beschreibt, wie in Abbildung 1.4 bereits angedeutet wird, eine Kreisbahn. Erzwungen wird diese von der Lorentzkraft die als Zentripetalkraft auf das Teilchen wirkt. Auf dieser Bahn bewegt sich das Teilchen mit der Winkelgeschwindigkeit $w = \frac{q}{m} B$, was man auch als Larmor-Frequenz bezeichnet. Wählt man nun den Radius konstant und lässt zu, dass das Magnetfeld variabel ist, so können sich nur Teilchen mit einem bestimmten Impuls auf einer Kreisbahn mit festem Radius R_0 bewegen. Die Abhängigkeit findet man durch Gleichsetzen von Lorentzkraft und Zentripetalkraft,

$$F_Z = F_L \quad (1.33)$$

$$m \frac{v^2}{R_0} = qvB, \quad (\vec{v} \perp \vec{B}) \quad (1.34)$$

$$\Rightarrow mv = p = qBR_0 \quad (1.35)$$

oder:

$$\frac{p}{\text{keV}} = 0.3 \frac{B}{\text{mT}} \frac{R_0}{\text{mm}} \quad (1.36)$$

Dieser Zusammenhang gilt auch im relativistischen Fall, wobei dann zu beachten ist, dass der Lorentzfaktor γ nicht mehr zu vernachlässigen ist. Der Impuls stellt sich somit dar als $p = \gamma mv$. Wie bereits erwähnt wurde, leistet die Lorentzkraft im klassischen Sinne keine Arbeit, kann also nicht die Energie und damit die Geschwindigkeit des Teilchens verändern. Gleichwohl erfährt das relativistische Teilchen im Magnetfeld eine

Beschleunigung und verliert deshalb Energie aufgrund von Synchrotronstrahlung. Ob dies relevant ist zeigt eine kurze Abschätzung.

Die Leistung, die ein geladenes Teilchen abstrahlt das senkrecht zu seiner Bewegungsrichtung beschleunigt wird ($\vec{v} \perp \dot{\vec{v}}$) beträgt, siehe auch [8]:

$$P = \frac{2}{3} \frac{q^2}{c^3} \gamma^4 (\dot{v})^2 \quad (1.37)$$

$\dot{\vec{v}}$ ist die Zentripetalbeschleunigung $\dot{\vec{v}} = \frac{v^2}{R_0}$, damit wird 1.37 zu:

$$P = \frac{2}{3} \frac{q^2}{c^3} \gamma^4 \frac{v^4}{R_0^2} \quad (1.38)$$

Als verwendete Quelle wird ^{90}Sr (^{90}Y) benutzt, diese emittiert Elektronen ($m_e = 0.511 \text{ MeV}$) mit einer Maximalenergie von 2.28 MeV was einem Lorentzfaktor von etwa $\gamma = 5.5$ und $v \approx c$ entspricht. Der Radius der Kreisbahn wird durch den Aufbau des Elektromagneten begrenzt und liegt in der Größenordnung $R_0 \approx 10^{-2} m$. Der Energieverlust pro Umlauf ($\Delta t = \frac{2\pi R_0}{c}$) ist also

$$\Delta E = P \Delta t \approx \frac{2}{3} \frac{q^2}{c^3} \gamma^4 \frac{c^4}{R_0^2} \cdot \frac{2\pi R_0}{c} \approx \frac{4\pi}{3} \gamma^4 \frac{e^2}{R_0} \approx 6 \cdot 10^{-14} eV \quad (1.39)$$

und damit vernachlässigbar.

1.3. dE/dx von Elektronen in Materie

Die folgenden Abschnitte beruhen auf dem Buch "Experimentalphysik 4" von Wolfgang Demtröder [7]. Die verwendeten Symbole und Abkürzungen bedeuten im Einzelnen

n	Brechungsindex	$\beta = \frac{v}{c}$	Geschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit
e	Elementarladung	Z_1	Elektrische Ladung des einfallenden Teilchens
m_e	Elektronmasse	Z	Kernladungszahl des Mediums
r_0	klassischer Elektronenradius	A	Massenzahl des Mediums
T	kinetische Energie pro Elektronmasse	ρ	Dichte des Mediums
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	n_e	Elektronendichte des Mediums
ϵ_0	Elektrische Feldkonstante	I	Ionisationspotential
\hbar	reduziertes Planksches Wirkungsquantum	N_A	Avogadrokonstante
x'	Wegstrecke in cm	$x = \rho \cdot x'$	Wegstrecke in $\frac{g}{cm^2}$
α	Feinstrukturkonstante	$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ion}$	Energieverlust durch Ionisation in $MeV g^{-1} cm^2$
$\left(\frac{dE}{dx'}\right)$	Energieverlust in $MeV cm^{-1}$	$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brems}$	Energieverlust durch Bremsstrahlung in $MeV g^{-1} cm^2$

Bei einem Durchgang durch Materie verlieren (geladene) Teilchen Energie. Dies ist auf mehrere Effekte zurückzuführen, zum Einen sind dies Stöße mit den Hüllenelektronen der Atomkerne, was zu deren Anregung oder Ionisation führen kann. Zum Anderen ist dies die Wechselwirkung mit den Atomkernen, etwa mittels Streuung, beziehungsweise deren Coulombfeld welches geladene Teilchen ablenkt und zu Emission von elektromagnetischer Strahlung, namentlich Bremsstrahlung führt. Außerdem kommt es zu Emission von Čerenkov-Strahlung, wenn das (geladene) Teilchen ein Medium mit einer Geschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit $\frac{c}{n}$ durchläuft.

Die für diese Arbeit wichtigen Effekte sind der Energieverlust durch Ionisation und die Emission von Bremsstrahlung, daher wird auf sie etwas genauer eingegangen.

1.3.1. Ionisation

Die Herleitung unterscheidet sich für schwere Teilchen von der für Elektronen, die Vorgehensweise ist aber prinzipiell dieselbe. Im Folgenden wird der Energieverlust durch Ionisation auf klassische Art für schwere Teilchen $m \gg m_e$ hergeleitet, das Ergebnis wird dann auf Elektronen erweitert. Die Annahme ist, dass der relative Impulsübertrag $\frac{\Delta p}{p}$ des jeweiligen Stoßes mit dem Hüllenelektron klein ist, so dass viele Stöße im jeweiligen Medium stattfinden. Außerdem sind die Elektronen vor dem Stoß in Ruhe und werden als frei betrachtet. Aufgrund seiner hohen Masse wird das einfallende Teilchen nur wenig von seiner ursprünglichen Bahn abgelenkt, so dass die Trajektorie eine Gerade beschreibt.

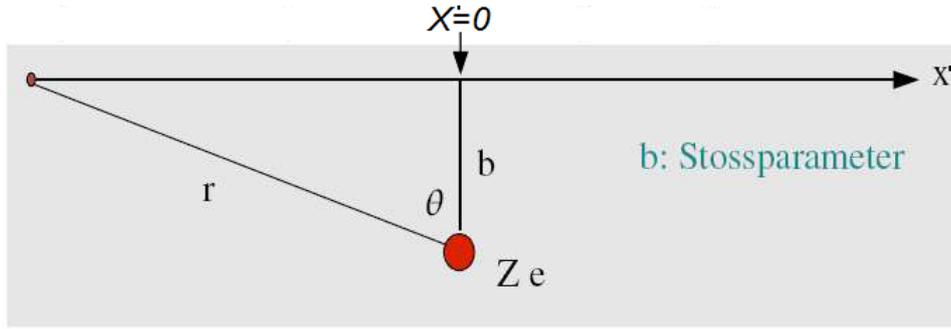


Abbildung 1.5.: Energieverlust durch Ionisation, aus [7].

Fliegt nun ein Teilchen mit Ladung $Z_1 e$ am Atom vorbei, so wirkt auf ein Hüllenelektron die Coulombkraft

$$\vec{F}_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 e^2}{(x'^2 + b^2)} \vec{e}_r \quad (1.40)$$

mit dem Stoßparameter b der ein Maß darstellt für den Mindestabstand von Elektron und Teilchen, siehe Abbildung 1.5. Der auf ein Elektron übertragene Impuls beträgt

$$\Delta\vec{p} = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{F}_C dt = e \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}_{\perp} dt = \frac{e}{v} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}_{\perp} dx' . \quad (1.41)$$

wobei sich die longitudinalen Kräfte aufgrund von $\vec{F}_{C\parallel}(-x') = -\vec{F}_{C\parallel}(x')$ aufheben. Mithilfe des Gauß'schen Satzes folgt

$$\Delta p = \frac{Z_1 e^2}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{bv} . \quad (1.42)$$

als Impulsübertrag auf ein Elektron, das damit die kinetische Energie $\Delta E = \frac{(\Delta p)^2}{2m_e}$ erhält. Der Energieübertrag auf alle Elektronen während des Teilchendurchgangs ist gegeben durch die Integration über alle Elektronen im Volumen dV und damit in Zylinderkoordinaten

$$\Delta E = \frac{(\Delta p)^2}{2m_e} n_e dV = \frac{Z_1^2 e^4 n_e}{8m_e \pi^2 \epsilon_0^2 \beta^2 c^2 b^2} b d\phi db dx' \quad (1.43)$$

mit n_e als Elektronendichte und $\beta = \frac{v}{c}$. Als Energieübertrag pro Weglänge erhält man nach Integration über ϕ und b :

$$\frac{dE}{dx'} = \frac{e^4 Z_1^2 n_e}{4\pi\epsilon_0^2 m_e \beta^2 c^2} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} \quad (1.44)$$

Der maximale Impuls- und damit Energieübertrag findet beim zentralen Stoß statt, so dass für b_{max} nach Gleichung 1.42 gilt:

$$\Delta p = 2m_e c \beta = \frac{Z_1 e^2}{2\pi\epsilon_0 \beta c b_{max}} \quad (1.45)$$

$$\Rightarrow b_{max} = \frac{Z_1 e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2 \beta^2} \quad (1.46)$$

Der minimale Energieübertrag ist die Energie, die notwendig ist um das Elektron zu ionisieren, und daher:

$$b_{min} = \frac{Z_1 e^2}{2\pi\epsilon_0\beta c} \frac{1}{\sqrt{2m_e I}} \quad (1.47)$$

I bezeichnet die mittlere Ionisierungsenergie und beträgt für Aluminium 163 eV. Für Elemente schwerer als Aluminium lässt sich die mittlere Ionisierungsenergie durch folgende Formel nähern [9]

$$I = 9.73Z + 58.8Z^{-0.19} \text{eV}, \quad (1.48)$$

oder für Verbindungen

$$\ln I = \sum_k g_k \ln I_k \quad (1.49)$$

mit g_k als Verhältnis der Anzahl der Elektronen im Atom k pro Gesamtzahl der Elektronen.

Durch Einsetzen in 1.44 erhält man die Bethe-Bloch-Formel

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx'} \right)_{Ion} = \frac{Z_1^2 e^4}{8\pi\epsilon_0^2 m_e c^2} \frac{1}{\beta^2} \frac{Z}{A} N_A \ln \left(\frac{2m_e \beta^2 c^2}{I} \right) \quad (1.50)$$

Die Elektronendichte wurde durch $n_e \approx \frac{Z}{A} \rho N_A$ ersetzt, A als Massen-, und Z als Kernladungszahl des durchflogenen Materials mit Dichte ρ . Wie man sieht, sind die Geschwindigkeit ($\propto \frac{1}{\beta^2}$) und die Ladung ($\propto Z_1^2$) des Teilchens von Bedeutung, nicht aber dessen Masse. Die Abhängigkeit des durchquerten Materials wird durch das Verhältnis $\frac{Z}{A}$ und $\ln(\frac{1}{I})$ berücksichtigt. Beachtet werden muss, dass die Streuung an Elektronen ein statistischer Effekt ist, die angegebene Formel also den mittleren Energieverlust pro Wegstrecke angibt.

Was verändert sich, wenn das einfallende Teilchen ein Elektron ist? Da die streuenden Teilchen nun gleich schwer sind, kann die Teilchenbahn nicht mehr als Gerade betrachtet werden, des Weiteren findet eine Kollision zwischen quantenmechanisch identischen Teilchen statt, so dass man sich nach dem Stoß entscheiden muss, welches das primäre Elektron war. In dieser Arbeit wird die Formel verwendet, die Rohrlich und Carlson 1954 entwickelt haben, die auf der Arbeit von Bethe aufbaut [10]

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{Ion} = \frac{2\pi N_A r_0^2 m_e c^2}{\beta^2} \frac{Z}{A} \left(\ln \left(\frac{T^2(T+2)}{2I^2} \right) + \frac{T^2/8 - (2T+1)\ln 2}{(T+1)^2} + (1-\beta^2) - \delta \right). \quad (1.51)$$

Die Dichte ρ wurde in $x = \rho \cdot x'$ absorbiert, so dass man nun den Energieverlust pro Massenbelegung erhält. $r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ bezeichnet den klassischen Elektronenradius und T die kinetische Energie des primären Elektrons in Einheiten der Ruhemasse. δ ist eine Dichtekorrektur und berücksichtigt, dass das Elektron aufgrund seiner elektrischen Ladung das durchflogene Medium polarisiert. Dadurch kommt es für große Abstände zu einer Abschirmung der Hüllenelektronen. Dies wird wichtig für große Energien und verringert den Energieverlust den das Elektron erfährt.

1.3.2. Bremsstrahlung

Bremsstrahlung tritt auf, wenn geladene Teilchen durch das Coulombfeld der Atomkerne im Absorbermedium abgebremst werden. Der Effekt ist für schwere Teilchen klein und tritt praktisch nur in Erscheinung bei Elektronen oder bei hochrelativistischen Geschwindigkeiten. Der mittlere Energieverlust pro Weglänge beträgt für Elektronen.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brems} = 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} r_0^2 \ln\left(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}\right) E = \frac{E}{X_0}, \quad (1.52)$$

$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A Z^2 r_e^2 \ln\left(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}\right)} \quad (1.53)$$

mit der Feinstrukturkonstanten $\alpha = \frac{1}{137}$. Wie man sieht ist der Energieverlust proportional zur Energie des Elektrons. X_0 bezeichnet man als Strahlungslänge, sie wird häufig in $\frac{g}{cm^2}$ angegeben. Sie ist materialabhängig und gibt an, wann die Energie des Elektrons auf $1/e \approx 37\%$ abgefallen ist.

Da der Energieverlust durch Ionisation für hohe Energien logarithmisch ansteigt, der durch Bremsstrahlung aber linear, wird der gesamte Energieverlust ab einer sogenannten 'kritischen Energie' E_C durch den Bremsstrahlungsprozess dominiert. Für Elektronen und Medien schwerer als Aluminium kann dies näherungsweise durch

$$E_C \approx \frac{800 MeV}{Z + 1.2} \quad (1.54)$$

angegeben werden.

Für Verbindungen und Zusammensetzungen lässt sich der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke dadurch beschreiben, dass die einzelnen Energieverluste je Element gewichtet nach dem jeweiligen Gewichtsanteil aufsummiert werden [11]:

$$\frac{dE}{dx}_{tot} = \sum_i w_i \left(\frac{dE}{dx}\right)_i \quad (1.55)$$

Die theoretischen Werte des Energieverlustes wurden Quelle [12] entnommen. Diese enthält in Tabellenform die berechneten mittleren Energieverluste für einem Großteil der Elemente und Verbindungen für Elektronen mit Energien zwischen 10 keV und 100 MeV, Abbildung 1.6 zeigt beispielhaft den Fall Aluminium. Zusätzlich enthalten die Tabellen noch die mittlere Reichweite der Elektronen im durchquerten Medium, sowie den Anteil des Energieverlustes der durch Bremsstrahlung erfolgte. Zwischen den angegebenen Werten wurde linear interpoliert, wenn dies notwendig war. Die verwendete Quelle stammt aus dem Jahre 1972, was eventuell die Frage aufwirft, warum keine neuere Literatur verwendet wurde. Dies liegt daran, dass der β -Zerfall nicht mehr im Hauptaugenmerk der Forschung liegt, so dass es keine neuere Literatur gibt.

ENERGY MEV	LOSS OF ENERGY			RANGE G/CM2	BREMSSTRAHLUNG YIELD
	BY IONIZATION	BY RADIATION MEV*CM2/G	TOTAL		
1.0E-02	1.6386E 01	8.5294E-03	1.6395E 01	3.0497E-04	2.6012E-04
1.5E-02	1.2129E 01	8.4588E-03	1.2138E 01	6.6343E-04	3.7627E-04
2.0E-02	9.7885E 00	8.3916E-03	9.7969E 00	1.1246E-03	4.7639E-04
2.5E-02	8.2926E 00	8.3369E-03	8.3009E 00	1.6809E-03	5.6720E-04
3.0E-02	7.2481E 00	8.3117E-03	7.2964E 00	2.3266E-03	6.5181E-04
3.5E-02	6.4747E 00	8.3308E-03	6.4830E 00	3.0568E-03	7.3230E-04
4.0E-02	5.8775E 00	8.3592E-03	5.8859E 00	3.8671E-03	8.0984E-04
4.5E-02	5.4017E 00	8.3956E-03	5.4101E 00	4.7540E-03	8.8497E-04
5.0E-02	5.0132E 00	8.4472E-03	5.0216E 00	5.7139E-03	9.5817E-04
5.5E-02	4.6897E 00	8.5212E-03	4.6982E 00	6.7439E-03	1.0300E-03
6.0E-02	4.4159E 00	8.6005E-03	4.4245E 00	7.8410E-03	1.1007E-03
6.5E-02	4.1812E 00	8.6764E-03	4.1899E 00	9.0027E-03	1.1704E-03
7.0E-02	3.9776E 00	8.7650E-03	3.9863E 00	1.0227E-02	1.2393E-03
7.5E-02	3.7993E 00	8.8411E-03	3.8081E 00	1.1510E-02	1.3074E-03
8.0E-02	3.6418E 00	8.9207E-03	3.6507E 00	1.2851E-02	1.3746E-03
8.5E-02	3.5017E 00	9.0036E-03	3.5107E 00	1.4248E-02	1.4410E-03
9.0E-02	3.3762E 00	9.1065E-03	3.3853E 00	1.5699E-02	1.5069E-03
9.5E-02	3.2631E 00	9.1872E-03	3.2723E 00	1.7201E-02	1.5723E-03
1.0E-01	3.1608E 00	9.2792E-03	3.1700E 00	1.8754E-02	1.6370E-03
1.5E-01	2.4999E 00	1.0250E-02	2.5096E 00	3.6602E-02	2.2599E-03
2.0E-01	2.1623E 00	1.1290E-02	2.1736E 00	2.8586E-02	2.8586E-03
2.5E-01	1.9608E 00	1.2381E-02	1.9732E 00	8.2237E-02	3.4307E-03
3.0E-01	1.8287E 00	1.3544E-02	1.8423E 00	1.0848E-01	3.9944E-03
3.5E-01	1.7369E 00	1.4740E-02	1.7517E 00	1.3632E-01	4.5500E-03
4.0E-01	1.6705E 00	1.5949E-02	1.6865E 00	1.6542E-01	5.0982E-03
4.5E-01	1.6210E 00	1.7125E-02	1.6381E 00	1.9550E-01	5.6379E-03
5.0E-01	1.5833E 00	1.8271E-02	1.6015E 00	2.2637E-01	6.1673E-03
5.5E-01	1.5541E 00	1.9410E-02	1.5735E 00	2.5787E-01	6.6859E-03
6.0E-01	1.5312E 00	2.0572E-02	1.5518E 00	2.8987E-01	7.1951E-03
6.5E-01	1.5131E 00	2.1705E-02	1.5348E 00	3.2227E-01	7.6954E-03
7.0E-01	1.4987E 00	2.2862E-02	1.5216E 00	3.5499E-01	8.1874E-03
7.5E-01	1.4873E 00	2.3988E-02	1.5113E 00	3.8796E-01	8.6715E-03
8.0E-01	1.4782E 00	2.5184E-02	1.5034E 00	4.2113E-01	9.1490E-03
8.5E-01	1.4709E 00	2.6358E-02	1.4973E 00	4.5446E-01	9.6213E-03
9.0E-01	1.4652E 00	2.7502E-02	1.4927E 00	4.8790E-01	1.0088E-02
9.5E-01	1.4607E 00	2.8696E-02	1.4894E 00	5.2143E-01	1.0548E-02
1.0E 00	1.4573E 00	2.9921E-02	1.4872E 00	5.5503E-01	1.1006E-02
2.0E 00	1.4693E 00	5.4023E-02	1.5233E 00	1.2195E 00	1.9399E-02
3.0E 00	1.5071E 00	7.4309E-02	1.5814E 00	1.8639E 00	2.6675E-02
4.0E 00	1.5386E 00	1.0089E-01	1.6395E 00	2.4850E 00	3.3572E-02
5.0E 00	1.5635E 00	1.2893E-01	1.6924E 00	3.0854E 00	4.0629E-02
6.0E 00	1.5836E 00	1.5835E-01	1.7420E 00	3.6679E 00	4.7782E-02
7.0E 00	1.6003E 00	1.8871E-01	1.7890E 00	4.2344E 00	5.4983E-02
8.0E 00	1.6146E 00	2.1925E-01	1.8339E 00	4.7865E 00	6.2175E-02
9.0E 00	1.6270E 00	2.5073E-01	1.8778E 00	5.3255E 00	6.9327E-02
1.0E 01	1.6380E 00	2.8228E-01	1.9203E 00	5.8521E 00	7.6420E-02
2.0E 01	1.7079E 00	6.2373E-01	2.3316E 00	1.0600E 01	1.4184E-01
3.0E 01	1.7470E 00	9.8295E-01	2.7299E 00	1.4576E 01	1.9915E-01
4.0E 01	1.7739E 00	1.3537E 00	3.1276E 00	1.8007E 01	2.4848E-01
5.0E 01	1.7941E 00	1.7291E 00	3.5232E 00	2.1024E 01	2.9114E-01
6.0E 01	1.8102E 00	2.2506E 00	4.0608E 00	2.3675E 01	3.2970E-01
7.0E 01	1.8235E 00	2.6398E 00	4.4633E 00	2.6026E 01	3.6443E-01
8.0E 01	1.8348E 00	3.0308E 00	4.8656E 00	2.8174E 01	3.9478E-01
9.0E 01	1.8445E 00	3.4233E 00	5.2678E 00	3.0151E 01	4.2162E-01
1.0E 02	1.8531E 00	3.8172E 00	5.6703E 00	3.1982E 01	4.4561E-01

Abbildung 1.6.: Typischer Ausschnitt aus Quelle [12], der die mittleren Energieverluste pro Massenbelegung entnommen wurden. Dargestellt ist der Energieverlust für Aluminium, in der ersten Spalte ist die kinetische Energie des Elektrons eingetragen, dann folgen die spezifischen Energieverluste für Ionisation und Bremsstrahlung und deren Summe. Die Spalte fünf enthält die mittlere Reichweite der Elektronen im durchquerten Medium. In der letzten Spalte ist der relative Anteil des Energieverlustes eingetragen, der von der ursprünglichen Energie des Elektrons in Bremsstrahlung umgewandelt wurde.

1.3.3. Spektrum des Energieverlustes

Wie bereits erwähnt, wird in dieser Arbeit der mittlere Energieverlust pro Massenbelegung verwendet, wenn es darum geht, die später im Versuch bestimmten Ergebnisse mit der Theorie zu vergleichen. Im Allgemeinen wird der Energieverlust den ein bestimmtes Teilchen beim Durchgang durch Materie erleidet natürlich nicht konstant sein, sondern statistischen Fluktuationen unterworfen sein. Darauf soll die hier kurz eingegangen werden, für detaillierte Ausführungen siehe beispielsweise [13].

Für ausreichend dünne Absorber lässt sich die Verteilung des Energieverlustes durch die Landau-Verteilung beschreiben, siehe Abbildung 1.7. Diese wird beschrieben durch eine gaußähnliche Verteilung, die von den Ionisationsverlusten herrührt, sowie einem langen Ausläufer zu hohen Energieverlusten hin, die von Stößen mit hohem Energieübertrag

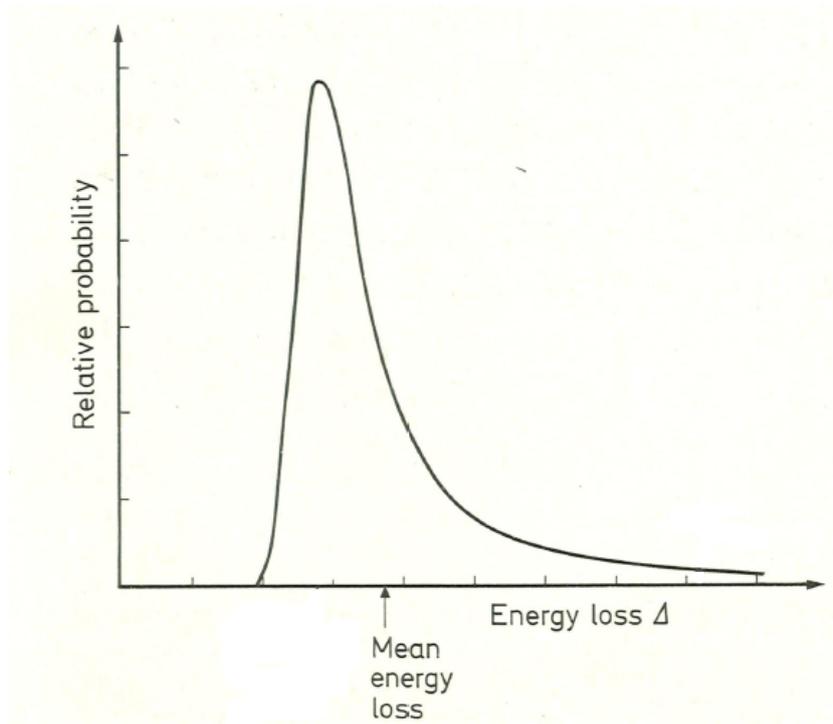


Abbildung 1.7.: Energieverlustverteilung von Elektronen [13]. Das Maximum bezeichnet den wahrscheinlichsten Energieverlust, dies ist nicht zu verwechseln mit dem mittleren Energieverlust, der eingezeichnet ist.

stammen, den sogenannten δ -Elektronen. Auch wenn dies vergleichsweise selten auftaucht, wird die Verteilung dadurch asymmetrisch. Dadurch fällt der mittlere Energieverlust nicht mehr mit dem Peak zusammen, so dass der Peak nun den wahrscheinlichsten Energieverlust darstellt. Für dickere Absorber nähert sich die Verteilung immer mehr einer Gaußform an, wie man es nach dem zentralen Grenzwertsatz erwartet, da die Summe vieler Kollisionen im durchquerten Medium mit jeweiligem Energieverlust zu einer Gaußverteilung führt.

1.4. Vielfachstreuung

Zusätzlich zu inelastischen Stößen an den Hüllenelektronen kommt es während des Durchgangs von geladenen Teilchen durch Materie auch zu elastischer Streuung am Atomkern. Für eine einzelne Streuung gilt die bekannte Rutherfordsche Streuformel [14], mit E_0 als Anfangsenergie des streuenden Teilchens:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z e^2}{4E_0} \right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (1.56)$$

Wegen der Abhängigkeit von $1/\sin^4(\frac{\theta}{2})$ wird ein Großteil der gestreuten Teilchen nur eine kleine Winkeländerung erfahren. Unter der Annahme, dass die Masse des Atom-

kerns viel größer ist als die Masse des einfallenden Teilchens ist der Impulsübertrag vernachlässigbar. Das bedeutet, dass sich das einfallende Teilchen auf einem zufälligen Weg durch den Streukörper bewegt, der in der Summe zu einer Richtungsänderung führt, siehe Abbildung 1.8. Gut beschrieben wird die Vielfachstreuung durch die Theorie

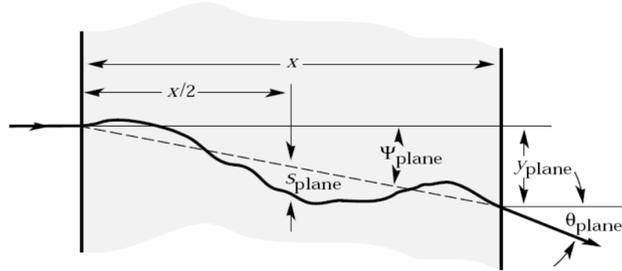


Abbildung 1.8.: Darstellung der Streuung beim Durchgang durch Materie [11].

von Molière [15], nach der die Winkelverteilung für kleine Ablenkwinkel eine gaußsche Form hat, sich aber für größere Winkeländerungen wie Rutherfordstreuung verhält, die langsamer als eine Gaußkurve abfällt. Deren Standardabweichung ist näherungsweise gegeben durch

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} Z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0.036 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right), \quad (1.57)$$

wobei x die Dicke des Streukörpers und X_0 dessen Strahlungslänge ist. Diese Näherung ist gültig für einfach geladene Teilchen in einem Bereich von $10^{-3} < x/X_0 < 100$, mit einer Genauigkeit von ca. 10% oder besser [11].

1.5. Absorption von β -Strahlung

Empirisch stellt man fest, dass die Änderung der Intensität eines Elektronenstrahls aus einem β -Spektrum, nach dem durchqueren eines Mediums der Stärke x gut durch eine exponentiell abfallende Funktion beschrieben wird [13]:

$$I(x) = I_0 e^{-nx} \quad (1.58)$$

Der Absorptionskoeffizient n ist beinahe unabhängig von der Kernladungszahl des durchquerten Materials. Die exponentielle Form ist dabei auf das kontinuierliche Spektrum aus dem β -Zerfall zurückzuführen, gilt aber bei genauer Betrachtung nur für erlaubte Zerfälle. Für verbotene Zerfälle, bei denen sich das Spektrum stark verformt, beobachtet man Abweichungen vom exponentiellen Verhalten. Wie im folgenden Kapitel gezeigt wird, sind die Zerfälle der verwendeten radioaktiven Quelle "Unique" Einfach verboten. Dies führt nur zu einer geringen Verformung des Spektrums, so dass die oben angegebene Formel weiterhin Gültigkeit besitzt.

2. Verwendete Hardware

2.1. Radioaktive Quelle

Um den Versuch durchzuführen wird eine möglichst reine β -Quelle mit einer relativ hohen Zerfallsenergie benötigt. Möglichst rein in dem Sinne, dass keine Gammalinien das für diesen Versuch relevante Betaspektrum überlagern. Die hohe Maximalenergie ist notwendig, damit sinnvoll Absorptionsmessungen durchgeführt werden können.

Von den vorhandenen Quellen erfüllt ^{90}Sr diese Anforderung, das Zerfallsschema ist in Abbildung 2.1 dargestellt. ^{90}Sr zerfällt über den β^- -Zerfall in ^{90}Y mit einer Zerfall-

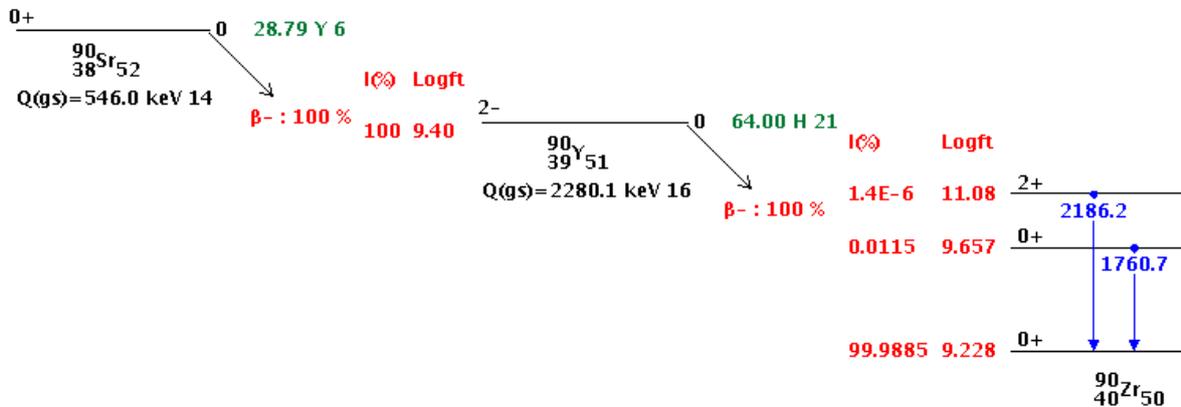


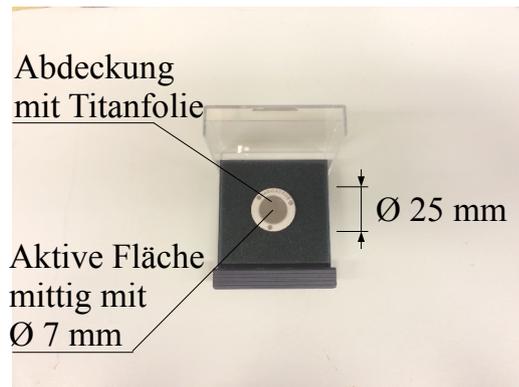
Abbildung 2.1.: Zerfallsschema von ^{90}Sr nach ^{90}Y nach ^{90}Zr aus [16]. Grün dargestellt ist die Lebensdauer des Zustandes, rot gefärbt ist die Wahrscheinlichkeit für den Übergang auf das Energieniveau sowie der dazugehörige Logft-Wert. Der $Q(\text{g.s.})$ -Wert gibt die Massendifferenz der Kerne an abzüglich der Ruhemasse des Elektrons, was somit der maximalen Zerfallsenergie entspricht. Die Zahl hinter der Einheit eines angegebenen Wertes ist die Unsicherheit, also $2280.1 \text{ keV}16 = (2280.1 \pm 1.6) \text{ keV}$. Zusätzlich ist noch der Gesamtdrehimpuls I und die Parität des Mutter- und Tochterkernes angegeben. Wie in Tabelle 1.1 angegeben, ist es damit möglich die Übergänge zu klassifizieren. Da sich bei beiden Übergängen jeweils die Parität ändert und die Drehimpulsänderung ΔI ebenfalls zwei beträgt, gehören beide Zerfälle zur den "Unique" Einfach Verbotenen Zuständen.

energie von 546 keV und einer Halbwertszeit von knapp 29 Jahren. ^{90}Y kann dann zum Einen per β -Zerfall in ^{90}Zr übergehen mit einer Zerfallsenergie von 2280 keV und einer Halbwertszeit von 64 h. Zum Anderen existiert der β -Zerfallskanal in zwei andere angeregte ^{90}Y -Zustände, die im Weiteren ein Photon emittieren. Diese Zerfälle sind aber im Vergleich zu Ersterem stark unterdrückt, so dass praktisch nur der Betazerfall in den Grundzustand sichtbar ist. Dem Schema kann man in Zusammenhang mit Tabelle 1.1

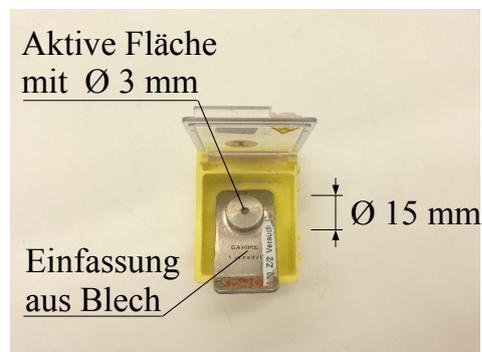
des Weiteren entnehmen, dass sowohl der ^{90}Sr - als auch der ^{90}Y -Zerfall zur Klasse der "Unique" Einfach Verbotenen Übergänge gehören. Dies liegt an der Tatsache, dass sich jeweils die Parität um eins und der Drehimpuls des Kernes um zwei ändert.

Im Praktikum gibt es mehrere ^{90}Sr -Quellen, jeweils mit unterschiedlicher Geometrie und Aktivität. Dies sind im Einzelnen die Quellen mit Bezeichnung

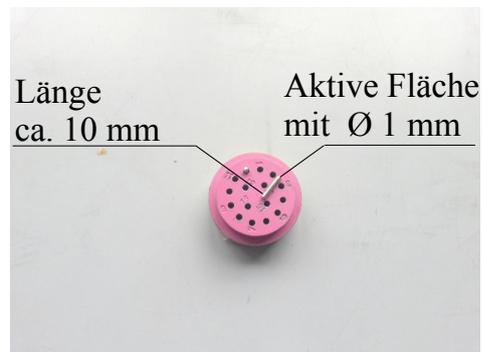
- tf517, runde flache Geometrie, das aktive Material ist umschlossen von einer dünnen Kunststoffmatrix, die aktuelle Aktivität beträgt 360 kBq



- Z/2, umschlossenes Präparat, aktives Material in einer Plexiglasscheibe in Stahlblech gefasst, mit einer aktuellen Aktivität von 80 kBq



- 28A0BB, Stabquelle, keine genauere Information über die Einfassung, mit einer aktuellen Aktivität von 2 MBq



Unter der Annahme, dass alle drei Quellen gleich sind würde man sich nun für Z/2 entscheiden, da dies die Quelle mit der geringsten Aktivität ist. Misst man allerdings die Spektren der drei Quellen mit einem NaI(Tl)-Szintillator, wie in Abbildung 2.2, so sieht man, dass die Form der Spektren verschieden ist. Um die Quellen vergleichen zu können,

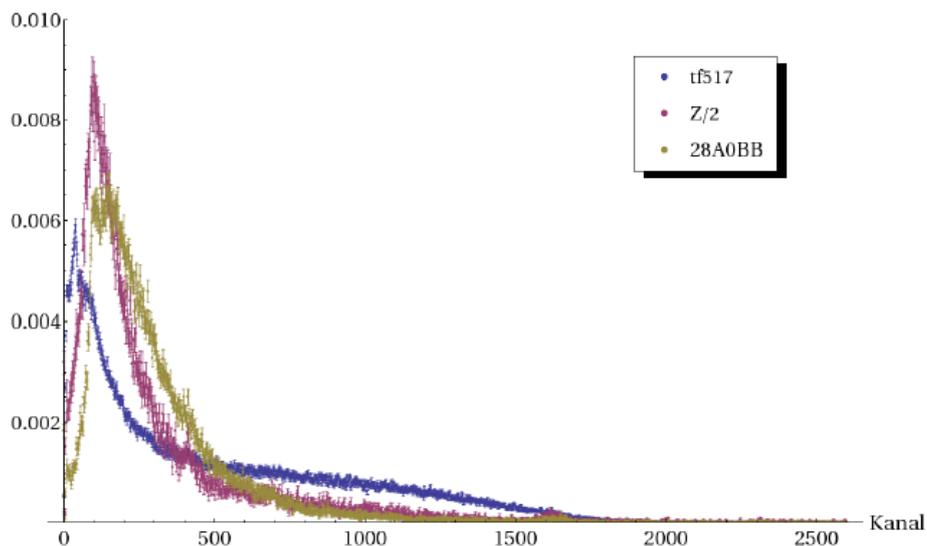


Abbildung 2.2.: Unterschiedliche ^{90}Sr -Quellen aus dem Praktikum. Die Spektren sind auf die gleiche Fläche normiert um die unterschiedlichen Aktivitäten zu berücksichtigen.

wurden sie auf die gleiche Fläche normiert und der Untergrund abgezogen. Man sieht, dass die Spektren der Quellen Z/2 und 28A0BB anscheinend nicht die charakteristische Form eines β -Spektrums haben. Des Weiteren ist zu sehen, dass das Spektrum der Quelle tf517 eine höhere Maximalenergie besitzt, und auch die Form eher auf ein β -Spektrums schließen lässt. Dies ist auf die Abschirmung der Quellen zurückzuführen, in die das

aktive Material eingeschlossen ist und die bei Z/2 und 28A0BB so stark ist dass das Spektrum verformt wird. Da es nicht sinnvoll ist, eine Quelle zu benutzen die ein bereits stark verformtes Spektrum emittiert, wird im Weiteren die Quelle mit der Bezeichnung tf517 benutzt.

Des Weiteren werden mehrere γ -Quellen benötigt um den Vielkanalanalysator zu kalibrieren (siehe Abschnitt 2.2.2, Seite 24). Im Praktikum sind zu diesem Zweck mehrere Quellen vorhanden, aufgeführt in Tabelle 2.1, sowie dargestellt in Abbildung 2.3.

Quelle	ursprüngliche Aktivität (10.3.2004)	Halbwertszeit $t_{1/2}$	aktuelle Aktivität
^{22}Na	37 kBq	2.6027 a	4.2 kBq
^{60}Co	37 kBq	1925.28 d	12.6 kBq
^{137}Cs	37 kBq	30.08 a	24.2 kBq
^{152}Eu	37 kBq	13.537 a	30.6 kBq

Tabelle 2.1.: Die verwendeten Kalibrationsquellen, mit jeweiliger Halbwertszeit und anfänglicher- bzw. errechneter aktueller Aktivität.

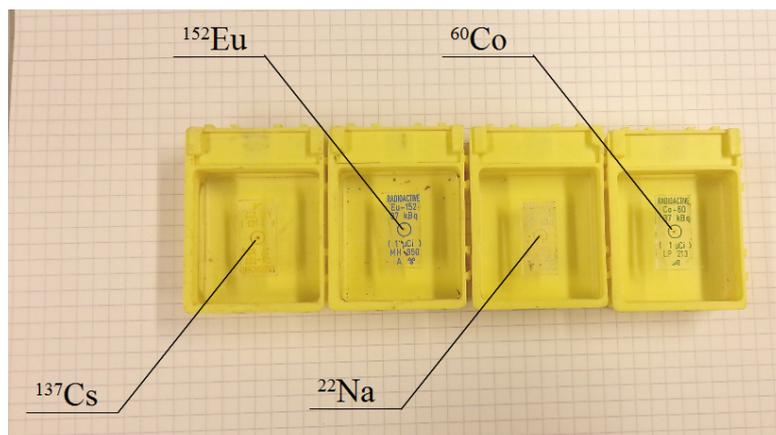


Abbildung 2.3.: Die zur Kalibration verwendeten Gammaquellen. Das aktive Material ist in einem Plastikplättchen eingebettet. Dieses wurde auf einen Träger geklebt, der sich wiederum in dem Kästchen befindet.

Das zu der jeweiligen Quelle gehörige Zerfallsschema ist in Abbildung 2.4 dargestellt, auf eine Darstellung des Schemas von ^{152}Eu wurde aus Platzgründen verzichtet, da dies sehr umfangreich ist; es ist im Anhang zu finden. Da der beim ^{22}Na zugrundeliegende Zerfall ein β^+ -Zerfall ist, ist zusätzlich zur eingezeichneten γ -Linie noch ein Vernichtungspeak bei 511 keV zu erwarten. Bei ^{60}Co sind zwei der sechs Linien stark unterdrückt, so dass man hier nur die zwei Linien mit Energie 1173 keV und 1333 keV erwartet. Für alle Zerfälle die durch einen β -Zerfall eingeleitet werden gilt, dass zusätzlich zu den γ -Linien noch ein β -Spektrum zu sehen ist.

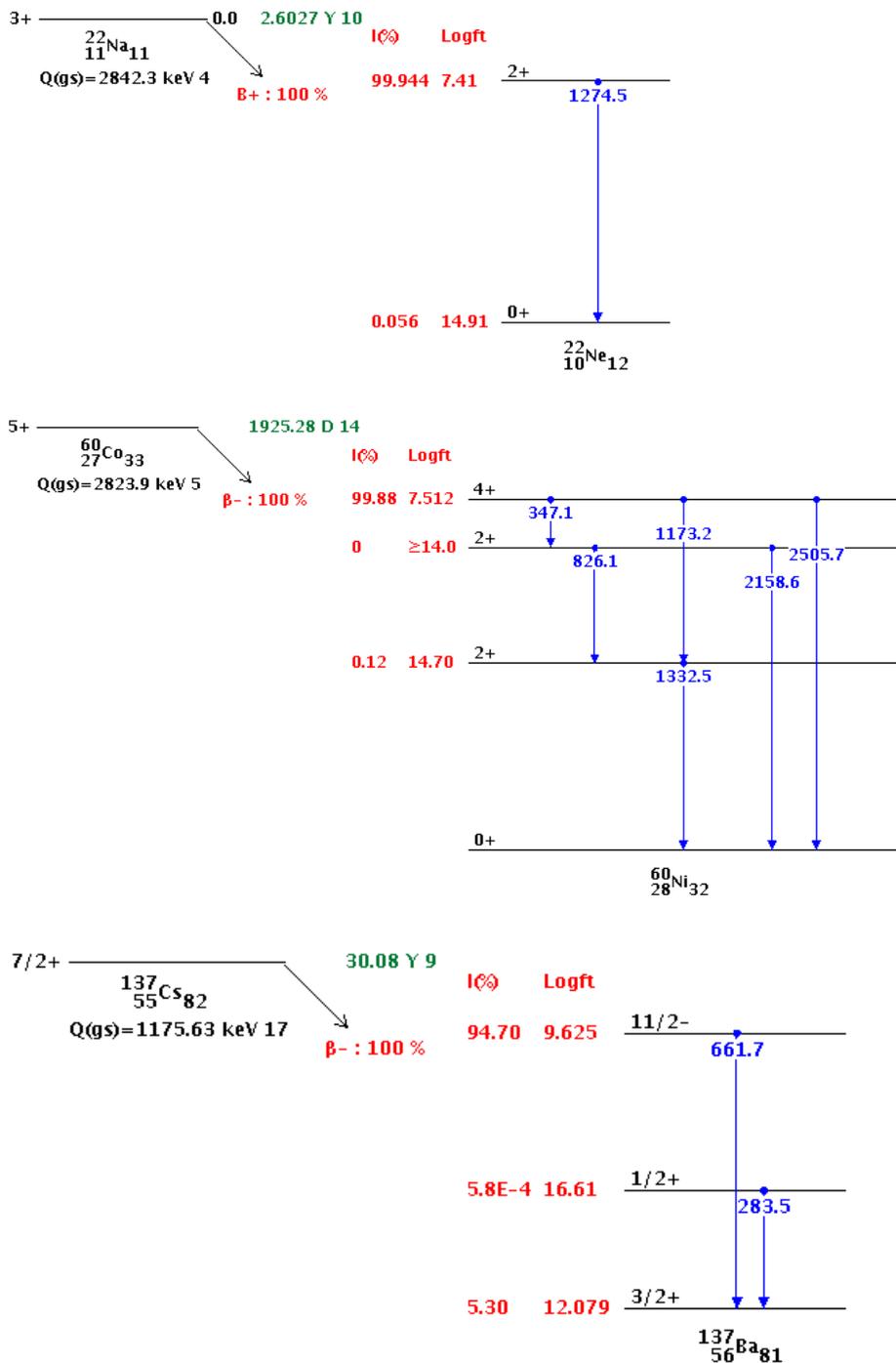


Abbildung 2.4: Zerfallsschemata von ^{22}Na , ^{60}Co und ^{137}Cs aus [16], das Zerfallsschema von ^{152}Eu ist sehr umfangreich und daher im Anhang zu finden. Zur Erläuterung siehe Beschreibung von Abbildung 2.1. Bei Natrium sieht man zusätzlich zur γ -Linie bei 1275 keV noch den Vernichtungspeak bei 511 keV der aus dem β^+ -Zerfall stammt. Für Cobalt gilt, dass vier der sechs Linien stark unterdrückt sind, so dass man effektiv nur zwei Linien bei 1173 keV und 1333 keV sieht.

2.2. Szintillator und Geiger-Müller-Zählrohr

Da in diesem Versuch die Messung der von der ^{90}Sr -Quelle emittierten Elektronen auf zwei Arten geschieht, namentlich mit Geiger-Müller-Zählrohr und Szintillator wird im Nachfolgenden kurz auf Aufbau und Funktion beider Detektoren eingegangen.

2.2.1. Szintillatoren

Szintillatoren zählen zu den am häufigsten genutzten Detektoren zum Nachweis radioaktiver Strahlung. Dabei unterscheidet man grundsätzlich zwei Arten von Szintillatoren, deren Verwendung jeweils Vor- und Nachteile hat. Zum Einen sind dies organische Szintillatoren (z.B. dotiertes Plastik) die im Allgemeinen sehr schnell sind und damit nur eine geringe Totzeit haben. Dies bringt aber meist eine schlechte Energieauflösung mit sich. Organische Szintillatoren werden daher meist als Trigger verwendet.

Demgegenüber stehen anorganische Szintillatoren wie etwa $\text{NaI}(\text{Tl})$ oder CsI , deren Vorteil eine gute Energieauflösung ist, die aber relativ langsam sind. In diesem Versuch wird ein mit Thallium dotierter Natriumiodid-Szintillator verwendet, der heutzutage ein Standardmaterial für Szintillatoren darstellt. Ein weiterer Vorteil von $\text{NaI}(\text{Tl})$ ist die sehr gute, von der Energie der betrachteten Teilchen unabhängige, Lichtausbeute [13]. Die Nachteile von $\text{NaI}(\text{Tl})$ sind allerdings, dass es zerbrechlich und hygroskopisch ist, weshalb es vor der Luft geschützt werden muss. Aufgrund der regelmäßigen Kristallstruktur weisen anorganische Kristalle eine ausgeprägte Bandstruktur auf und der Szintillationsprozess lässt sich daher im Rahmen des Bändermodells beschreiben, siehe Abbildung 2.5. Im Valenzband befinden sich an die Moleküle gebundene Elektronen,

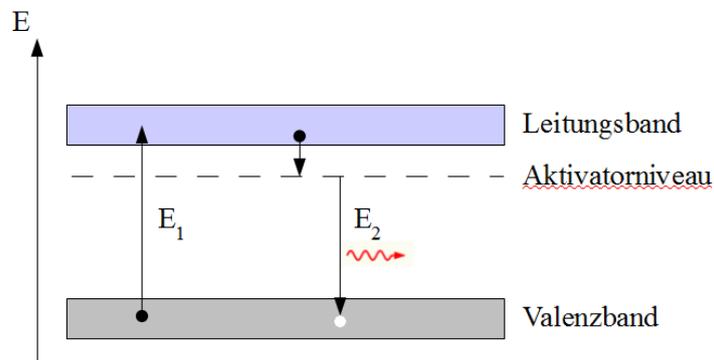


Abbildung 2.5.: Szintillationsprozess in einem anorganischen Szintillator im Bändermodell

im Leitungsband sind frei bewegliche Elektronen. Wird Energie im Kristall deponiert, so werden Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband gehoben. Wenn sie wieder ins Leitungsband zurückfallen, durch Emission eines Photons der Energie E_1 , so wird dieses Photon wieder im Kristall absorbiert, da dies genau der Energie entspricht um ein Elektron anzuregen. Um das zu verhindern, werden in den Kristall Störstellen durch sogenannte Aktivatoratome (im konkreten Fall Thallium) eingebracht, so dass

neue Energieniveaus leicht unterhalb des Leitungsbandes entstehen. Die Elektronen gehen strahlungsfrei auf das Energieniveau des Aktivators über und fallen von dort, unter Emission eines Photons mit Energie E_2 , ins Valenzband zurück. Das Szintillationsmaterial soll möglichst viel Energie der durchfliegenden Teilchen absorbieren und in Licht umwandeln, dies bezeichnet man als Lichtausbeute. Des Weiteren sollte es einen möglichst linearen Zusammenhang zwischen der deponierten Energie und der Anzahl der erzeugten Szintillatorphotonen geben, damit auch der erzeugte Spannungsimpuls linear zur deponierten Energie ist. Ferner sollte der Szintillator möglichst durchlässig für das erzeugte Licht sein.

Die Auslese des Szintillatorlichts erfolgt oft über einen Photomultiplier. Dessen prinzipieller Aufbau ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Die erzeugten Photonen treffen auf eine Photokathode, die aufgrund des photoelektrischen Effekts Elektronen auslöst. Die Zahl der Photoelektronen wird durch mehrere Dynoden insgesamt um den Faktor $10^6 - 10^8$ erhöht, so dass man einen messbaren Spannungspuls erhält, der proportional zur deponierten Energie ist.

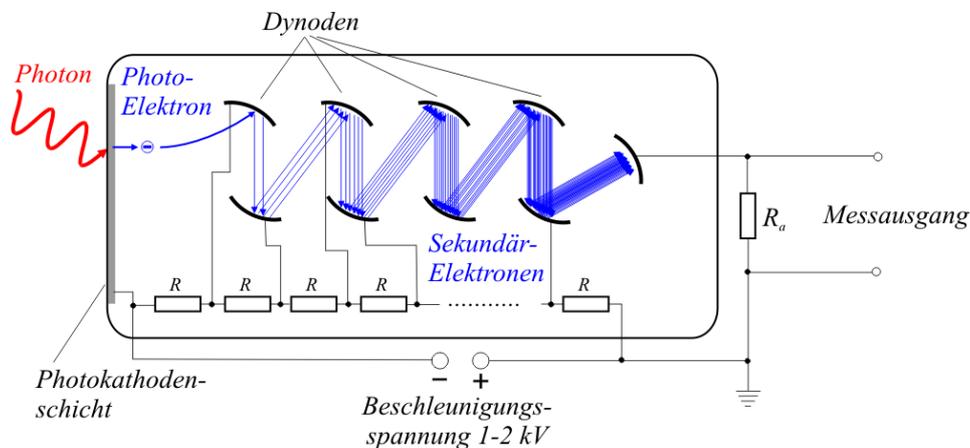


Abbildung 2.6.: Schematischer Aufbau des Photomultipliers aus [17].

2.2.2. Vielkanalanalysator

Um das Signal des Szintillators bzw. des Photomultipliers zu verwenden wird häufig ein Vielkanalanalysator (VKA) verwendet. Der VKA dient dazu, die Häufigkeitsverteilung der ankommenden Spannungspulse, die ja proportional zur deponierten Energie im Szintillator sind, darzustellen. Dazu besteht er aus einem Analog-Digital-Converter (ADC) und einem Speicher mit einer gewissen Anzahl von Kanälen. Der VKA der in dieser Arbeit verwendet wird hat 1024 Kanäle. Der ADC digitalisiert den ankommenden analogen Spannungspuls proportional zu seiner Amplitude und ordnet ihm eine Zahl zwischen 0 und 1023 zu. In dem dazugehörigen Kanal wird daraufhin der Inhalt um eins erhöht. Durch die Auswertung vieler Pulse mit unterschiedlichen Amplituden lässt sich so das Energiespektrum bestimmen, das vom Szintillator gemessen wird.

2.2.3. Photomultiplier-Basis

Im vorliegenden Fall erfolgt die Auslese des Szintillators über die Ospreybasis von der Firma Canberra [18], [19], siehe Abbildung. Diese wird direkt mit dem Photomultiplier des Szintillators verbunden und über einen USB-Port an den PC angeschlossen, über den auch die Spannungsversorgung läuft. Das Besondere hierbei ist, dass die Hochspannungsversorgung des Photomultipliers, die Verstärkung des Signals und der VKA im Osprey kombiniert werden, so dass auf weitere externe Geräte verzichtet werden kann. Außer über einen USB-Anschluss verfügt das Osprey noch über eine Ethernetverbindung, sowie drei GPIO-Kanäle mit denen mehrere Szintillatoren kombiniert werden können, was hier jedoch nicht notwendig ist. Zur Kontrolle des Gerätes dienen drei LEDs, mit denen der Status und die eventuelle Datennahme angezeigt werden. Gesteuert wird das System über die Genie-Software [18], im Anhang befindet sich ein Bildschirmfoto einer Zählratenmessung, auf diese wird hier nicht näher eingegangen.

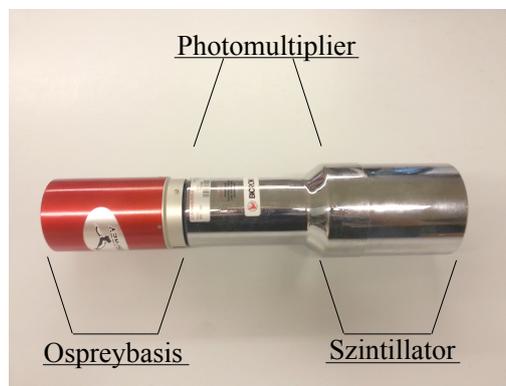


Abbildung 2.7.: Szintillator, Photomultiplier und Ospreybasis.

2.2.4. Geiger-Müller-Zählrohr

Geiger-Müller-Zählrohre (GM-Zählrohr) gehören zu den ältesten Typen von Detektoren mit denen der Nachweis von radioaktiver Strahlung erfolgt. Ihr Aufbau besteht aus einem Metallzylinder der als Kathode dient und einem durch den Zylinder laufenden dünnen Draht als Anode. Moderne GM-Zähler besitzen ein Fenster, das aus einer massearmen Folie wie z.B. Glimmer besteht um die Nachweiswahrscheinlichkeit zu erhöhen. Der Zylinder selbst ist mit einem Zählgas gefüllt, das sich aus einem Edelgas und einem sogenannten Löschgas zusammensetzt. Beim Durchgang von ionisierenden Teilchen wird das Gas entlang der Teilchenspur ionisiert. Die freiwerdenden Elektronen wandern zur Anode und erzeugen dort einen Stromfluss der gemessen werden kann.

Je nach angelegter Spannung kann das Zählrohr auf verschiedene Arten betrieben werden. Dies ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Oberhalb des Rekombinationsbereichs, in dem ein Großteil der Elektronen vor Erreichen der Anode wieder von den Gasmolekülen aufgenommen wird, kann das Zählrohr als Ionisationskammer betrieben werden. Hier

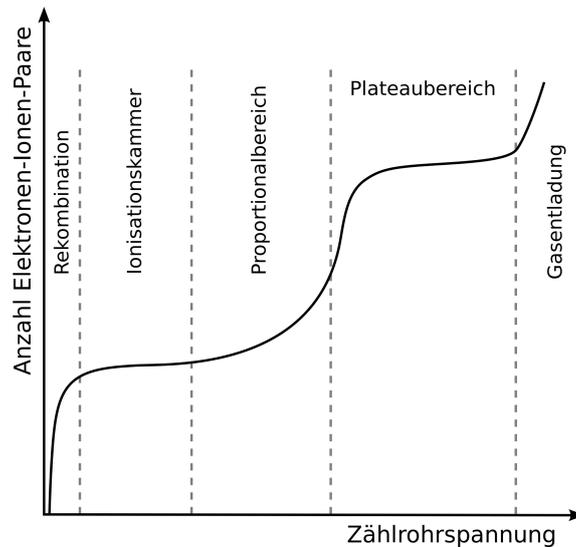


Abbildung 2.8.: Die unterschiedlichen Betriebsmodi eines Zählrohres aus [20]. Je nach angelegter Spannung lässt sich das gleiche Zählrohr für unterschiedliche Zwecke verwenden.

erreichen alle Elektronen die Anode und der gemessene Strom ist proportional zur Energie des ionisierenden Teilchens.

Erhöht man die Spannung, so gelangt man in den Proportional- oder Gasverstärkungsbereich. Durch das starke elektrische Feld in der Nähe der Anode ($\propto \frac{1}{r}$) werden die Elektronen so stark beschleunigt, dass sie das umgebende Gas ionisieren. Der gemessene Strompuls ist immer noch proportional zur Energie des ionisierenden Teilchens da die Gasverstärkung nur in der Nähe der Anode stattfindet, ist aber um ein Vielfaches stärker. Damit ist es möglich mit Proportionalzählern zwischen α - und β -Strahlung zu unterscheiden. Aufgrund ihrer unterschiedlichen Masse ($m_e \sim 0.5 \text{ MeV}$, $m_\alpha \sim 4 \text{ GeV}$) aber gleichem Energiebereich, ist die spezifische Ionisation für α -Strahlung stärker als für β -Strahlung. Zur Auslese muss das Signal elektrisch verstärkt werden.

Bei noch höherer Spannung wird die Gasverstärkung so stark, dass sich die entstehende Entladung im gesamten Zählrohr ausbreitet. Die Gasentladung hält so lange an, bis die entstehende Gasionenwolke weit genug nach außen zur Kathode gewandert ist und das elektrische Feld abschirmt. Ein erneutes Zünden wird durch das Löschgas verhindert. Hier ist der entstehende Strom nicht mehr im proportionalen Bereich, sondern jedes Teilchen erzeugt unabhängig von seiner Energie denselben Stromimpuls. In diesem Bereich bezeichnet man das Zählrohr als Geiger-Müller-Zählrohr.

Das Zählrohr, das in diesem Versuch verwendet wird, ist in Abbildung 2.9 abgebildet, die Eigenschaften und Betriebsparameter sind in Tabelle 2.2 angegeben. Es handelt sich um ein Modell von der Firma PHYWE [21] und wird als Geiger-Müller-Zählrohr betrieben. Die Spannungsversorgung erfolgt über ein BNC-Kabel mit dem das Signal gleichzeitig ausgelesen werden kann.

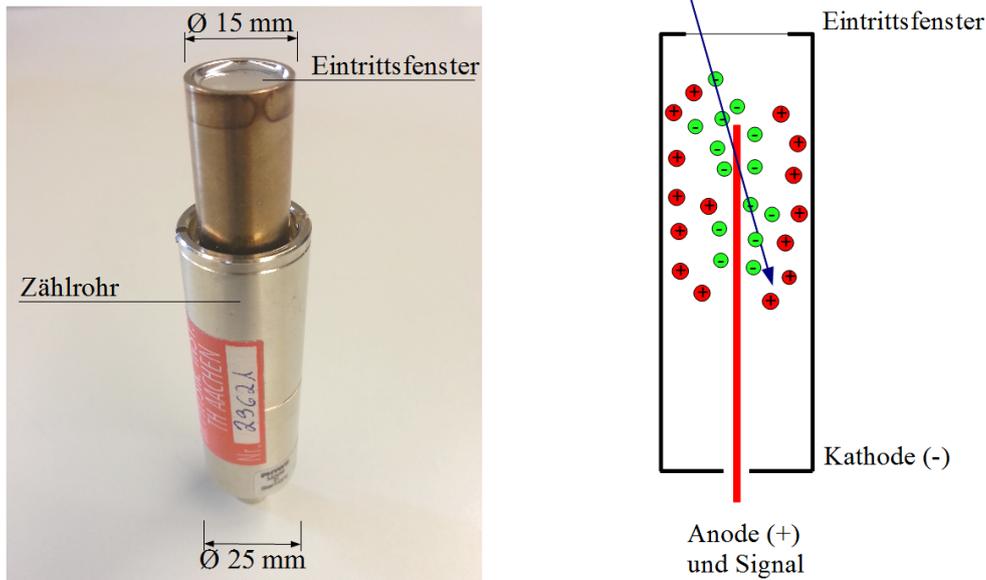


Abbildung 2.9.: Zählrohr ohne Blende. Das Fenster hat laut Hersteller eine sehr geringe Massenbelegung von 2-3 mg/cm². Nicht zu sehen ist die BNC-Buchse an der Rückseite des Zählrohres, mit dem sowohl die Spannungsversorgung, als auch die Signalauslese erfolgt. Rechts dargestellt ist der schematische Aufbau des Zählrohres. Auf dem Weg durch das Zählrohr ionisiert ein Teilchen die Gasmoleküle. Die positiven Kationen wandern zum Mantel, während die Elektronenwolke zur Anode wandert und dort einen Stromfluss erzeugt.

Gasfüllung	Neon-Argon-Halogen-Gemisch
Mantel	Chrom-Eisen
Massenbelegung Mantel	250 mg/cm ²
Massenbelegung Fenster	2-3 mg/cm ²
Einsatzspannung	ca. 275-325 V
Plateau	ca. 425-600 V
Arbeitsspannung	etwa 500 V
Totzeit	ca 100 μ s \pm 15%
Länge	40 mm
Äußerer Durchmesser ohne Anpassungsstück	15 mm
mit Anpassungsstück	22 mm

Tabelle 2.2.: Betriebsparameter des verwendeten Geiger-Müller-Zählrohres, aus [22].

2.2.5. Spannungsversorgung und Signalauslese

Als Schnittstelle zwischen Zählrohr und PC wird die Cobra3-Basiseinheit [23] der Firma PHYWE verwendet. Dieses kann durch unterschiedliche Erweiterungen für mehrere Zwecke wie Temperatur- oder Druckmessungen etc. verwendet werden. Im vorliegenden Fall wird das Messmodul Geiger-Müller-Zählrohr [24] genutzt, das mit dem Zählrohr über ein BNC-Kabel verbunden wird. Das Modul liefert eine feste Versorgungsspannung von 500 Volt an das Zählrohr und liest gleichzeitig die Zählrate aus. Über einen USB-Anschluss kommuniziert die Basiseinheit mit dem PC. Abbildung 2.10 zeigt das Cobra3-Modul wie es im Praktikum verwendet wird, im Anhang befindet sich ein Screenshot einer Messung.

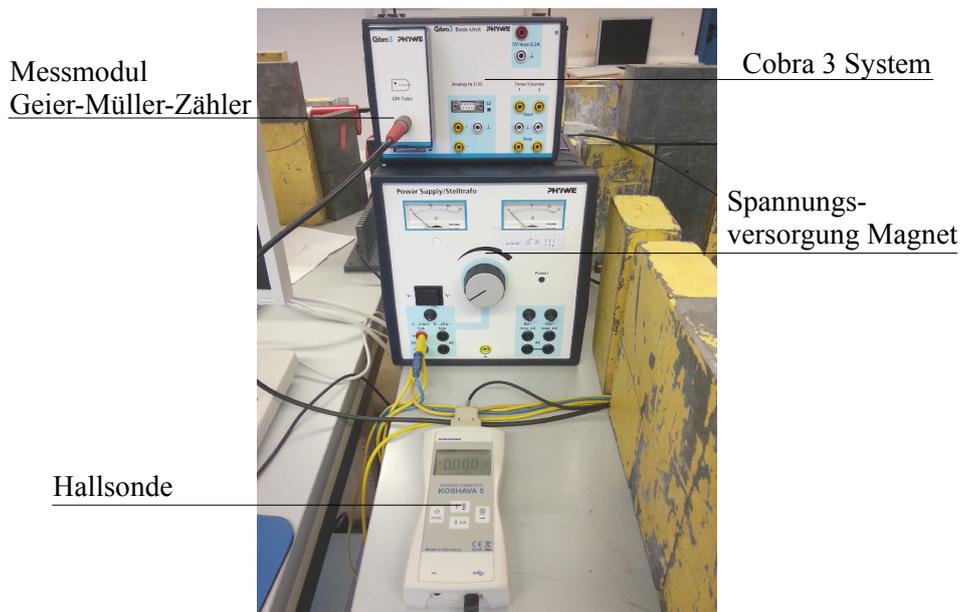


Abbildung 2.10.: Oben sieht man das Cobra3-Modul zur Spannungsversorgung sowie Signalauslese des Geiger-Müller-Zählrohres. Darunter ist das Netzteil zur Spannungsversorgung des Magneten, möglich ist sowohl Gleich- als auch Wechselstrom, über den Regler wird das Magnetfeld gesteuert. Unten sieht man das Handgerät der Hallsonde, welche die Sonde mit der Betriebsspannung versorgt und das Signal zum PC weiterleitet.

2.3. Magnet

Bei dem verwendeten Elektromagneten handelt es sich um ein Modell von der Firma PHYWE [21]. In Verbindung mit den Polschuhen aus Eisen ist es möglich ein Magnetfeld mit der Stärke von 1.1 T zu erzeugen, bei einem Abstand der Polschuhe von etwa 5 mm. Dies ist mehr als ausreichend um die Elektronen aus der ^{90}Sr -Quelle auf eine Kreisbahn mit dem Radius von etwa 20 mm zu zwingen. Die Eigenschaften sind in Tabelle 2.3 aufgeführt, zu beachten ist, dass der Magnet nur kurzzeitig mit maximal 5 A betrieben werden sollte, da sonst eine starke Erwärmung eintritt. Die Spannungsversorgung läuft über ein normales Netzteil, abgebildet in 2.10, auf das hier jedoch nicht näher eingegangen wird.

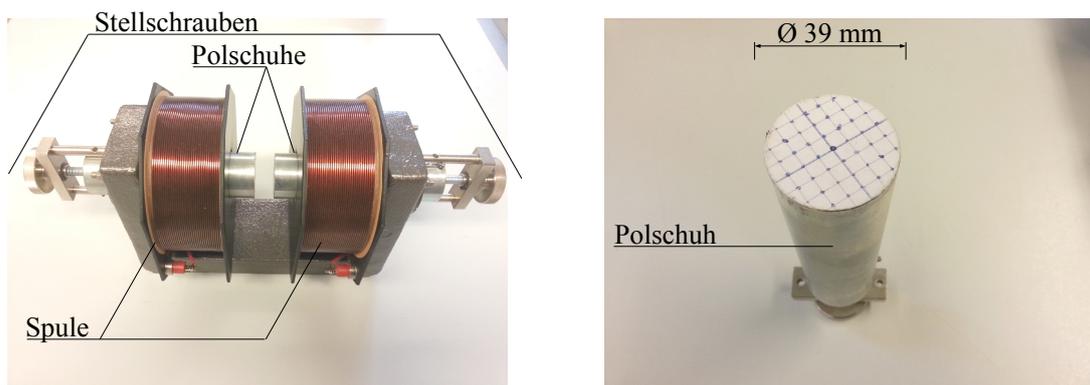


Abbildung 2.11.: Elektromagnet mit Polschuhen. Rechts ist ein Polschuh zu sehen, mit aufgeklebtem Raster, als Hilfsmittel zur leichteren Vermessung des räumlichen Verlaufs des Magnetfelds.

Windungszahl pro Spule	842
Widerstand pro Spule	2.66 Ω
Dauerstromstärke	4 A
Kurzzeitbetrieb (20 min.) max.	5 A
Maße	(350x140x180) mm
Masse	ca. 17 kg
\varnothing Polschuh (flach)	39 mm
B_{\max} (5 A, Spaltbreite 5 mm)	1.1 T

Tabelle 2.3.: Eigenschaften des verwendeten Elektromagneten aus [25].

2.4. Absorber

Die Absorptionsplatten, die verwendet werden, bestehen aus unterschiedlichen Materialien. Sie stammen zum Teil aus einem Absorptionsset der Firma PHYWE [21], die extra zu diesen Zwecke verkauft werden. Da diese alle die gleiche Dicke haben (nicht Massenbelegung), wurden noch einige handelsübliche Aluminiumbleche unterschiedlicher Stärke angeschafft und auf die benötigte Größe zugeschnitten. Ein Bild der Absorber ist in Abbildung 2.12 dargestellt.

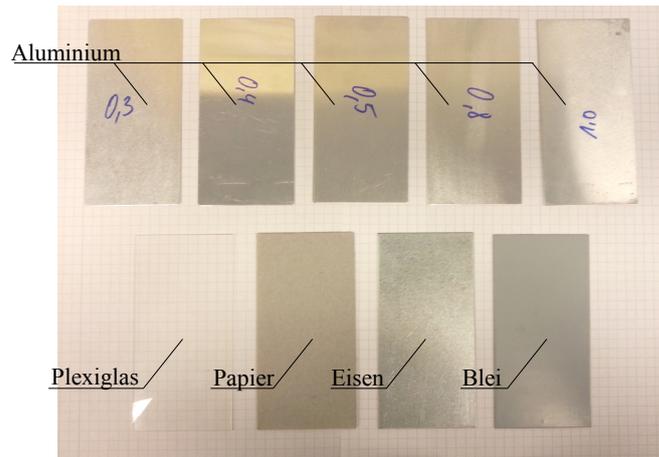


Abbildung 2.12.: Die im Versuch verwendeten Absorberplatten. Die unteren vier, mit Stärke 1 mm, stammen aus einem Set der Firma Phywe. Bei den oberen Absorbern handelt es sich um handelsübliche Aluminiumbleche mit unterschiedlichen Stärken, die Zahlen auf dem jeweiligen Blech gibt die Stärke in mm an.

3. Impulsmessung von Elektronen im Magnetfeld

Vorüberlegung

Das Ziel des Experimentes ist es, den Studenten das grundlegende Prinzip einer Impulsmessung im Magnetfeld zu vermitteln. Angewendet wird dies beispielsweise am CMS-Experiment, bei dem über die Krümmung der Spur eines hochenergetischen Teilchens im Magnetfeld des Detektors der Impuls transversal zur Strahlrichtung bestimmt wird. Im Versuch sollen die Studenten das Impulsspektrum einer ^{90}Sr -Quelle vermessen und deren Zerfallsenergie ermitteln. Als Nachweisgerät dient ein Geiger-Müller-Zählrohr, das die Elektronen aus der radioaktiven Quelle detektiert. Damit ein Impulsspektrum aufgenommen werden kann, wird ein Impulsspektroskop verwendet. Im Gegensatz zu CMS, bei dem die Teilchen durch ein zeitlich konstantes Magnetfeld fliegen und ihr jeweiliger Krümmungsradius ermittelt wird um damit auf den Impuls zu schließen, werden die Teilchen hier nur detektiert wenn sie auf einem bestimmten, festen Radius durch den Aufbau fliegen. Der dazugehörige Impuls berechnet sich über die Stärke des angelegten Magnetfeldes.

Um den Eigenanteil der Studenten zu erhöhen, wird bewusst auf einen fertigen Aufbau wie man ihn beispielsweise bei PHYWE [21] bestellen könnte, verzichtet. Die Studenten sollen selbst (unter Anleitung des Betreuers in der Vorbesprechung) überlegen, wie sie mittels der vorhandenen Komponenten das Experiment aufbauen und durchführen. Dazu gehört auch eine Betrachtung der relevanten systematischen Unsicherheiten sowie der Auflösung des Spektroskops. Das bedeutet natürlich, dass sich Fehler und Ungenauigkeiten in Aufbau und Durchführung direkt auf die Ergebnisse der Messung niederschlagen werden. Außerdem wird mit diesem Aufbau wahrscheinlich nicht die gleiche Präzision erzielt wie beispielsweise mit einem Szintillator, der für eine Energiemessung optimiert wurde. Dieser Ansatz bietet sich hier dennoch an, da die zugrundeliegende Physik relativ einfach ist und der Schwerpunkt deshalb auf die Versuchsplanung und -Durchführung gelegt werden kann. Aus pädagogischer Sicht haben die Studenten dadurch die Chance, Dinge über die praktische Seite von Experimenten zu lernen, da es häufig nicht die Physik ist, welche über Gelingen oder Scheitern entscheidet, sondern sorgfältiger Aufbau und Durchführung.

3.1. Versuchsaufbau

Um den Versuch aufzubauen stehen folgende Hilfsmittel zu Verfügung, siehe auch Abbildung 3.1:

- Stative
- Stangen
- Stativklammern
- Kreuzmuffen
- Elektromagnet mit Polschuhen
- Kabel für Elektromagnet
- Spannungsversorgung des Magneten
- Cobra3-System
- Ein Geiger-Müller-Zählrohr
- ^{90}Sr
- Blenden für Zählrohr und Quelle
- Hallsonde
- Dosenlibelle
- Bleiziegel zur Abschirmung der Strahlung



Abbildung 3.1.: Geräte, die für den Versuchsaufbau vorhanden sind. Oben links sieht man die Blenden des Zählrohres und der Quelle. Daneben befinden sich zwei Stative, an denen falls nötig diverse Stangen und Stativklammern mittels der Kreuzmuffen befestigt werden können.

Mit diesen lassen sich prinzipiell natürlich mehrere mögliche Messaufbauten realisieren. Das hier verfolgte Konzept gestaltet sich wie folgt: Die radioaktive Quelle emittiert

Elektronen die ein Magnetfeld durchlaufen. Je nach Stärke des Feldes werden Elektronen mit einem spezifischen Impuls auf einen festen Krümmungsradius gezwungen. Die Messung im Zählrohr erfolgt unter einem festen Winkel relativ zur Strahlrichtung der Quelle. Eine mögliche Variante des Aufbaus, die auch in dieser Arbeit verwendet wurde, ist schematisch in Abbildung 3.2 dargestellt, Abbildung 3.3 zeigt ein Foto des Aufbaus im Praktikum. Um die geometrische Konstellation von Polschuhen, Quelle und Zählrohr zu verdeutlichen, zeigt Abbildung 3.4 eine schematische Darstellung der Seitenansicht. Aufgrund der Geometrie der Quelle ist es nicht möglich diese vollständig zwischen den Polschuhen zu platzieren. Das hat den Nachteil, dass die Elektronen den Außenbereich der Polschuhe durchqueren müssen, in dem das Magnetfeld nicht mehr vollständig homogen ist. Um dies zu korrigieren, wird in Abschnitt 3.2.2 ein Effektivwert der Magnetfeldstärke ermittelt. Die Polschuhe befinden sich in den Magneten, diese sind

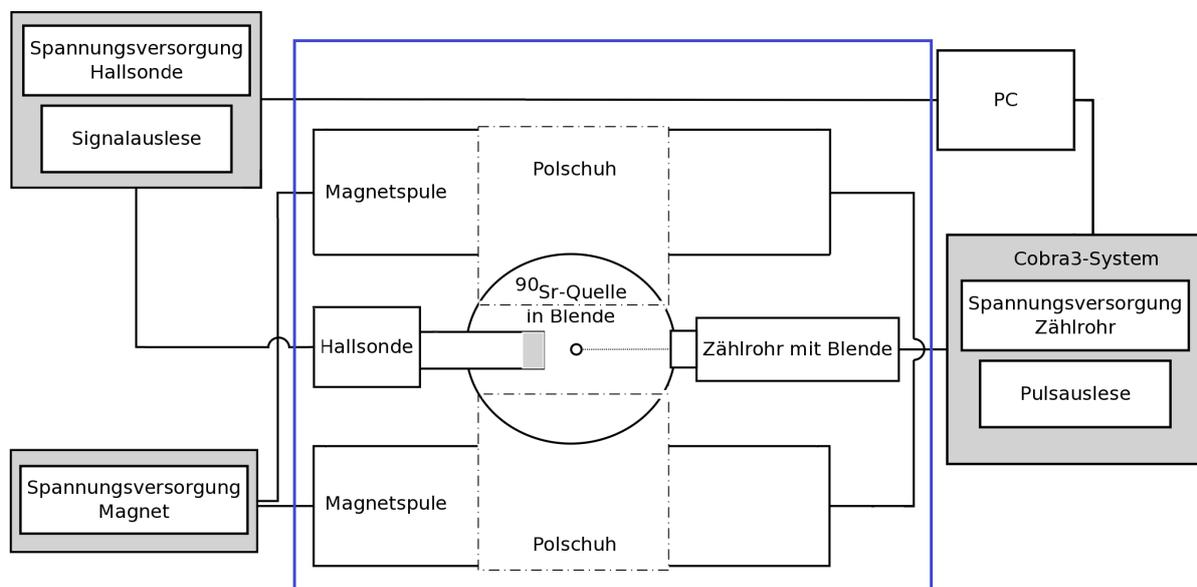


Abbildung 3.2.: Schematischer Versuchsaufbau der Impulsmessung. Abbildung 3.3 zeigt den blau eigerahmten Bereich wie er in der Realität aussieht.

in Reihe geschaltet. Über die Kabel sind die Magneten mit der Spannungsversorgung verbunden über welche später das Magnetfeld variiert wird. Der Abstand der Polschuhe kann durch Drehen der Stellschrauben am Elektromagneten verändert werden. Je kleiner der Abstand zwischen den Polschuhen ist, umso größer ist das maximale Magnetfeld. Eine Hallsonde befindet sich mittig zwischen den Polschuhen, deren Signalauslese sowie die Spannungsversorgung erfolgen über das dazugehörige Gerät, das über ein USB-Kabel mit dem PC verbunden ist. Auf diesem ist eine Software installiert, zur Akquisition der Messdaten. Vor dem Fenster des Zählrohres befindet sich eine Blende, mit einer Öffnung von 1 mm Radius, um die empfindliche Fläche einzugrenzen, das Zählrohr selbst ist in waagerechter Position in unmittelbarer Nähe der Polschuhe positioniert, im homogenen Bereich des Magnetfeldes. Die Hallsonde ermöglicht also eine Messung der Magnetfeldstärke, während das Zählrohr eine dazugehörige Zählrate liefert. Bei der

Verwendung der Blende ist darauf zu achten, dass das empfindliche Glimmerfenster (Massenbelegung ca. $2 - 3\text{mg}/\text{cm}^2$) nicht berührt und damit beschädigt wird. Die Spannungsversorgung und die Signalauslese des Zählrohres erfolgen mittels eines BNC-Kabels über das Cobra3-System (siehe Abschnitt 2.2.5, auf Seite 28), das mittels USB-Anschluss mit der dedizierten Software auf dem PC kommuniziert. Damit kann auch die Dauer einer Messung und deren Beginn gewählt werden. Die Rechenleistung des PC reicht aus um beide Programme parallel laufen zu lassen, falls nötig. Die radioaktive Quelle ist senkrecht über den Polschuhen positioniert. Über eine Blende, mit einer Öffnung von 0.5 mm Radius, erfolgt die Fokussierung der emittierten Elektronen nach unten. Die Elektronen fliegen somit einen Viertelkreis, dessen Radius durch das Zählrohr und die Quelle definiert wird, siehe Abbildung 3.5. Die Schwierigkeit besteht bei diesem Aufbau darin, dass Quelle und Zählrohr genau positioniert werden, da sonst das zu messende Spektrum verzerrt wird und sich der Endpunkt des Spektrums verschiebt. Im Anhang finden sich Bildschirmfotos der verwendeten Software zur Messung der Zählrate, bzw. zur Messung der Eigenschaften des Magnetfeldes.

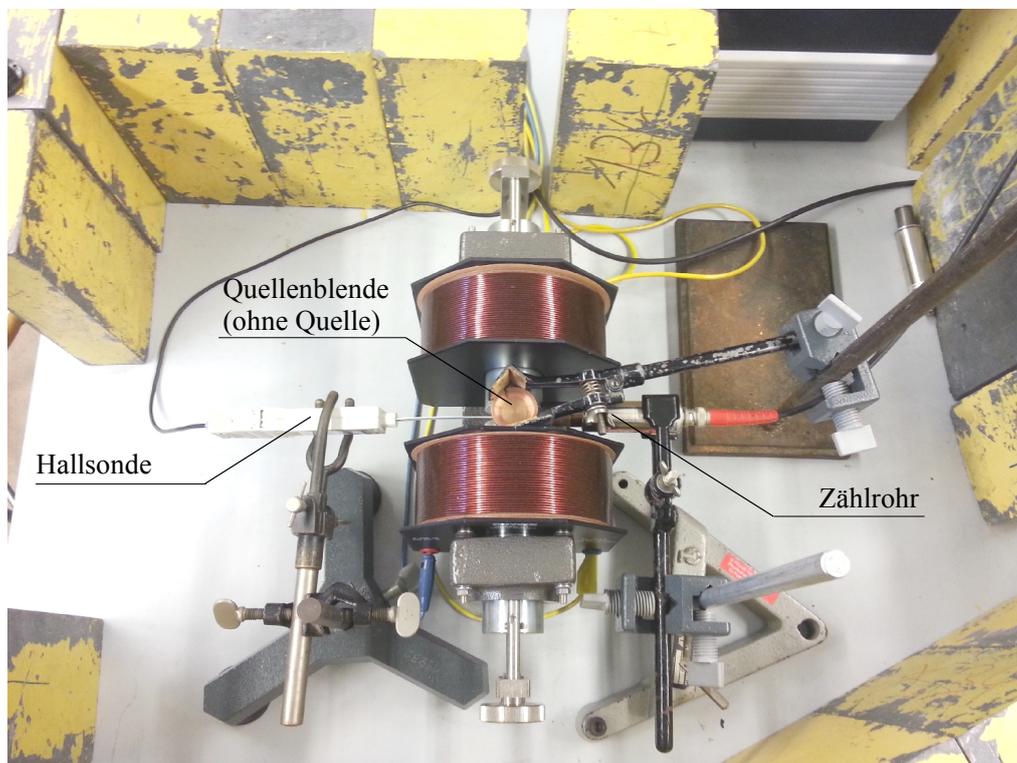


Abbildung 3.3.: Aufbau des Impulsspektroskops im Praktikum. Die einzelnen Komponenten wurden zur besseren Übersicht markiert. Zum Ausrichten der Blende wird eine Dosenlibelle verwendet. Die Quelle wird erst nach Ende des Aufbaus in der Blende platziert. Nicht abgebildet sind die Spannungsversorgung und Auslese von Zählrohr und Hallsonde, siehe dazu Abbildung 2.10.

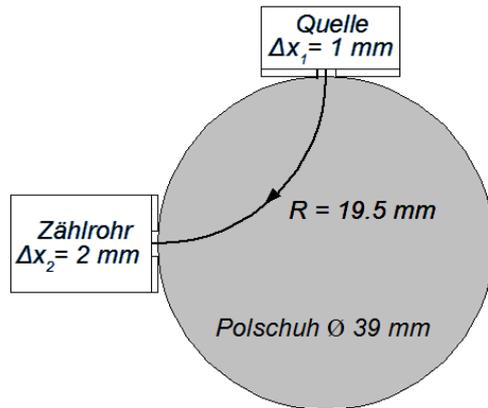


Abbildung 3.4.: Schematische Darstellung der Positionierung von Quelle und Zählrohr bezüglich der Polschuhe des Elektromagneten. Mit aufgeführt sind die Spaltbreiten der Blende und der Durchmesser der Polschuhe. Aufgrund der Geometrie der Quelle ist es nicht möglich, diese vollständig zwischen den Polschuhen zu platzieren. Da das Magnetfeld am Rand der Polschuhe nicht mehr vollständig homogen ist, wird ein Korrekturfaktor bestimmt, der diesen Effekt berücksichtigen soll, siehe Abschnitt 3.2.2, auf Seite 40.

3.1.1. Betrachtung der systematischen Unsicherheiten

Die systematischen Unsicherheiten die berücksichtigt werden müssen, sind die Unsicherheit bei der Bestimmung des Krümmungsradius, sowie die Unsicherheit bei der Messung des Magnetfeldes durch die Hallsonde. Hinzu kommt eine Untergrundabschätzung, die bei verschwindendem Magnetfeld vorgenommen wird und ebenfalls mit einer Unsicherheit behaftet ist. Zuerst wird die Unsicherheit der Hallsonde betrachtet. Laut Handbuch des Herstellers [26], beträgt die Genauigkeit der Sonde 0.3% vom vollen Bereich, das dazugehörige Teslameter hat eine Genauigkeit von 0.2% vom vollen Bereich. Dazu kommt eine statistische Unsicherheit von ± 1 Digit. Da laut Hersteller Sonde und Gerät unabhängig voneinander gefertigt und kalibriert werden, ist davon auszugehen, dass die Unsicherheiten nicht korrelieren. Somit können diese quadratisch addiert werden, was einer systematischen Gesamtunsicherheit von 0.4% entspricht.

Um die systematische Unsicherheit des Krümmungsradius abzuschätzen wurde angenommen, dass die Positionierung von Quelle und Zählrohr, unter Zuhilfenahme des auf dem Polschuh angebrachten Rasters (siehe auch Abbildung 2.11), auf $\pm 0.5 \text{ mm}$ genau erfolgen kann. Da die Blenden von Quelle und Zählrohr unmittelbar an den Polschuhen positioniert sind ergibt sich für die Sollbahn der Krümmungsradius $R = 19.5 \text{ mm}$ (siehe Tabelle 2.3). Unter der Annahme, dass Quelle und sensitive Fläche des Zählrohrs punktförmig sind und die emittierten Elektronen senkrecht in das Magnetfeld gelangen, werden nun Quelle und Zählrohr um ihre Fehler nach oben und unten verschoben. Dadurch ergeben

sich vier Radien die zur Abschätzung betrachtet werden, siehe Abbildung 3.5 und Tabelle 3.1.

		Zählrohr	
		unten	oben
Quelle	unten	R_1	R_2
	oben	R_3	R_4

Tabelle 3.1.: Die neuen Krümmungsradien, die durch Variieren von Zählrohr und Quelle um ihre Fehler möglich sind.

Über geometrische Überlegungen erhält man für die Abbildung 3.5 links ($\Delta x = \Delta y = 0.5$ mm):

$$R_1 = (R - \Delta x) = 19 \text{ mm}, \quad (3.1)$$

$$(3.2)$$

$$R_2^2 = a^2 + (R + \Delta y)^2 \quad (3.3)$$

$$R_2 = (R - \Delta x) + a \quad (3.4)$$

$$(3.5)$$

Gleichung 3.3 nach a umstellen und in 3.2 einsetzen ergibt:

$$\Rightarrow R_2 = \frac{(R - \Delta x)^2 + (R + \Delta y)^2}{2(R - \Delta x)} = 20.03 \text{ mm} \quad (3.6)$$

Für Abbildung 3.5 rechts folgt:

$$R_3^2 = b^2 + (R - \Delta y)^2 \quad (3.7)$$

$$R_3 = (R + \Delta x) - b \quad (3.8)$$

$$(3.9)$$

Gleichung 3.6 nach b umstellen und in 3.5 einsetzen ergibt:

$$\Rightarrow R_3 = \frac{(R + \Delta x)^2 + (R - \Delta y)^2}{2(R + \Delta x)} = 19.03 \text{ mm}, \quad (3.10)$$

$$R_4 = (R + \Delta x) = 20 \text{ mm} \quad (3.11)$$

Um die Systematik konservativ abzuschätzen, werden die Radien $R_1 = 19.00$ mm und $R_2 = 20.03$ mm verwendet. Damit beträgt der Krümmungsradius $R = (19.5 \pm 0.5)$ mm, wobei prinzipiell die Abweichungen nach oben und unten unterschiedlich sind. Dies ist in diesem Fall vernachlässigbar.

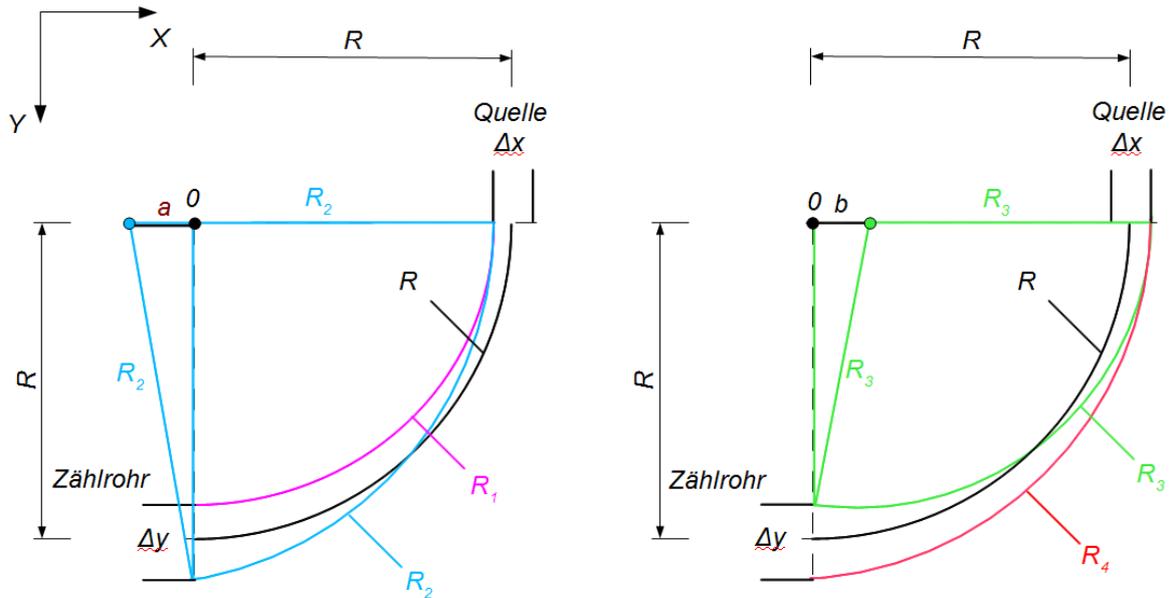


Abbildung 3.5.: Abschätzung der systematischen Unsicherheit auf den Krümmungsradius. Unter der Annahme, dass die Positionierung von Quelle und Zählrohr auf 0.5 mm genau erfolgen kann, ergeben sich die dargestellten möglichen Radien durch verschieben von Quelle und Zählrohr um den jeweiligen Fehler $\Delta x = \Delta y = 0.5$ mm. a und b sind Hilfsgrößen, die zur Berechnung verwendet wurden. Der Krümmungsradius kann damit zu $R = (19.5 \pm 0.5)$ mm bestimmt werden.

3.1.2. Impulsauflösung

Die Bestimmung der Impulsauflösung erfolgt prinzipiell wie die Abschätzung des Fehlers auf den Krümmungsradius im vorherigen Abschnitt. Der Unterschied zur systematischen Unsicherheit auf den Krümmungsradius ist, dass sich durch die Breite der Impulsauflösung Δp nicht die Messskala verschiebt. Vielmehr ist es so, dass pro Messwert alle Elektronen zusammengezählt werden mit Impulsen zwischen $p \pm \frac{\Delta p}{2}$. Die Messwerte sollten daher so gewählt werden, dass sich die Auflösung nicht überschneidet und Elektronen mit bestimmten Impulsen doppelt gezählt werden. Man betrachte Abbildung 3.6. Die Elektronen verlassen die Quelle Q und gelangen durch eine Blende mit Breite $\Delta x_1 = 1$ mm in das Magnetfeld. Hier werden sie abgelenkt und mittels eines Detektors D detektiert. Vor dem Detektor befindet sich eine weitere Blende mit Breite $\Delta x_2 = 2$ mm. Der Unterschied zur vorherigen Rechnung liegt darin, dass die Blende des Zählrohres nicht die gleiche Breite wie Blende der Quelle hat. Dies liegt daran, dass mit einer schmalere Blende die Zählrate sehr niedrig wird, so dass es nicht mehr möglich ist eine Messung durchzuführen. Unter der Annahme, dass die Elektronen parallel zur y-Achse in das Magnetfeld eintreten wird im Folgenden die Auflösung des Spektroskops bestimmt. Die möglichen Radien mit den dazugehörigen Impulsen $\frac{p}{\text{keV}} = 0.3 \frac{B}{\text{mT}} \frac{R}{\text{mm}}$ sind wie im

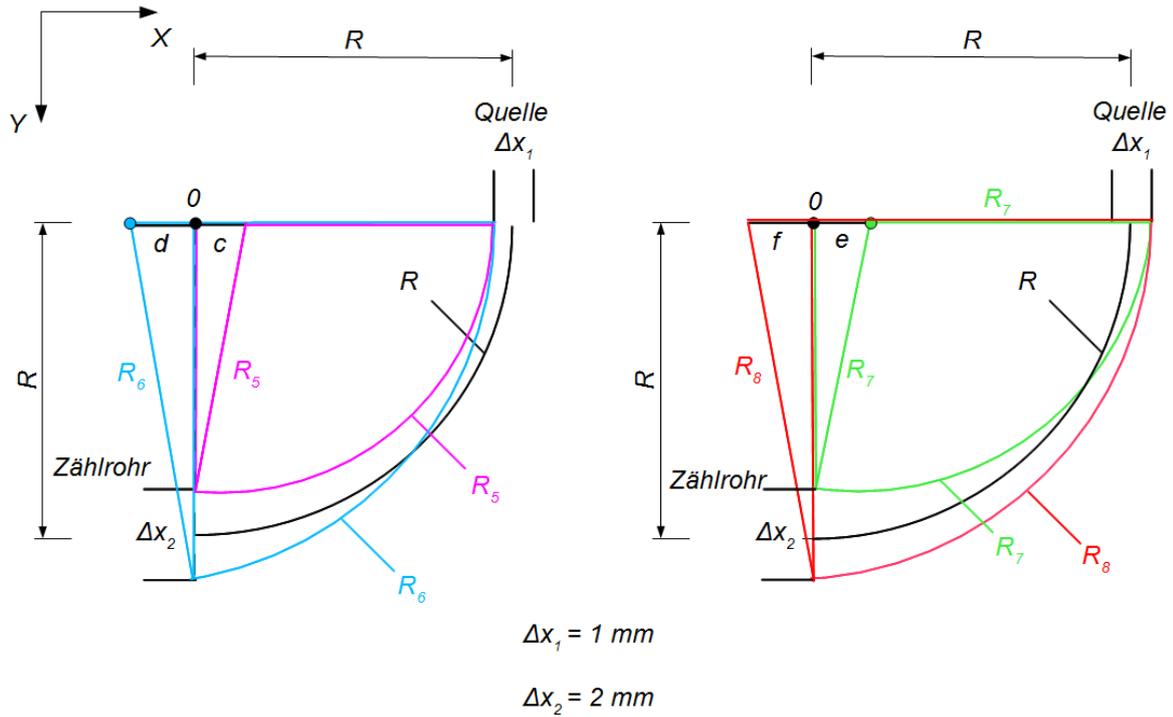


Abbildung 3.6.: Ermittlung der Auflösung durch Berücksichtigung der Spaltbreiten von Quellen- und Zählrohrblende. Unter der Annahme, dass die Elektronen senkrecht in die Apparatur gelangen ergeben sich die dargestellten möglichen Radien durch geometrische Überlegungen und der Verwendung der Hilfsgrößen c, d, e und f. Die relative Auflösung beträgt $\frac{\Delta p}{p} = 0.1$.

vorherigen Abschnitt zu bestimmen ($\Delta x_1 = 1 \text{ mm}$, $\Delta x_2 = 2 \text{ mm}$):

$$R_5 = \frac{(R - \frac{\Delta x_1}{2})^2 + (R - \frac{\Delta x_2}{2})^2}{2(R - \frac{\Delta x_1}{2})} = 18.5 \text{ mm}, \quad (3.12)$$

$$R_6 = \frac{(R - \frac{\Delta x_1}{2})^2 + (R + \frac{\Delta x_2}{2})^2}{2(R - \frac{\Delta x_1}{2})} = 20.03 \text{ mm}, \quad (3.13)$$

$$R_7 = \frac{(R + \frac{\Delta x_1}{2})^2 + (R - \frac{\Delta x_2}{2})^2}{2(R + \frac{\Delta x_1}{2})} = 18.56 \text{ mm}, \quad (3.14)$$

$$R_8 = \frac{(R + \frac{\Delta x_1}{2})^2 + (R + \frac{\Delta x_2}{2})^2}{2(R + \frac{\Delta x_1}{2})} = 20.5 \text{ mm} \quad (3.15)$$

Damit folgt, dass Elektronen mit Impulsen, die zwischen $\frac{p_{min}}{keV} = 0.3 \frac{B}{mT} \frac{R_5}{mm}$ und $\frac{p_{max}}{keV} = 0.3 \frac{B}{mT} \frac{R_8}{mm}$ liegen, detektiert werden. Dies entspricht einer relativen Auflösung von

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{p_{max} - p_{min}}{p} = \frac{R_8 - R_5}{R} = 0.1. \quad (3.16)$$

Um eine Überschneidung der gezählten Impulse und damit Mehrfachzählungen zu vermeiden, ist es sinnvoll, die Messpunkte so zu wählen, dass sich die jeweiligen Impulsbreiten nicht überschneiden.

3.2. Vorversuche zu den Eigenschaften des Magnetfeldes

Bevor das Spektrum der $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle gemessen werden kann, ist es wichtig sich Gedanken über die Eigenschaften des Magnetfeldes zu machen. Dies ermöglicht überhaupt erst eine Impulsmessung (siehe Abschnitt 1.2, auf Seite 7) und eventuelle Abweichungen oder Veränderungen während der Messung haben Auswirkungen auf das Ergebnis. Dazu gehören die zeitliche Variation des Magnetfeldes bei fester Stromstärke und die Homogenität des Feldes innerhalb der Polschuhe. Die Vorversuche finden ohne Quelle statt, der Aufbau ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Die Hallsonde ist mit dem dazugehörigen Verlängerungskabel an das Teslometer angeschlossen, dessen Spannungsversorgung erfolgt über ein USB-Kabel das mit dem PC verbunden ist. Die Hallsonde ist an einer Klemme und einem Stativ befestigt, der sensitive Bereich befindet sich mittig zwischen den Polschuhen. Der Abstand der Polschuhe kann über die Stellschrauben des Elektromagneten variiert werden. Der Elektromagnet ist mit der Spannungsversorgung verbunden, die beiden Spulen werden gleichsinnig vom Strom durchflossen, so dass sich die Magnetfelder konstruktiv überlagern.

3.2.1. Zeitlicher Verlauf des Magnetfeldes

Um die zeitliche Variation der Magnetfeldstärke abzuschätzen, wurden die Messungen bei unterschiedlichen Stärken durchgeführt. Dabei wurde alle 10 Sekunden ein Messpunkt während insgesamt 200 Sekunden aufgenommen. Da der relevante Krümmungsradius 19.5 mm beträgt, benötigt man mindestens ein Magnetfeld in Höhe von 470 mT um das gesamte Impulsspektrum von ^{90}Sr ($E_{\text{max}} = 2280 \text{ keV} \hat{=} p_{\text{max}} = 2744 \text{ keV}$) vermessen zu können. Es wurden Messungen bei 500 mT, 400 mT, 250 mT, 150 mT und 50 mT in eben dieser Reihenfolge durchgeführt. Dabei wurde am Netzteil die Spannung so eingestellt, dass die Hallsonde die gewünschte Feldstärke anzeigte. Der Messbereich der Hallsonde wurde von 0-2 Tesla gewählt. Die statistische Unsicherheit auf den jeweiligen Messpunkt ergibt damit 1 mT aus der Genauigkeit des Gerätes.

In Abbildung 3.8 ist der zeitliche Verlauf der Magnetfeldstärke für unterschiedliche Stärken dargestellt. Für 500 mT sieht man, dass das Magnetfeld nach etwa 90 Sekunden anfängt zu schwanken. Je niedriger das eingestellte Magnetfeld wird, um so stabiler wird der Verlauf. Für 50 mT ist die nötige anzulegende Spannung so niedrig, dass praktisch keine Schwankung mehr auftritt. Bei 250 mT ist zu erkennen, dass das Magnetfeld nach etwa 120 Sekunden leicht ansteigt. Da für die vorherigen Messungen bei 400 mT und 500 mT relativ hohe Stromstärken (4-5 Ampere) nötig sind, ist eine leichte Erwärmung des Magneten festzustellen. Bei 250 mT kühlt dieser wieder leicht ab, so dass sich der Widerstand des Magneten leicht ändert. Die temperaturbedingten Schwankungen können

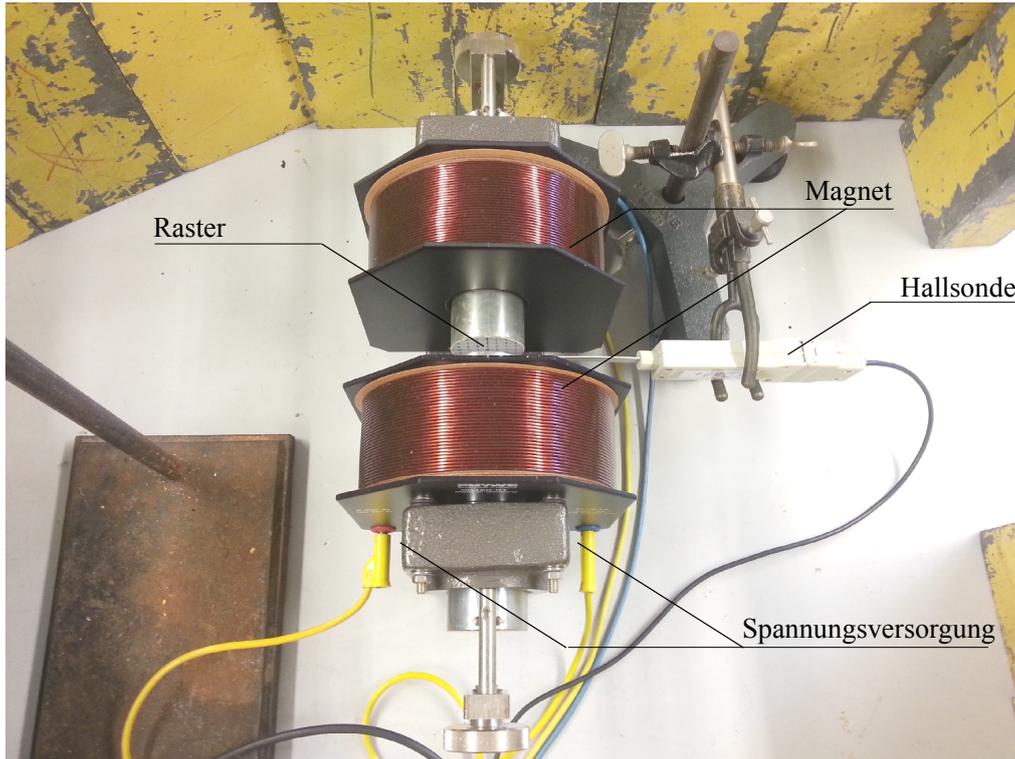


Abbildung 3.7.: Versuchsaufbau zur Messung des zeitlichen Verlaufes bei länger anhaltendem Stromfluss, sowie Ermittlung des räumlichen Verlaufes des Magnetfeldes innerhalb der Polschuhe.

durch die Stellschrauben der Polschuhe ausgeglichen werden, besser ist es allerdings, die spätere Messung bei hoher Stromstärke zu beginnen und dann zu niedrigerer Stromstärke gehen, damit durch die sinkende Stromstärke die Erwärmung des Magneten minimiert wird. Festzuhalten bleibt, dass als Messzeit für die spätere Hauptmessung ein Wert von 100 Sekunden sinnvoll ist.

3.2.2. Homogenität des Magnetfeldes innerhalb der Polschuhe

Um die räumliche Homogenität des Magnetfeldes zu überprüfen, wird mit Hilfe der Hallsonde und des Rasters auf den Polschuhen der Bereich zwischen den Polschuhen ausgemessen (siehe auch Abbildung 2.11 auf Seite 29 zur Darstellung des Polschuhs). Die Messung erfolgt in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld. Dabei wird sowohl der Abstand der Polschuhe, als auch die nominale Magnetfeldstärke variiert. Bei gewähltem Abstand und Magnetfeldstärke wird die Hallsonde vor dem jeweiligen Punkt des Rasters platziert und die Stärke des Magnetfeldes gemessen. Der Abstand der Polschuhe wurde zu 0.5 cm sowie 1 cm gewählt. Für jeden der beiden Werte wird das Raster bei 50 mT, 100 mT, 200 mT und 400 mT vermessen. In den Abbildungen 3.9 und 3.10 ist der

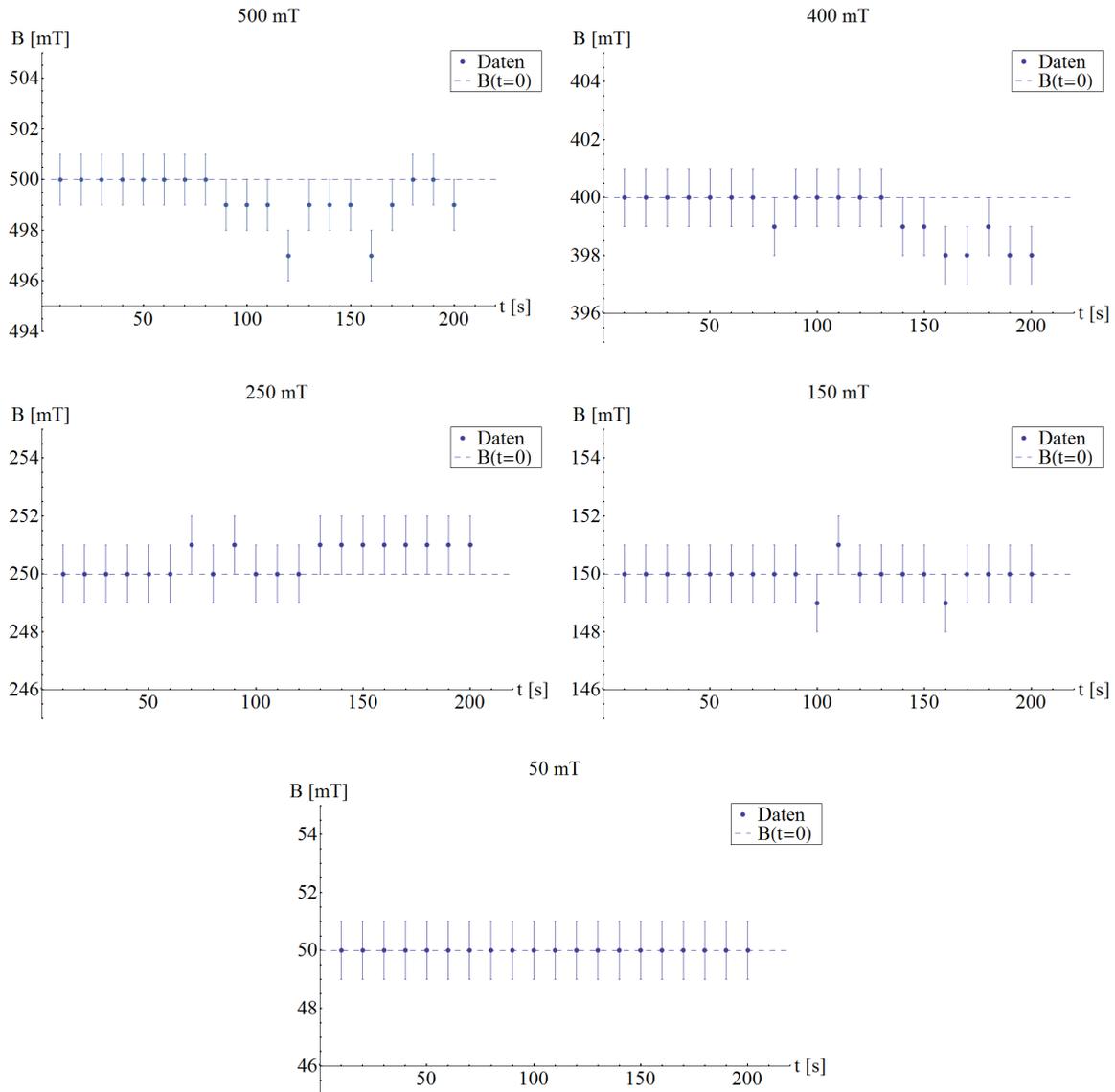


Abbildung 3.8.: Zeitliche Änderung des Magnetfeldes bei unterschiedlichen Stärken. Der Messbereich der Hallsonde lag bei 0-2 Tesla. Daraus resultiert eine Genauigkeit auf den Messwert von 1 mT. Die gestrichelte Linie liegt auf Höhe des Anfangswertes um eine etwaige Änderung deutlich zu machen. Zu erkennen ist die generelle Tendenz, dass das Magnetfeld nach etwa 100 Sekunden anfängt vom anfangs eingestellten Wert abzuweichen. Dies kann jedoch durch die Stellschrauben der Polschuhe ausgeglichen werden, hier nicht dargestellt. Die Dauer pro Messpunkt in der späteren Hauptmessung wird daher mit 100 Sekunden gewählt.

relative Verlauf des Magnetfeldes zwischen den Polschuhen für zwei unterschiedliche Polschuhabstände (1 cm und 0.5 cm) dargestellt. Relativ bedeutet hier die relative Abweichung vom Messpunkt mittig zwischen den Polschuhen. Bei beiden Abständen ist

der relative Verlauf unabhängig von der Stärke des angelegten Magnetfeldes, im äußeren Bereich fällt das Feld auf etwa 90% ab. Allerdings ist bei Abbildung 3.10 eine Stufe zu erkennen, die sich einmal über die gemessene Fläche zieht. Dies liegt möglicherweise daran, dass die Polschuhe nicht vollständig parallel sind, so dass es bei geringen Abständen zu Verzerrungen kommt. In Abbildung 3.9 ist dies nicht zu erkennen, so dass davon auszugehen ist, dass dieser Effekt für größere Abstände vernachlässigbar ist. Im Idealfall würde man den Abstand der Polschuhe also möglichst groß wählen, um ein homogenes Feld zu erhalten. Allerdings fällt mit dem Abstand der Polschuhe auch die Stärke des Feldes ab, so dass es irgendwann nicht mehr möglich ist das komplette Spektrum von ^{90}Sr zu vermessen. Da der Effekt für den Abstand von 1 cm nicht auftritt, wird dies im Folgenden als minimaler Abstand der Polschuhe verwendet. Auf eine Darstellung der Abhängigkeit Magnetfeldstärke von z wird verzichtet, da der Zusammenhang konstant ist und auch nicht notwendig zur Durchführung des Experimentes.

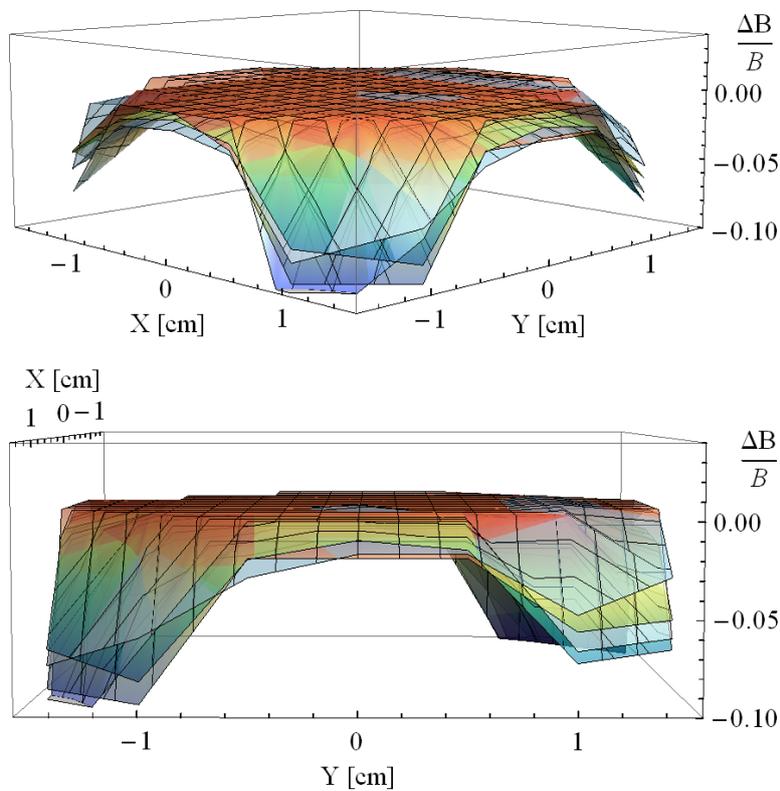


Abbildung 3.9.: Dreidimensionale Darstellung der Magnetfeldstärke zwischen den Polschuhen aus zwei Perspektiven. Die untere Abbildung ist im Vergleich zur oberen um etwa 45 Grad gedreht. Hier beträgt der Abstand der Polschuhe 1 cm. Im äußeren Bereich sinkt das Magnetfeld auf etwa 90%, im Vergleich zum Messpunkt mittig zwischen den Polschuhen, ab. Man sieht, dass der Bereich der zentral zwischen den Polschuhen liegt, homogen ist.

Da der homogene Bereich kleiner ist als der Durchmesser der Polschuhe, bzw. der Bereich durch den die Elektronen fliegen, ist es sinnvoll mit einem Effektivwert der

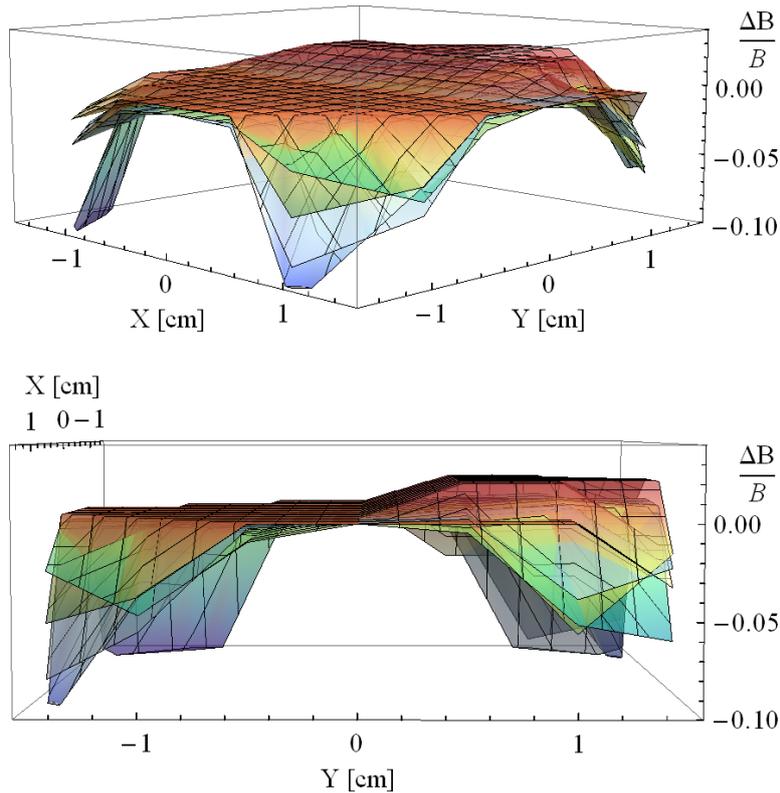


Abbildung 3.10.: Dreidimensionale Darstellung der Magnetfeldstärke zwischen den Polschuhen mit Abstand 0.5 cm. Die untere Abbildung ist im Vergleich zur oberen um etwa 45 Grad gedreht. Auch hier fällt das Magnetfeld im äußeren Bereich auf etwa 90%, im Vergleich zum Messpunkt mittig zwischen den Polschuhen, ab. Des Weiteren ist eine Stufe zu erkennen. Dies ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass die Polschuhe nicht vollständig plan, bzw. parallel sind. Bei geringen Abständen kommt es daher zu Verzerrungen des Magnetfeldes. Für größere Abstände scheint dieser Effekt vernachlässigbar zu sein, so dass es empfehlenswert ist, den Abstand der Polschuhe möglichst groß zu wählen.

Magnetfeldstärke zu rechnen. Dazu wurden, wie in Abbildung 3.11 dargestellt, entlang der idealisierten Flugstrecke die in schwarz eingezeichneten Messpunkte ausgewählt, sowie die grau markierten Messwerte mit dem Gewichtungsfaktor 0.5 im Mittelwert berücksichtigt und ein Mittelwert gebildet. Die grauen Punkte gehen schwächer gewichtet in den Mittelwert ein, da sich diese relativ weit entfernt von der Fluglinie des Elektrons befinden. Im Gegensatz zum Inneren, wo das Magnetfeld weitgehend homogen ist, wird dies im äußeren Bereich mit eingerechnet. Als Referenzwert wird der zentrale Messpunkt zwischen den Polschuhen gewählt, an dem während der Hauptmessung die Hallsonde platziert ist. Die Berechnung der Korrektur wurde für unterschiedliche Feldstärken durchgeführt um einen repräsentativen Wert zu erhalten, siehe Tabelle 3.2. Als Ergebnis erhält man den Faktor $K = 0.98$, mit dem der Messwert der Hallsonde multipliziert wird um den Effektivwert zu erhalten.

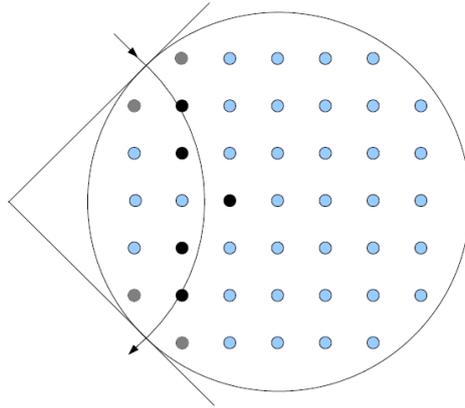


Abbildung 3.11.: Schematische Darstellung des Weges den ein Teilchen zwischen den Polschuhen zurücklegt. Die Punkte stellen das Raster dar mit dem das Magnetfeld zwischen den Polschuhen vermessen wurde. Entlang der idealisierten Flugstrecke wurden die in schwarz eingezeichneten Messpunkte ausgewählt, sowie die grau markierten Messwerte mit dem Gewichtungsfaktor 0.5 im Mittelwert berücksichtigt und ein Mittelwert gebildet. Der Referenzwert ist der zentrale Messpunkt zwischen den Polschuhen. Als Ergebnis erhält man den Faktor $K = 0.98$, mit dem der Messwert der Hallsonde multipliziert wird um den Effektivwert zu erhalten.

Referenzwert [mT]	15	53	206	417
Magnetfeld [mT]	13	46	175	376
	13	46	178	376
	15	52	203	415
	15	53	206	415
	15	53	206	416
	15	53	206	416
	15	53	205	416
	14	50	197	411
	15	53	204	411
Mittelwert	14.64	51.64	200.43	409.29
Korrekturfaktor = $\frac{\text{Mittelwert}}{\text{Referenzwert}}$	0.98	0.97	0.97	0.98

Tabelle 3.2.: Messwerte des Magnetfeldes zwischen den Polschuhen, die zur Berechnung des Korrekturfaktors verwendet wurden, die grau markierten Werte wurde mit dem Faktor 0.5 gewichtet. Der Referenzwert bezeichnet den zentralen Messpunkt zwischen den Polschuhen. Der mittlere Korrekturfaktor beträgt $K = 0.98$ der im Folgenden verwendet wurde.

3.2.3. Fehlerabschätzung auf die Zählrate des Zählrohres

Um die Unsicherheit auf die Zählrate abschätzen zu können, wurde die ^{90}Sr -Quelle vor dem Zählrohr platziert und 300 Messwerte aufgenommen. Die Zähldauer betrug jeweils 1 s. Die Messwerte wurden histogrammiert und ihr Mittelwert μ und die Standardabweichung σ zu $\mu = 326.4 \pm 18.8_{\text{stat}}$ und $\sigma = 16.9 \pm 0.7_{\text{stat}}$ bestimmt, dargestellt in Abbildung 3.12. Da dies ein Zählexperiment ist, liegt die Vermutung nahe, dass die Fehler durch die Poissonstatistik gegeben sind. Vergleicht man nun den Poissonfehler $\sqrt{\mu} = 18.1$ mit der ermittelten Standardabweichung, so scheint dies eine vernünftige Fehlerabschätzung zu sein, so dass im Weiteren mit dem Poissonfehler gearbeitet wird um die Unsicherheit auf die Zählrate zu ermitteln.

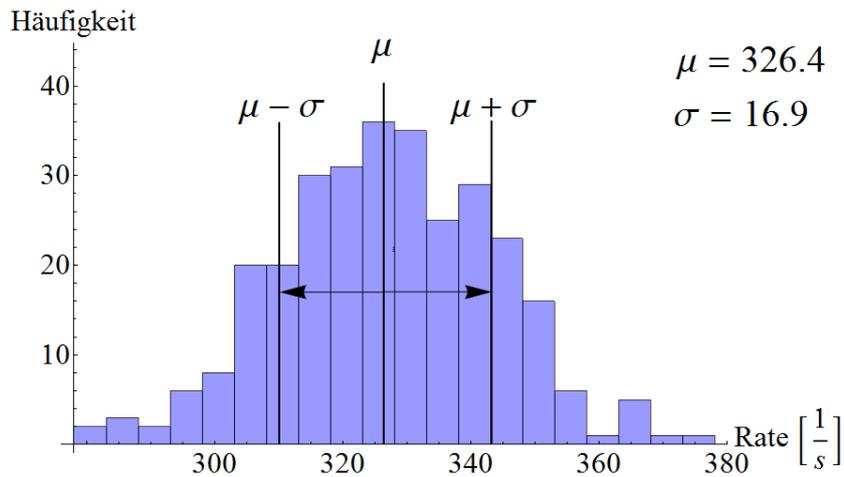


Abbildung 3.12.: Histogrammierte Verteilung der Zählraten des Zählrohres. Der Mittelwert und die Standardabweichung sind mit aufgeführt, die Binbreite beträgt 5 s^{-1} . Vergleicht man die Standardabweichung $\sigma = 16.9 \pm 0.7_{\text{stat}}$ mit dem Poissonfehler $\sqrt{\mu} = 18.1$, so scheint dies eine vernünftige Abschätzung zu sein.

3.3. Durchführung

Der Ablauf des Versuches stellt sich folgendermaßen dar. Nachdem der Versuch wie in Abschnitt 3.1 beschrieben aufgebaut wurde, wird das Impulsspektrum von ^{90}Sr gemessen, indem das Magnetfeld variiert und dabei die Zählrate gemessen wird. Um den Prozess der Erwärmung des Magneten zu beschleunigen und bei näherungsweise konstanter Magnettemperatur zu arbeiten, beginnt die Messung bei maximalem Magnetfeld. Später im Praktikumsversuch sollen vor der Durchführung die bereits diskutierten Schritte und Vorüberlegungen nachvollzogen und durchgeführt werden. Dazu gehören insbesondere die Messung der Eigenschaften des Magneten und die Überlegung zur Impulsauflösung. Das aufgenommene Impulsspektrum wird in der Auswertung in ein Energiespektrum umgewandelt aus dem daraufhin die Kuriedarstellung transformiert wird. Durch Anpassen einer Gerade wird die Maximalenergie bestimmt und diskutiert. Die verwendeten Parameter sind in Tabelle 3.3 dargestellt. Um den Untergrund abzuschätzen erfolgen fünf Messungen mit Quelle bei verschwindendem Magnetfeld. Dies geschieht, da angenommen wird dass der Untergrund hauptsächlich aus Röntgenstrahlung besteht und somit unabhängig vom angelegten Magnetfeld ist.

Radius R	19.5 cm
Abstand Polschuhe d	1-1.5 cm
Korrekturfaktor Magnetfeld K	0.98
Messdauer t	100 s

Tabelle 3.3.: Die bei der Impulsmessung verwendeten Parameter. Der Abstand der Polschuhe variiert leicht um Schwankungen auszugleichen, jedoch sollte der Abstand nicht zu gering sein, da es sonst zu Inhomogenitäten im Magnetfeld kommt, siehe Abschnitt 3.2.2.

3.4. Kuriedarstellung und Bestimmung der Maximalenergie des ^{90}Sr -Spektrums

Mit den in Tabelle 3.3 verwendeten Einstellungen wurde nun ein Spektrum aufgenommen, dargestellt in Abbildung 3.13 inklusive Untergrund. Zu erkennen ist ein Maximum bei etwa 100 mT mit folgendem leicht niedrigerem Plateau das dann abfällt, mit einem Endpunkt bei etwa 500 mT. Die Messungen bei verschwindendem Magnetfeld, dargestellt in Tabelle 3.4, ergeben eine Nullrate von 104 ± 4 pro 100 Sekunden. Die Unsicherheit wird als Systematik behandelt und am Ende der Auswertung näher betrachtet.

Rechnet man die Magnetfeldstärke in den zugehörigen Impuls um, erhält man das Impulsspektrum, dargestellt in Abbildung 3.14. Links ist das Spektrum in Abhängigkeit des Impulses mit abgezogenem Untergrund, rechts sieht man die daraus erzeugte Wahrscheinlichkeitsverteilung indem die gemessenen Zählraten durch die Impulsbreite dividiert wurden. Man erkennt bereits jetzt, dass der Endpunkt des Spektrums bei einem

Ereignisse bei 0 mT					Mittelwert
94	108	96	110	113	104 ± 4

Tabelle 3.4.: Unter der Annahme, dass der Untergrund konstant ist, erfolgen fünf Messungen bei 0 mT. Der gemittelte Wert ergibt die Untergrundabschätzung, die Unsicherheit auf den Mittelwert wird im Folgenden als systematische Unsicherheit auf den Untergrund angewendet.

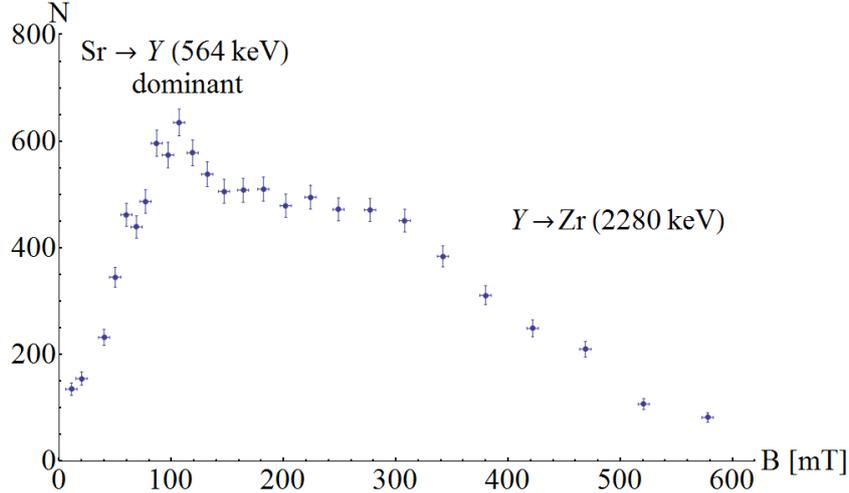


Abbildung 3.13.: Gemessene Ereignisse in 100 s in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke, der Untergrund wurde noch nicht abgezogen. Die Y-Fehler sind die statistischen Unsicherheiten, als Fehler auf die Magnetfeldstärke wird die systematische Unsicherheit der Hallsonde verwendet.

Impuls von etwa 2800 ± 200 keV liegt. Für niedrige Impulse sollten die Zählraten wieder auf null abfallen, dies ist jedoch nicht der Fall, wie in der differentiellen Verteilung erkennbar ist. Dieser liegt vermutlich an der Streuung der Elektronen an den Luftmolekülen und der damit verbundenen Richtungsänderung, die für niederenergetische Elektronen stärker ist als für höherenergetische, da dort die Raten tatsächlich gegen null gehen. Als nächstes wird aus dem Impulsspektrum ein Energiespektrum generiert, siehe Abbildung 3.15. Dies geschieht über die Energie-Impuls-Beziehung.

$$p^2 = E^2 - m^2 \Rightarrow p = \sqrt{(E_{kin} + m)^2 - m^2} \quad (3.17)$$

$$\frac{dp}{dE_{kin}} = \frac{(E_{kin} + m)}{\sqrt{(E_{kin} + m)^2 - m^2}} = \frac{E}{p} \quad (3.18)$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta N}{\Delta E_{kin}} = \frac{\Delta N}{\Delta p} \frac{E}{p} \quad (3.19)$$

Aus dem gleichen Grund wie in Abbildung 3.14 erhält man auch im niederenergetischen Teil zu hohe Einträge. Dies ist das endgültige Energiespektrum, zum Vergleich mit der Energiemessung siehe Abbildung 4.3 auf Seite 56. Mit diesem Spektrum aus

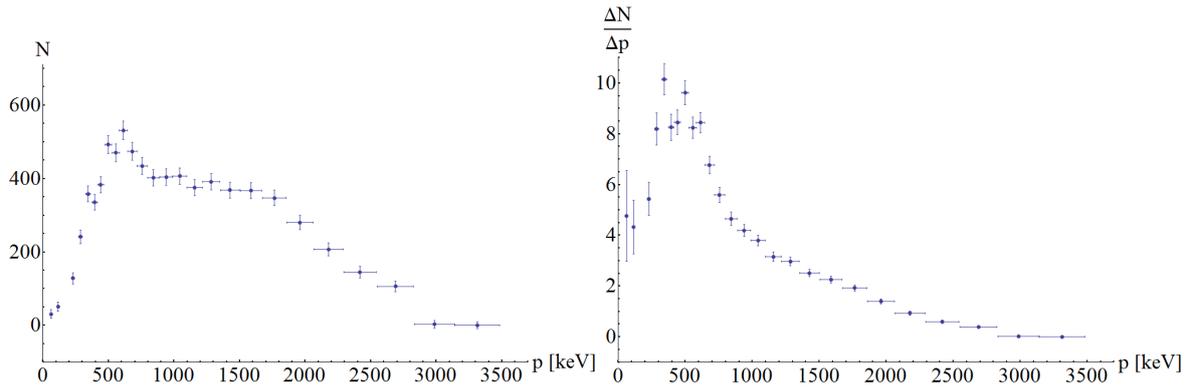


Abbildung 3.14.: Links dargestellt sind die gemessenen Ereignisse in Abhängigkeit des Impulses, inklusive Korrekturfaktor zum Ausgleich des Magnetfeldes. Rechts die sich ergebene Wahrscheinlichkeitsverteilung indem die Zählrate durch die Impulsbreite geteilt wurde. Die Y-Fehler stammen aus der Poissonstatistik, die X-Fehler sind durch die Impulsauflösung gegeben. Der Untergrund wurde bei beiden Abbildungen abgezogen. Für niedrige Impulse sollten beide Verteilungen wieder auf null abfallen. Rechts sieht man jedoch, dass die Zählrate für niedrige Impulse um 200 keV zu hoch ist, was darauf zurückzuführen ist, dass für niedrige Impulse der Effekt der Richtungsänderung der Elektronen durch Streuung an den Luftmolekülen nicht mehr zu vernachlässigen ist.

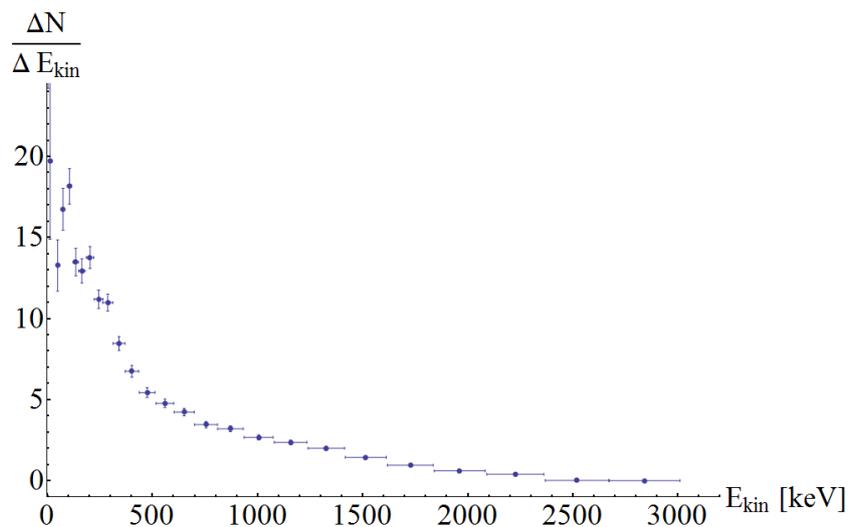


Abbildung 3.15.: Das Energiespektrum, das durch Umrechnen des Impulses aus der Energie-Impuls-Beziehung hervorgeht. Wie in Abbildung 3.14 rechts, sind die Werte im niederenergetischen Teil unter etwa 150 keV zu hoch.

Abbildung 3.15 kann nun die Kurie-Transformation vorgenommen werden, um die Zerfallsenergie der Quelle zu bestimmen, dargestellt ist dies links in Abbildung 3.16. Blau dargestellt ist der Kurie-Plot ohne Fermi-Korrektur, rot abgebildet ist der Kurie-Plot mit Fermi-Korrektur. Dies Korrektur führt hier jedoch nur zu einer geringen Verbesserung.

In der rechten Abbildung wurde der Bereich um den Endpunkt der Verteilung vergrößert. An den hinteren Bereich des Kurie-Plots wurde eine Gerade $y = a + m \cdot x$ angepasst, aus-

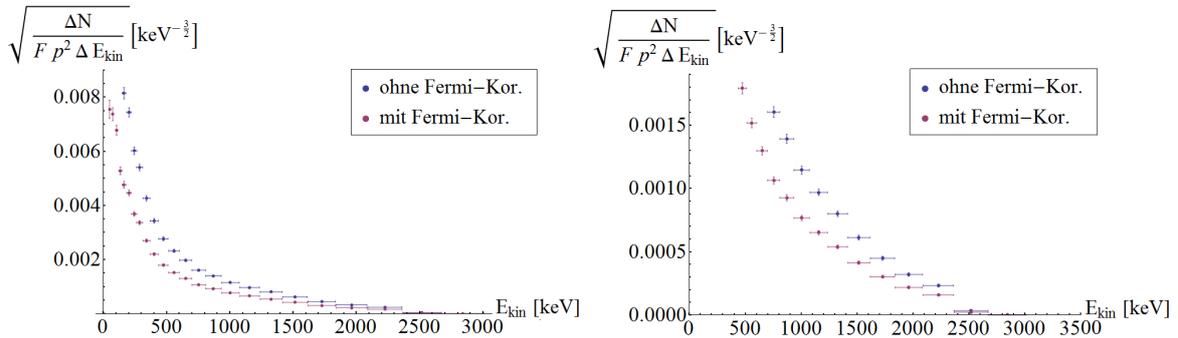


Abbildung 3.16.: Links dargestellt ist der transformierte Kurie-Plot, blau ohne Fermi-Korrektur, rot berücksichtigt die Korrektur. Rechts ist das Gleiche dargestellt, hier wurde der Bereich von 1000 keV bis zum Endpunkt des Spektrums vergrößert.

gewählt wurden zwei Teilbereiche, um den Einfluss der Wahl des Anpassungsbereiches abzuschätzen. Ausgewählt wurde zum einen der Bereich zwischen 1000 keV und 2230 keV, der letzte Messpunkt wird nicht zur Anpassung verwendet, da er bereits deutlich abfällt. Der zweite Bereich liegt zwischen 1150 keV sowie 1960 keV, wobei im Vergleich zum vorherigen Bereich das Intervall um einen Messwert nach oben und unten verringert wurde. Zu sehen ist dies in Abbildung 3.17, dargestellt ist der höherenergetische Bereich des Kurie-Plots mit angepasster Gerade, sowie der Anpassungsbereich. Rechts dargestellt sind die Residuen der Anpassung, der Einfluss der Impulsauflösung wurde über die Steigung der angepassten Geraden mit im Y-Fehler berücksichtigt. Die Residuen zeigen, dass sich das Diagramm im Rahmen der Fehler durch eine Gerade beschreiben lässt. Die Parameter des Fits, das χ^2/ndf sowie die daraus ermittelte Maximalenergie sind in Tabelle 3.5 aufgeführt. Hierbei zeigt sich, dass die Anpassung, die zwischen 1000 keV und 2230 keV durchgeführt wurde eine Maximalenergie von 2365 keV ergibt, was einer Abweichung von 85 keV vom Theoriewert entspricht. Die Abweichung der Anpassung zwischen 1150 keV und 1960 keV liegt mit einer Maximalenergie von 2294 keV 14 keV neben dem Wert, den die Literatur angibt.

Genauere Betrachtung der Systematiken

Wie bereits angesprochen, müssen drei Faktoren berücksichtigt werden, die zu einer systematischen Verschiebung der Messung beitragen. Dies sind die Unsicherheit auf die Magnetfeldmessung, der Fehler auf die Bestimmung des Krümmungsradius sowie die Unsicherheit auf den Untergrund. Zuerst wird die Unsicherheit der Hallsonde betrachtet. Die Genauigkeit gibt der Hersteller [26] mit $0.4\% \pm 1\text{Digit}$ auf den Messbereich an. Aufgrund der hohen Feldstärke wurde dieser zwischen null und zwei Tesla gewählt, mit einer Genauigkeit von 4 Stellen. Die entspricht somit $(8 \pm 1)\text{mT}$, oder 53 keV.

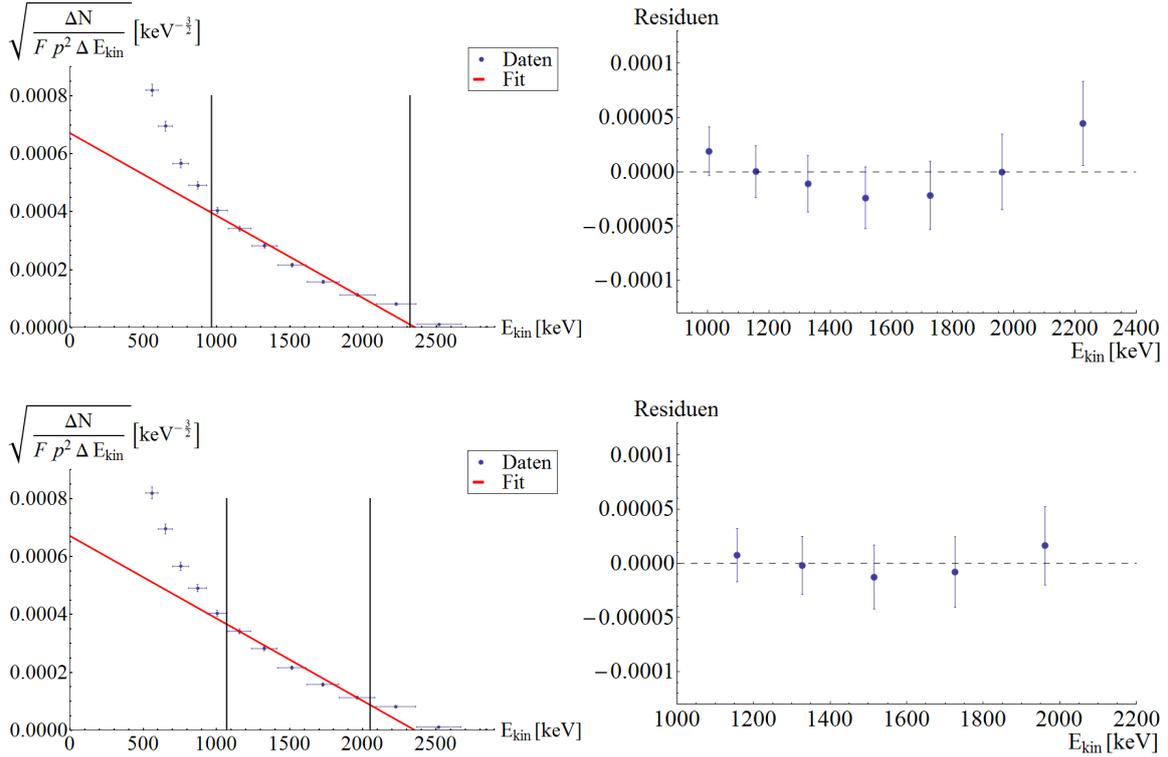


Abbildung 3.17.: Anpassung einer Geraden an den Kurie-Plot, mit eingezeichnet sind die Fitgrenzen. Das Ergebnis liefert $E_{max} = (2365 \pm 222)$ keV. Die Abweichung zum Theoriewert entspricht 85 keV und liegt damit voll innerhalb der 1σ -Umgebung. Unten die zweite Anpassung, hier beträgt die bestimmte Maximalenergie $E_{max} = (2294 \pm 183)$ keV, was 14 keV vom Theoriewert entfernt ist. Betrachtet man die Residuen, so sieht man, dass sich der Kurie-Plot durch eine Gerade beschreiben lässt. Die Fehler im Residuenplot setzen sich zusammen aus den statistischen Unsicherheiten und der Impulsaufösung, letztere wurden über die Steigung der angepassten Gerade fortgepflanzt.

Um die Unsicherheit auf den Krümmungsradius abzuschätzen wurde der Radius um seinen Fehler nach oben und unten variiert und die Analyse erneut durchgeführt, das Resultat ist in Abbildung 3.18 dargestellt, links für den Bereich zwischen 1000 keV - 2230 keV, rechts für die Anpassung zwischen 1150 keV - 1960 keV. Die dadurch verursachte Ungenauigkeit beträgt 73 keV.

Um die Unsicherheit auf den Untergrund abzuschätzen, wurde dieser ebenfalls variiert und die Analyse durchgeführt. Dies führt zusätzlich zu einer Systematik von 10 keV. Zusammen mit der Unsicherheit aus der Wahl des Anpassungsbereichs sind die Systematiken in Tabelle 3.6 dargestellt. Da alle Systematiken unabhängig voneinander sind, werden sie quadratisch zusammengefasst. Dies führt somit zu einer Maximalenergie von:

$$E_{max} = (2.365 \pm 0.222_{stat} \pm 0.115_{sys}) \text{ MeV} \quad (3.20)$$

Anpassungs- bereich [keV]	Parameter der angepassten Geraden		$\frac{\chi^2}{\text{ndof}}$	E_{max}^{exp} [keV]	E_{max}^{theo} [keV]
	Abszisse a [$\text{keV}^{-3/2}$]	Steigung m [$\text{keV}^{-5/2}$]			
1000 - 2230	$(1.272 \pm 0.063) \cdot 10^{-3}$	$(-5.377 \pm 0.429) \cdot 10^{-7}$	0.65	2365 ± 222	2280
1150 - 1960	$(1.285 \pm 0.056) \cdot 10^{-3}$	$(-5.601 \pm 0.375) \cdot 10^{-7}$	0.17	2294 ± 183	

Tabelle 3.5.: Experimentell bestimmte Maximalenergie aus den angepassten Geraden. Da die Auswahl des Anpassungsbereiches Kenntnisse über das Spektrum voraussetzt, wurde die Anpassung für zwei Bereiche durchgeführt um den Einfluss dadurch abzuschätzen. Die Differenz der so bestimmten Maximalenergien beträgt 71 keV und wird als systematische Unsicherheit behandelt. Die Unsicherheiten auf die angepassten Parameter setzen sich zusammen aus der Unsicherheit auf die Zählung der Ereignisse und der Impulsauflösung. Die Unsicherheit auf die Maximalenergie die daraus fortgepflanzt wird, wird deshalb in diesem Zusammenhang als statistische Unsicherheit behandelt.

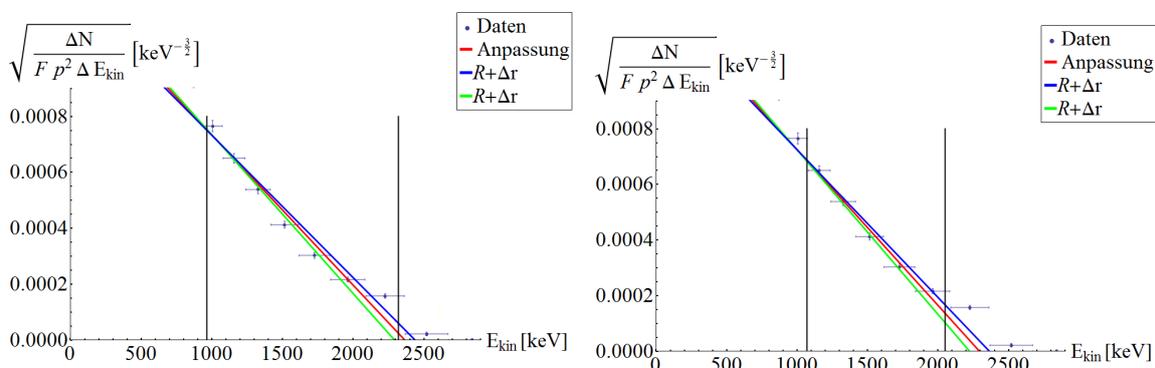


Abbildung 3.18.: Um die Systematik durch den Krümmungsradius abzuschätzen wurde dieser um seine Unsicherheit variiert und die Analyse erneut durchgeführt. Die Systematik beträgt 73 keV.

Hallsonde	53 keV
Krümmungsradius	73 keV
Untergrund	10 keV
Anpassungsbereich	71 keV
$\sqrt{\sum \sigma_i^2}$	115 keV

Tabelle 3.6.: Zusammenfassung der Systematiken. Da die Unsicherheiten unabhängig sind wurden sie quadratisch zusammengefasst.

Ausgewählt wurde der Wert, der sich mit dem größeren Anpassungsbereich ergibt, da so zwei Messpunkte mehr zur Verfügung standen. Das Ergebnis stimmt innerhalb der Fehler mit der Theorie überein, so dass der Aufbau wie er dargestellt ist, brauchbare Ergebnisse liefert.

4. Energieverlust von Elektronen in Materie

Vorüberlegung

In diesem Experiment soll der Energieverlust von Elektronen in Materie (dE/dx) gemessen werden. Die Messung selbst geschieht durch einen anorganischen Szintillator, genauer, einen NaI(Tl)-Szintillator von Canberra. Dieser Szintillator zeichnet sich dadurch aus, dass er eine gute Energieauflösung (7.5%) besitzt. Der Nachteil liegt in seiner relativ hohen Totzeit (230 ns), die in diesem Versuch jedoch keine Rolle spielt, da hier keine Zeitmessungen durchgeführt werden. Eine genauere Messung des Spektrums wäre durchaus möglich, beispielsweise mit einem Flüssigszintillator in dem sich das radioaktive Isotop befindet, allerdings würde damit eine dE/dx -Messung erheblich erschwert werden, da man nicht einfach einen Absorber zwischen Quelle und Szintillator positionieren kann. Als Absorbermaterialien stehen mehrere Bleche und Folien aus Aluminium, Plexiglas, Plastik, Eisen, Blei sowie Karton mit verschiedenen Massenbelegungen zur Verfügung. Ziel des Versuches ist es, das Betaspektrum der $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle mit und ohne Absorber aufzunehmen und mittels eines Kurie-Plots den jeweiligen Endpunkt zu bestimmen und mit der Theorie [12] (siehe Abbildung 1.6 auf Seite 15) zu vergleichen.

4.1. Versuchsaufbau

Der schematische Aufbau des Versuchs zur dE/dx -Messung ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Die ^{90}Sr -Quelle befindet sich vor dem NaI(Tl)-Szintillator, die Absorber können zwischen beiden platziert werden. Der Szintillator ist mit einem Photomultiplier verbunden, der wiederum an die Basis (siehe Abschnitt 2.2.3 auf Seite 25) angeschlossen ist, in dem das elektrische Signal des Photomultipliers verarbeitet wird. Die Basis beinhaltet einen Vielkanalanalysator (siehe auch Abschnitt 3.3.1) mit maximal 1024 Kanälen sowie einen integrierten Verstärker um das Signal des Photomultipliers zu verstärken. Die Spannungsversorgung erfolgt über den USB-Anschluss des PC. Auf dem PC ist eine Software installiert mit der die Basis gesteuert werden kann und mit der der Vielkanalanalysator ausgelesen wird.

Der fertige Versuchsaufbau, wie er im Praktikum eingesetzt wird, ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

4.2. Durchführung

Das Versuchsprinzip stellt sich folgendermaßen dar. Um den Kanälen des Vielkanalanalysators eine Energie zuweisen zu können, wird dieser anfangs mit γ -Quellen kalibriert. Danach wird das Spektrum der β -Quelle zuerst ohne, danach mit unterschiedlichen

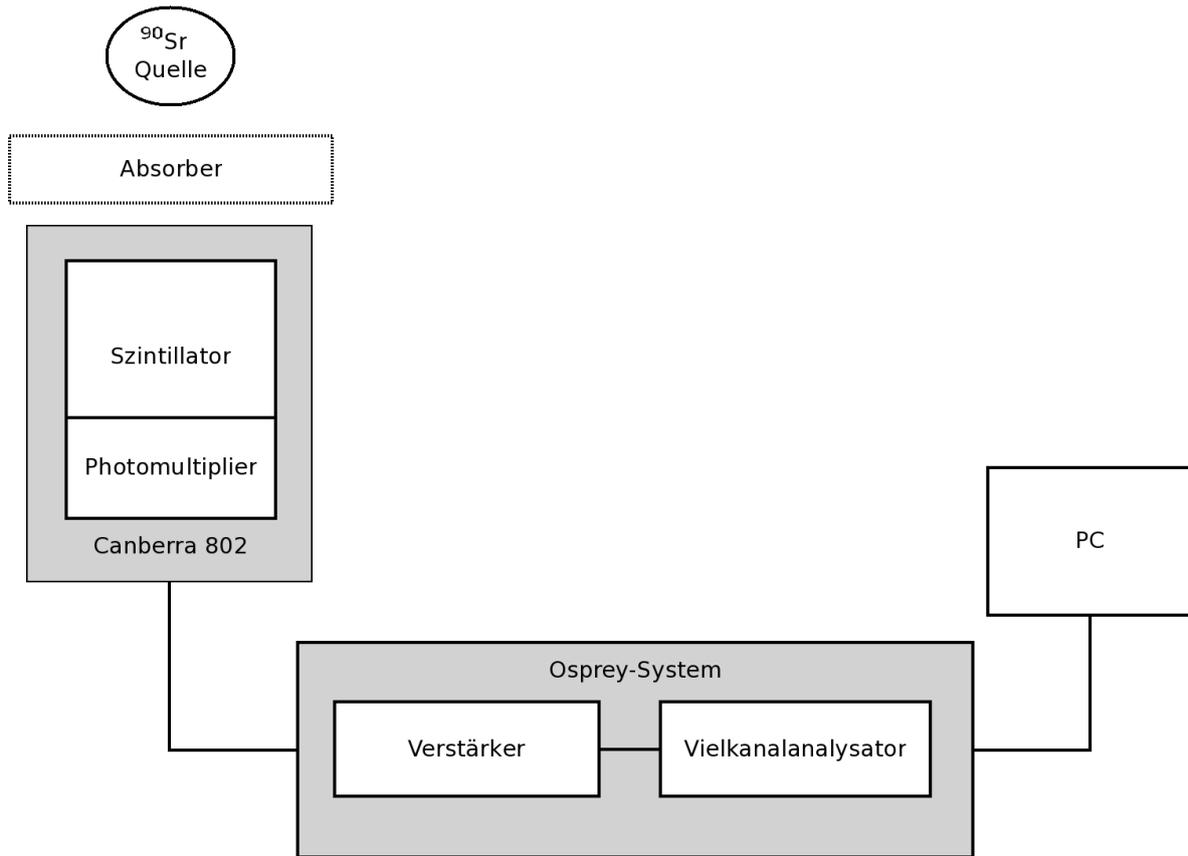


Abbildung 4.1.: Schematischer Versuchsaufbau der Energiemessung.

Absorbern aufgenommen. Dabei wird unterschieden zwischen der Messung mit Aluminiumabsorbern unterschiedlicher Massenbelegung und Absorbern unterschiedlichen Materials aber gleicher Stärke. Für die Auswertung werden die Spektren in die Kurie-Darstellung umgewandelt und durch Anpassen einer Gerade wird die jeweilige Maximalenergie bestimmt. Diese Ergebnisse werden mit der Theorie verglichen und diskutiert.

Zu Beginn wird die Basis, welches auf dem PM des Szintillators steckt, per USB-Kabel mit dem PC verbunden. Nach etwa 15 Sekunden, in denen ein Funktionstest durchgeführt wird, ist das Gerät bereit. Angezeigt wird dies durch eine grün leuchtende LED auf der Rückseite des Basis. Nun startet man die Genie-Software und lädt die Konfigurationsdatei des Basis, was die Voraussetzung ist um eine Messung durchführen zu können. Im Einstellungsmenü kann nun die Spannungsversorgung aktiviert werden, Canberra gibt eine Maximalspannung von 1100 Volt an welche angelegt werden darf. Diese ist allerdings nicht notwendig um die Messung durchführen zu können. Hinzu kommt, dass der Messbereich abhängig von der gewählten Spannung ist und eine Spannung oberhalb von etwa 600 Volt den Messbereich sehr klein werden lässt (Kanal 1024 entspricht etwa 150 keV), selbst bei Minimieren der Verstärkungsparameter. Als brauchbar hat sich eine Spannung von 500 Volt erwiesen. Des Weiteren muss die optimale Verstärkung

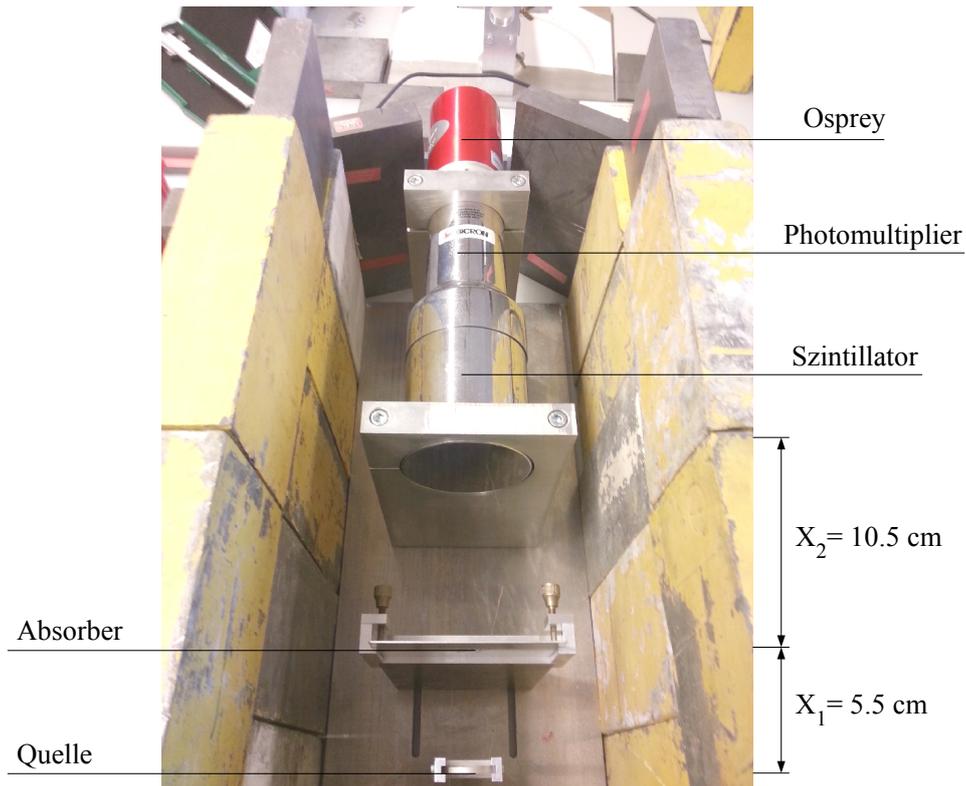


Abbildung 4.2.: Versuchsaufbau wie er im Praktikum eingesetzt wird. Dargestellt sind Quelle, Absorber und Szintillator die von einer Bleiabschirmung umgeben sind. Nicht zu sehen ist die Verbindung zwischen Aufbau und PC, die über ein USB-Kabel erfolgt.

ermittelt werden um den gesamten Messbereich auszunutzen und das Spektrum nicht abzuschneiden. Die Verstärkung kann durch zwei Parameter verändert werden. Zum Einen mittels des "Coarse Gain" (CG), zum Anderen durch das "Fine Gain" (FG), welche das Spannungssignal das der Photomultiplier liefert, verstärken. Mit Ersterem wird eine grobe Auswahl getroffen, Letzteres erlaubt eine Feineinstellung. Man platziert die ^{90}Sr -Quelle in der dafür vorgesehenen Halterung und startet eine Messung. Durch Variieren des CG und FG werden die beiden Parameter optimiert, unter Umständen kann es hilfreich sein, dass Spektrum in logarithmischer Darstellung anzuzeigen, da so der Endpunkt des Spektrums besser ersichtlich ist, siehe Abbildung 4.3 rechts.

Als Nächstes werden die Spektren mit und ohne verschiedene Absorber aufgenommen, die in der dafür vorgesehenen Halterung platziert werden. Bei der Wahl der Messdauer muss berücksichtigt werden, dass die gemessene Rate bei der Verwendung von stärkeren Absorbern wie etwa Blei sehr niedrig im Vergleich zur Rate ohne Absorber werden kann. Um den Untergrund abschätzen zu können, wird außerdem eine Messung ohne Quelle durchgeführt. Zu Energie-Kanal-Kalibration müssen die Spektren der Quellen ^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs und ^{152}Eu aufgenommen werden. Diese Quellen werden auf dem Sockel der Absorberhalterung platziert. Als Fehlerabschätzung auf die Zählraten wurde ange-

nommen, dass diese poissonverteilt sind. Die in der Auswertung dargestellten Spektren wurden mit den folgenden Einstellungen aufgenommen :

- Spannung: 500 Volt
- Coarse Gain CG = 2
- Fine Gain FG = 4.3
- Messdauer von Absorbern: 600 s pro Spektrum
- Messdauer für Energie-Kanal-Kalibration: 60 s pro Spektrum

Die verwendeten Absorber sind:

Aluminium	
Dicke [mm]	Massenbelegung [g/cm ²]
0.3	0.078
0.5	0.134
0.7	0.186
0.9	0.233
1.1	0.280
1.3	0.336

Tabelle 4.1.: Dicke und Massenbelegung der verwendeten Aluminiumabsorber.

Material	Dichte [g/cm ³]	Massenbelegung [g/cm ²]
Papier	0.600	0.060
Plexiglas	1.190	0.119
Aluminium	2.700	0.270
Eisen	7.874	0.787
Blei	11.350	1.135

Tabelle 4.2.: Dichte und Massenbelegung der verwendeten Absorber mit 1 mm Dicke, die verwendete Dichte stammt aus [27].

4.3. Auswertung des Energieverlustes von Elektronen in Materie

Das mit den oben genannten Einstellungen aufgenommene Spektrum ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Wie man sieht wird ein Großteil des Messbereiches ausgenutzt und das Spektrum wird nicht frühzeitig abgeschnitten. Im unteren Bereich bis etwa Kanal 100 weist das Spektrum mindestens zwei Gammalinien auf, die nicht aus der Quelle stammen können. Allerdings befindet sich in der Nähe des Aufbaus relativ viel Metall, namentlich Blei, das zur Abschirmung verwendet wird, sowie Aluminium aus dem die Halterungen des Szintillators und der Quelle bestehen. Diese Linien sind daher diskrete Röntgenstrahlung, die durch die Betastrahlung in den Metallen hervorgerufen wird. Zuordnen lässt sich die größere von beiden als K-Linie von Blei mit einer Energie von 77 keV. Da Testmessungen nichts Gegenteiliges vermuten lassen, wird im Folgenden der Poissonfehler zur Abschätzung der Unsicherheit auf die Zählrate verwendet.

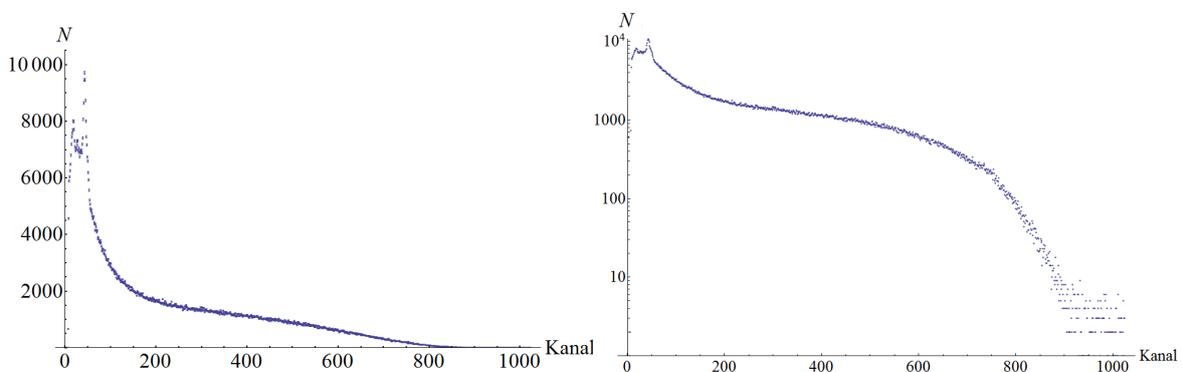


Abbildung 4.3.: ^{90}Sr -Spektrum ohne Absorber nach einer Messzeit von 600 s, links normal, rechts mit logarithmischer Achsenskalierung. Die verwendeten Verstärkungsparameter sind auf Seite 55 angegeben und darauf optimiert, dass das Spektrum komplett dargestellt wird. Man erkennt im niederen Kanalbereich zwei Röntgenlinien die aus der Abschirmung stammen.

4.3.1. Energie-Kanal-Kalibration

Als nächstes muss den einzelnen Kanälen des Vielkanalanalysators eine bestimmte Energie zugeordnet werden. Dies ist notwendig, da je nach Konfiguration des Szintillators und der Elektronik die Verstärkungsfaktoren variieren können und sich somit der Zusammenhang zwischen Energie und jeweiligem Kanal verändert. Die Kalibration erfolgt mit Quellen die durch Gammazerfall Photonen mit diskreter Energie emittieren. Verwendet wurden ^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs und ^{152}Eu , die Spektren und der Untergrund sind in den Abbildungen 4.4 dargestellt. In den unteren Kanälen sieht man, dass der Untergrund einen nicht zu vernachlässigen Anteil einnimmt.

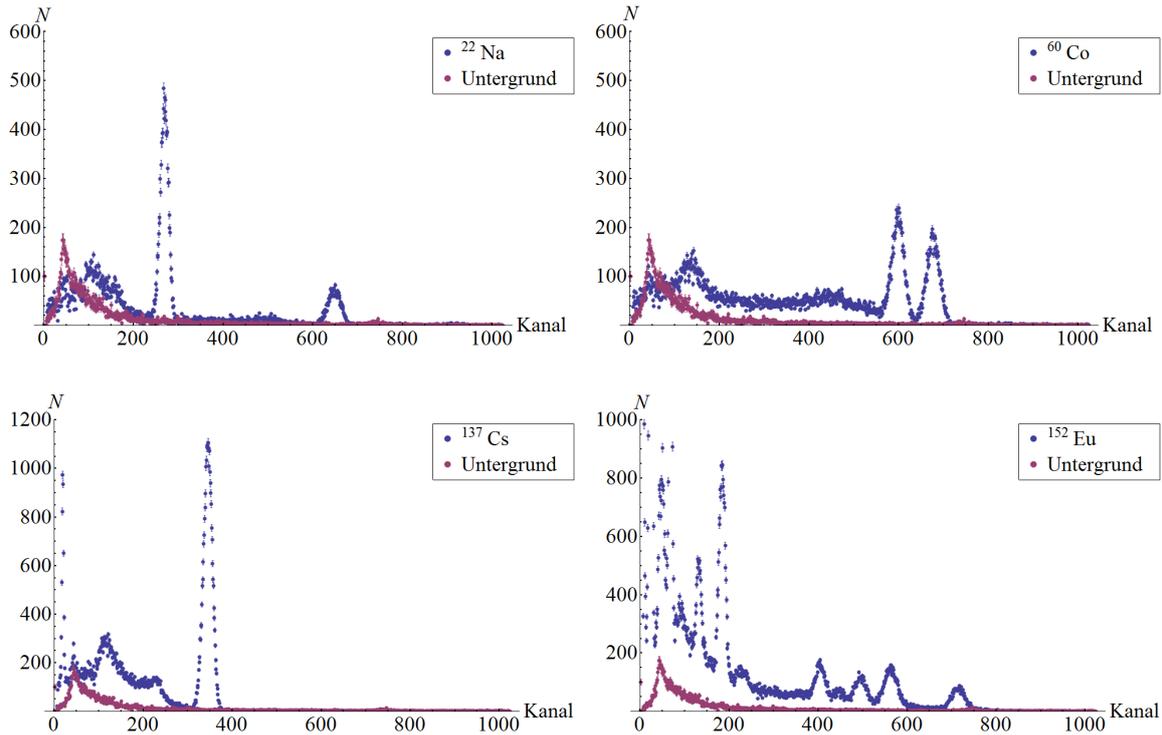


Abbildung 4.4.: Spektren sowie Untergrund von ^{22}Na (a), ^{60}Co (b), ^{137}Cs (c) und ^{152}Eu (d) die zur Kalibration des Vielkanalanalysators verwendet wurden. Zu sehen sind die in Abschnitt 2.1 diskutierte und erwartete γ -Linien. Der Untergrund wurde vom jeweiligen Spektrum bereits abgezogen. Im Bereich in dem die zur Kalibration verwendeten Zerfälle stattfinden ist dieser nicht dominant, im niederenergetischen Teil jedoch nicht zu vernachlässigen.

Bei der Messung von γ -Quellen treten mehrere Effekte auf, die kurz am Beispiel von ^{137}Cs betrachtet werden, siehe Abbildung 4.5.

Deutlich zu erkennen sind neben dem Photopeak die Comptonkante und der Rückstreupeak. Ersteres tritt auf wenn das ankommende Photon innerhalb des Detektors an einem Elektron streut und dabei nach "hinten" reflektiert wird, entgegen seiner ursprünglichen Bewegungsrichtung. Falls das gestreute Photon undetektiert den Szintillator verlässt, so wird nur das Comptonelektron nachgewiesen. Der Rückstreupeak entsteht durch Comptonstreuung ausserhalb des Detektors bei dem das gestreute Photon nachgewiesen wird. Für genauere Erläuterung siehe zum Beispiel [28].

Aus den Spektren können die zu den Gammazerfällen gehörigen Kanäle sehr genau bestimmt werden. Dies geschieht, indem eine Gaußfunktion im Bereich des Peaks an das Spektrum angepasst wird, beispielhaft dargestellt ist dies für jeweils einen Peak pro Quelle in den Abbildungen 4.6 und 4.7. Die Anpassung liefert ein gutes Ergebnis, die Residuen lassen keine Systematik erkennen, abgesehen von Cäsium. Die Residuen deuten hier auf ein abfallendes Spektrum hin, das zusätzlich zum Gammapeak bei 662 keV aus

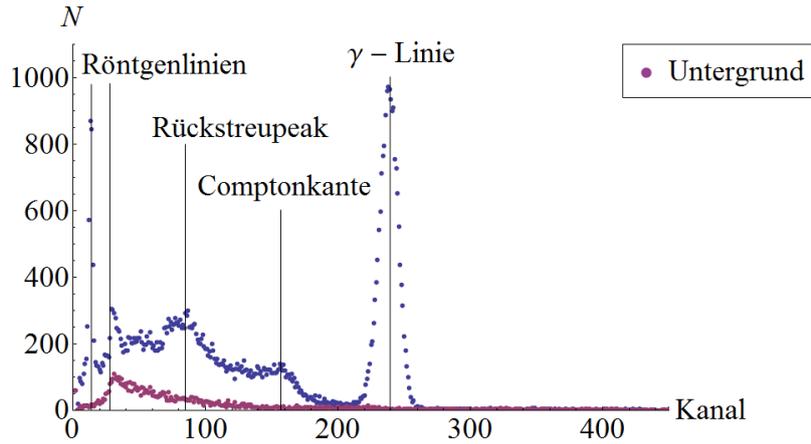


Abbildung 4.5.: Eine Messung des ^{137}Cs -Spektrums bei einer Zählzeit von 100 Sekunden, mit Untergrund. Gut erkennbar sind die Comptonkante und der Rückstreupeak. Ausserdem sind im niedrigen Bereich zwei Röntgenlinien zu sehen, eine davon stammt aus der Quelle, die andere aus dem den Szintillator umgebenden Material (Blei).

^{137}Cs		^{22}Na		^{60}Co		^{152}Eu	
theo. γ -Linie [keV]	VKA Kanal						
662	345.37 ± 0.09	511	269.40 ± 0.13	1173	598.24 ± 0.22	779	404.15 ± 0.33
		1275	648.29 ± 0.32	1333	677.06 ± 0.24	964	494.65 ± 0.34
						1408	714.41 ± 0.32

Tabelle 4.3.: Zuordnung von jeweiliger Zerfallsenergie und dazugehöriger Kanalbestimmung der Kalibrationsquellen. ^{152}Eu hat mehrere Gammalinien die nicht berücksichtigt wurden, da diese zu nah beieinander liegen um eindeutig bestimmt werden zu können. Allerdings sind acht Messpunkte ausreichend um einen hinreichend linearen Zusammenhang zu erkennen, siehe Abbildung 4.8.

der Quelle kommt. Dies ist auf den β -Zerfall mit Zerfallsenergie 1276 keV zurückzuführen (siehe Abschnitt 2.1 auf Seite 18). Allerdings hat dieser Effekt keinen nennenswerten Einfluss auf die Bestimmung des γ -Peaks. Die so bestimmten Kanäle sind in Tabelle 4.3 dargestellt. Da ^{152}Eu relativ viele Gammalinien besitzt wurden hier nur drei Linien zur Kalibration benutzt, nämlich die, die sich ohne weiteres zuordnen ließen. An diese Werte wurde mittels χ^2 -Minimierung eine Gerade angepasst, siehe Abbildung 4.8. Das $\frac{\chi^2}{ndof} = \frac{92.0}{6} = 15.3$ lässt sich zum Einen auf die ersten drei Messpunkte zurückführen, zum Anderen sind die Fehler auf die Messwerte durch die Gaussianpassung sehr klein. Dennoch lässt sich auf eine hinreichend lineare Abhängigkeit von Kanal und Energie

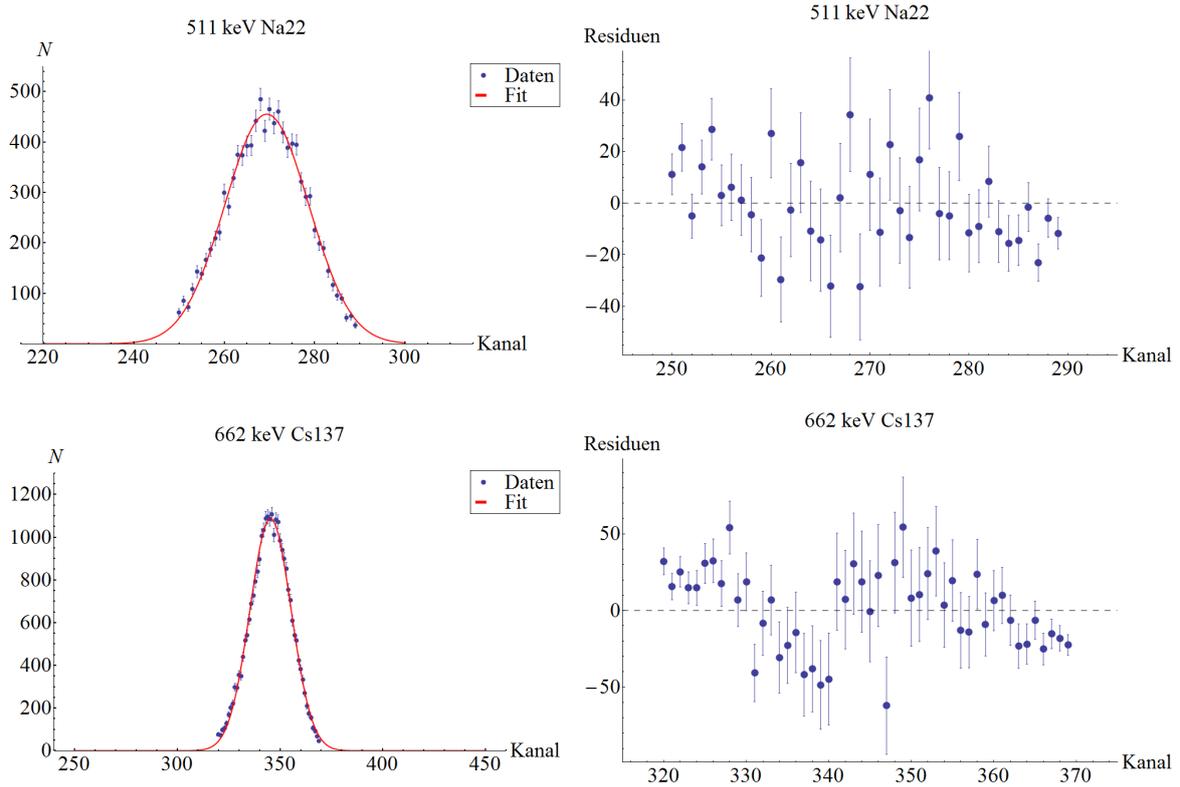


Abbildung 4.6.: Die angepassten Gaußfunktionen an die Gammalinien von ^{22}Na (oben) und ^{137}Cs (unten) mit ihren Residuen. Die Residuen von Natrium weisen keine Systematik auf, im Gegensatz zu den Residuen des Cäsiumspektrums. Diese Systematik weist auf ein abfallendes Spektrum hin, das unter dem Gammazerfall liegt und ist damit höchstwahrscheinlich auf den β -Zerfall mit Zerfallsenergie 1276 keV zurückzuführen, siehe Abschnitt 2.1 auf Seite 18. Dies hat allerdings keinen großen Einfluss auf die Kanalbestimmung. Die $\chi^2/\text{ndof} = \frac{116.9}{37} = 3.2$ für Natrium, bzw. $\chi^2/\text{ndof} = \frac{269.3}{47} = 5.7$ für Cäsium deuten darauf hin, dass die Fehler auf die Anzahl der Ereignisse vernünftig abgeschätzt wurden.

schließen,

$$K = (16.937 \pm 0.679) + (0.496 \pm 0.001) \frac{E}{\text{keV}} \quad (4.1)$$

wobei K die Kanalnummer bezeichnet. Die Fehler auf die Parameter stammen. Der Grund, dass die Gerade nicht durch den Ursprung geht, liegt in der Verstärkung die einen kleinen Versatz produziert. Da der Bereich der im Folgenden betrachtet wird in der Umgebung der Kalibrationspunkte liegt, ist diese Tatsache jedoch vernachlässigbar. Durch Umstellen dieser Gleichung folgt

$$\frac{E}{\text{keV}} = (-36.2 \pm 2.0) + (2.020 \pm 0.003) K, \quad (4.2)$$

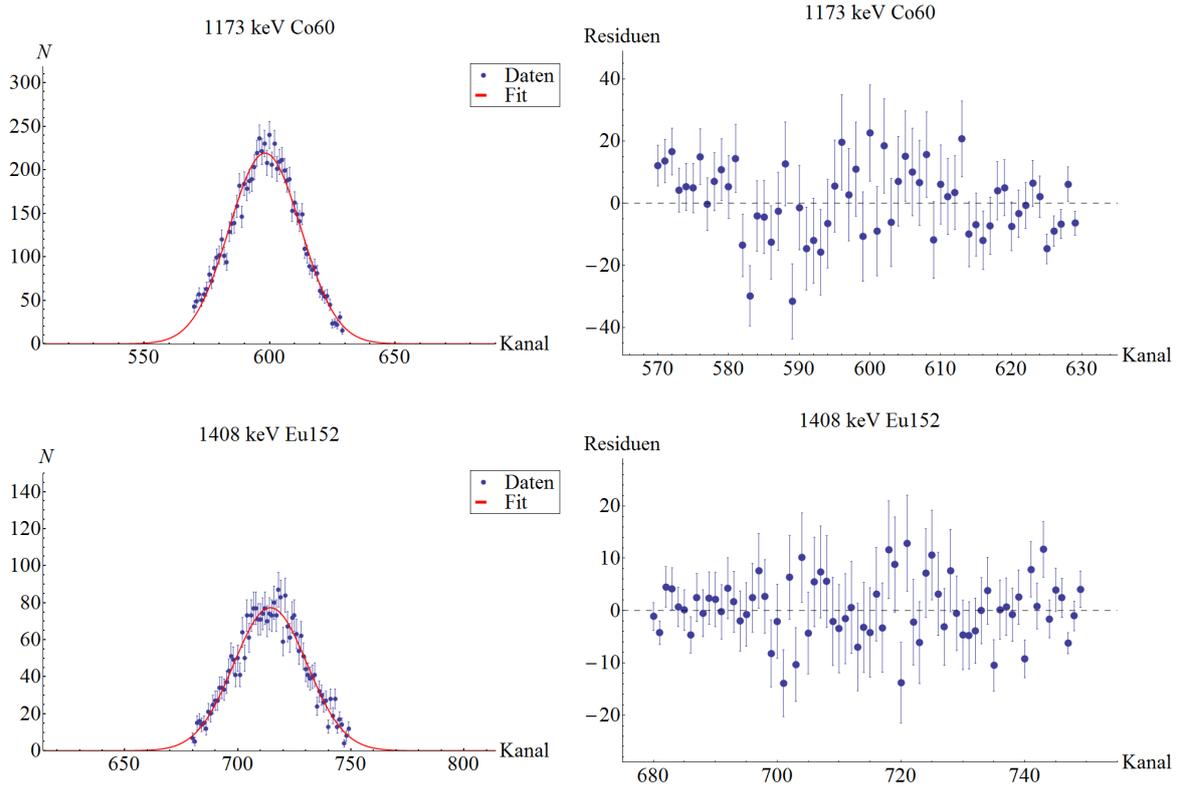


Abbildung 4.7.: Die angepassten Gaußfunktionen an die Gammalinien von ^{60}Co (oben), und ^{152}Eu (unten) mit ihren Residuen. Die Residuen von Europium weisen keine Systematik auf, bei Cobalt ist ähnlich wie bei Cäsium in Abbildung 4.6 eine leichte Systematik zu sehen. Allerdings ist diese deutlich schwächer als im Cäsiumspektrum. Die $\chi^2/\text{ndof} = \frac{97.3}{57} = 1.7$ für Cobalt, bzw. $\chi^2/\text{ndof} = \frac{77.1}{67} = 1.2$ für Europium deuten darauf hin, dass die Fehler auf die Anzahl der Ereignisse vernünftig abgeschätzt wurden.

womit man den Zusammenhang zwischen Energie zu Kanal erhält. Durch Variieren der Steigung und des Achsenabschnitts aus 4.1 um ihre jeweiligen Fehler wurden die Fehler auf 4.2 bestimmt. Dies ist auch gleichzeitig die systematische Unsicherheit die bei späteren Ergebnisse berücksichtigt wird. Da der verwendete Vielkanalanalysator 1024 Kanäle besitzt ergibt sich im ungünstigsten Fall ein Fehler von $\sigma_{\text{sys}} = 5\text{keV}$ wobei die einzelnen Fehler linear addiert wurden.

4.3.2. Kuriedarstellung und Bestimmung der Maximalenergie bei Aluminiumabsorbern unterschiedlicher Stärke

Damit können nun die aufgenommenen Spektren in Abhängigkeit der Energie aufgetragen werden. Zunächst betrachten wir verschiedene Aluminium-Absorber aus Tabelle 4.1, deren Wirkung in Abbildung 4.9 zu sehen ist. Der Untergrund wurde abgezogen. Man erkennt bereits, dass der Endpunkt des ^{90}Sr -Spektrums nach links wandert, je stärker

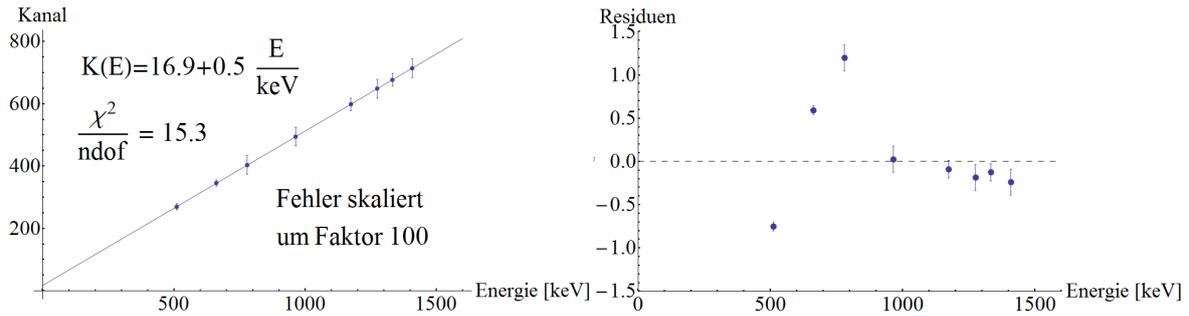


Abbildung 4.8.: Energie-Kanal-Kalibration und die dazugehörigen Residuen. Das relativ hohe χ^2 pro Freiheitsgrad lässt sich auf die ersten drei Messwerte zurückführen. Dennoch weicht bis auf einen Messpunkt kein Wert mehr als einen Kanal von der angepassten Gerade ab, so dass man davon ausgehen kann, dass ein linearer Zusammenhang zwischen Energie und Kanalnummer besteht. Die Ursache, dass die angepasste Funktion nicht durch den Ursprung geht ist auf den Verstärker zurückzuführen. Da der interessante Bereich in der Umgebung der Kalibrationspunkte liegt ist diese Tatsache jedoch vernachlässigbar.

der Absorber wird. Dass das Spektrum scheinbar auch negative Energien misst, liegt wie bereits erwähnt am Versatz des Verstärkers, siehe Gleichung 4.1 auf Seite 59. Da der relevante Bereich jedoch zwischen 500 keV und 1600 keV liegt, also dem Bereich in dem auch die Kalibration stattgefunden hat, ist dies zu vernachlässigen.

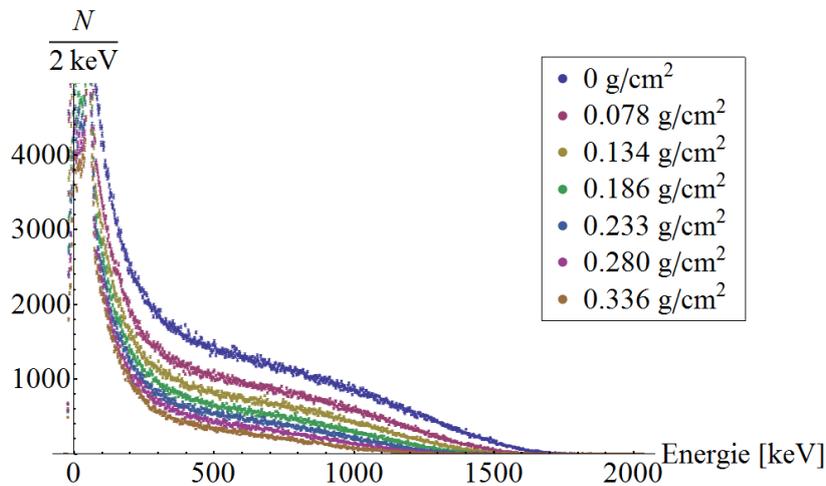


Abbildung 4.9.: ^{90}Sr -Spektren mit unterschiedlichen Aluminiumabsorbern nach der Energie-Kanal-Kalibration. Der Untergrund wurde abgezogen.

Vergleicht man die Messung des Szintillators mit der Impulsmessung aus dem vorherigen Kapitel, geschehen in Abbildung 4.10, so sieht man, dass die Form der Spektren ähnlich ist, das Spektrum des Szintillators aber nach links verschoben ist. Dies ist auf Energieverluste im Gehäuse des Szintillators zurückzuführen. Für hohe Energien

sieht man, dass der Szintillator eine bessere Auflösung besitzt als das selbstgebaute Impulsspektroskop.

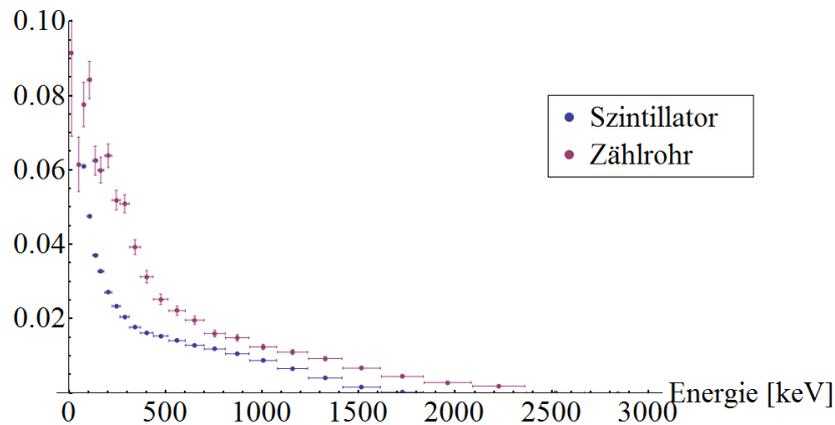


Abbildung 4.10.: Das Energiespektrum von ^{90}Sr , gemessen mit dem Szintillator und über die Impulsmessung aus dem vorherigen Kapitel. Beide Spektren sind auf die gleiche Fläche normiert. Aufgrund der hohen Anzahl an Ereignissen bei der Szintillatormessung werden dort die Fehler auf die Zählrate sehr klein. Wie man sieht, ist die Form der Spektren ähnlich. Jedoch ist die Szintillatormessung nach links verschoben. Dies ist auf Energieverluste im Gehäuse und der Abschirmung zurückzuführen.

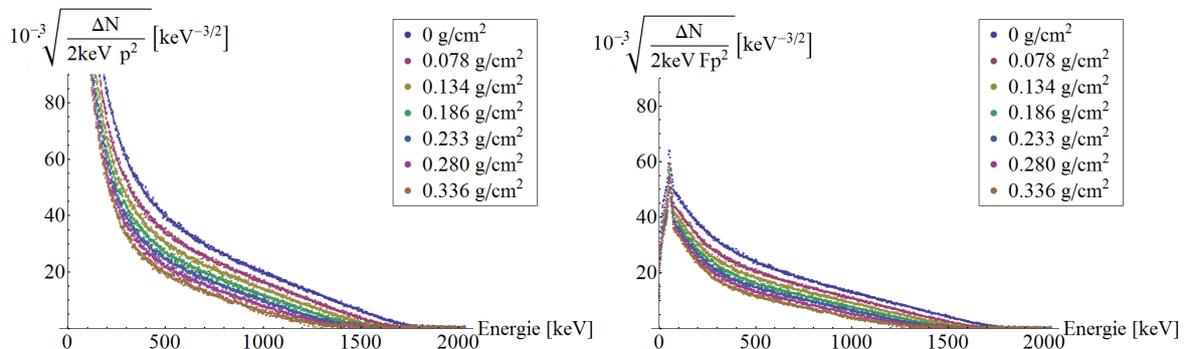


Abbildung 4.11.: Kurie-Darstellung, links ohne, rechts mit Fermi-Korrektur der ^{90}Sr -Spektren mit unterschiedlichen Aluminiumabsorbern. Die Korrektur führt zu einer Glättung der Spektren. Aufgrund von Absorption ausserhalb des Szintillators misst man bei niedrigen Energien weniger Elektronen als erwartet, so dass die Kurie-Darstellung mit Korrektur dort gegen null geht. Zu erkennen ist eine Röntgenlinie die aus der Abschirmung stammt.

Durch Transformation der Spektren wie in Abschnitt 2.2.4 dargestellt erhält man Kurie-Plots, diese sind in Abbildung 4.11 links ohne Fermi-Korrektur dargestellt, rechts

wird die Korrektur berücksichtigt. Bereits ohne Fermi-Korrektur wird ein linearer Zusammenhang sichtbar, der mit Korrektur noch deutlicher wird, wie ein genauer Vergleich zeigt. Abbildung 4.12 zeigt links das gemessene Spektrum ohne zusätzlichen Absorber, rechts die Messung mit dem stärksten verwendeten Absorber. Wie erwartet ändert

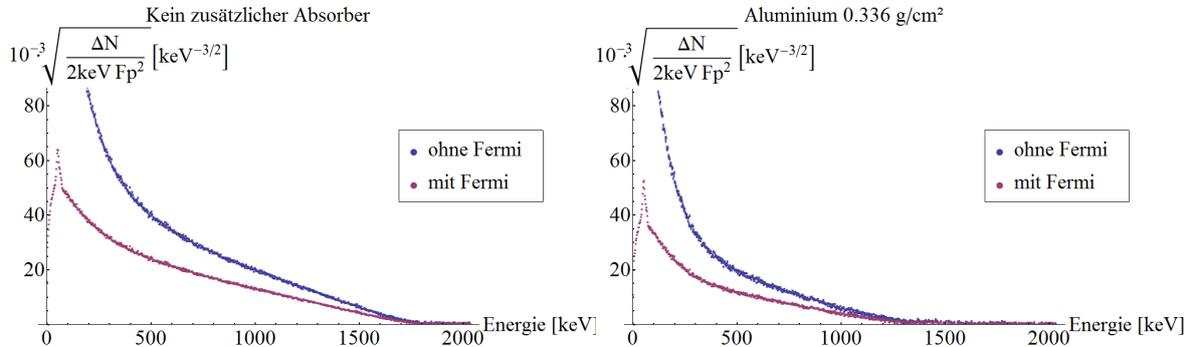


Abbildung 4.12.: Genauerer Vergleich der Kuriedarstellung ohne bzw. mit Fermi-Korrektur. Links ohne Absorber, Rechts mit Absorberstärke 0.336 g/cm^2 . Vor allem im niederenergetischen Bereich um etwa 500 keV sorgt die Fermi-Korrektur für einen flacheren Verlauf der Spektren.

die Korrektur nichts am Endpunkt des Spektrums. Für niedrige Energien wird die Fermi-Korrektur sehr groß, gleichzeitig misst man aufgrund von Absorption in Luft und Gehäuse des Szintillators weniger Ereignisse als erwartet. Daher geht die Kurie-Darstellung in diesem Bereich gegen null und schneidet nicht die Y-Achse. Gleichzeitig kann für niedrige Energien die Lichtausbeute des Szintillators nicht mehr als konstant betrachtet werden. Da das Augenmerk nicht in diesem Energiebereich liegt wird auf eine Korrektur verzichtet. In beiden Darstellungen wird die K-Linie von Blei bei etwa 80 keV deutlich, die aus dem Spektrum herausragt und aus der Abschirmung stammt. Durch Anpassen einer Gerade $y = a + m \cdot x$ kann man nun den Endpunkt des Spektrums bestimmen. Um die Grenzen zu bestimmen in dem die Anpassung durchgeführt wird, wurde das Spektrum mit dem stärksten Absorber betrachtet, siehe Abbildung 4.12. Der lineare Bereich umfasst etwa 500 keV und liegt zwischen 0.5 und 1 MeV , die dazugehörigen Residuen, dargestellt in Abbildung 4.13 rechts sind gleichmäßig und ohne eindeutiges Muster um die angepasste Gerade verteilt, so dass dieses Intervall auch für die anderen Spektren angewandt wurde, wobei Ober- und Untergrenze schrittweise um 100 keV nach links verschoben wurden, je dünner der Absorber wurde. In Abbildung 4.13 sind beispielhaft die Residuen für das Spektrum ohne Absorber dargestellt, auch hier ist keine Systematik zu erkennen.

Die Tabelle 4.4 zeigt die Parameter der angepassten Geradengleichungen, dass dazugehörige χ^2 pro Freiheitsgrad und die daraus ermittelte Maximalenergie. Die angegebenen Fehler sind die statistischen und im Vergleich zu systematischen Unsicherheit (5 keV , siehe Abschnitt 4.3.1) größer.

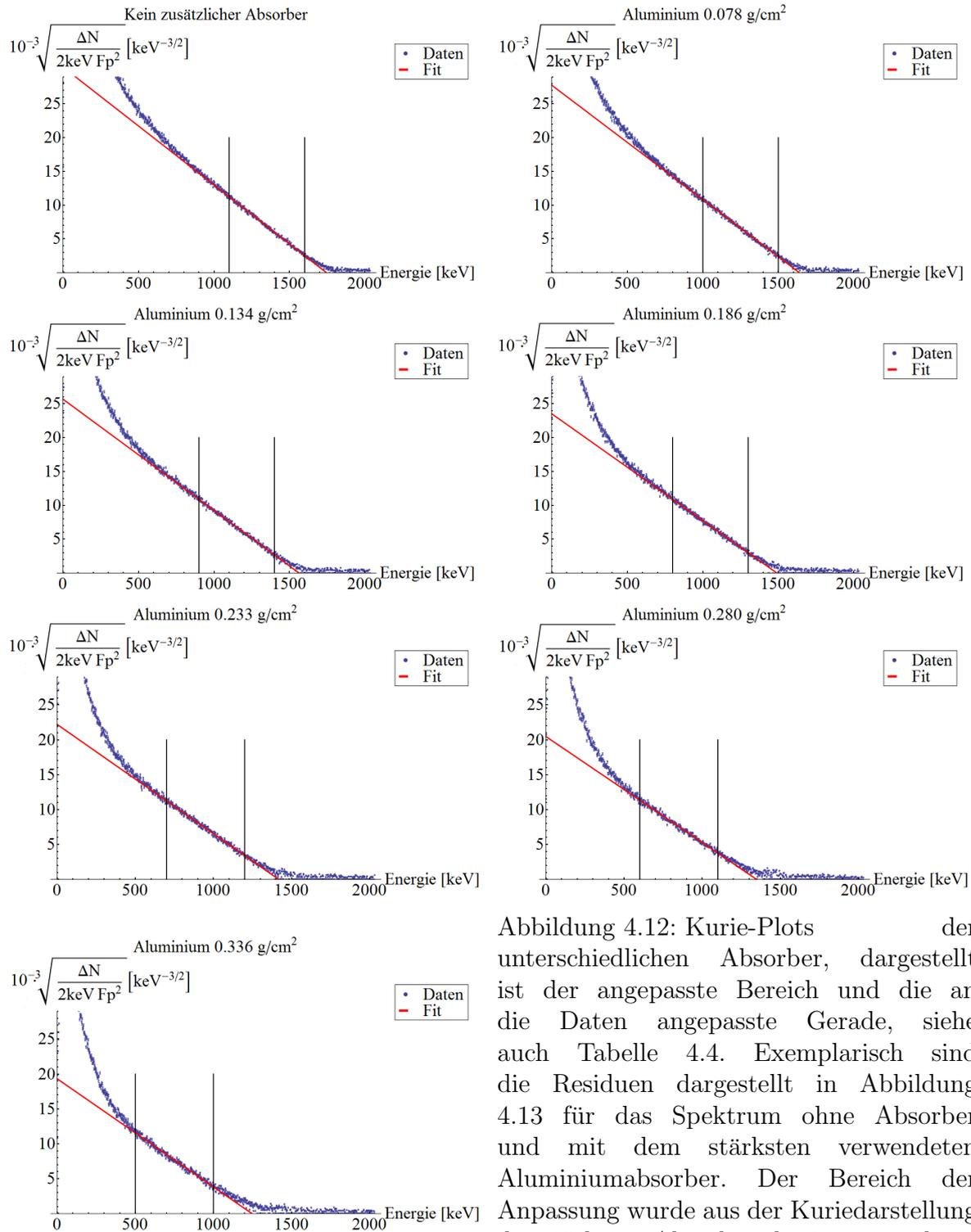


Abbildung 4.12: Kurie-Plots der unterschiedlichen Absorber, dargestellt ist der angepasste Bereich und die an die Daten angepasste Gerade, siehe auch Tabelle 4.4. Exemplarisch sind die Residuen dargestellt in Abbildung 4.13 für das Spektrum ohne Absorber und mit dem stärksten verwendeten Aluminiumabsorber. Der Bereich der Anpassung wurde aus der Kuriedarstellung des stärksten Absorbers bestimmt, indem

dort die Breite des linearen Bereichs ermittelt wurde. Mit abnehmender Absorberstärke wurde der anzupassende Bereich um 100 keV nach oben verschoben.

Trägt man die gemessenen Maximalenergien gegen die Absorberstärke auf, dargestellt in Abbildung 4.14, und führt eine Geradenanpassung durch, so kann man die Maxima-

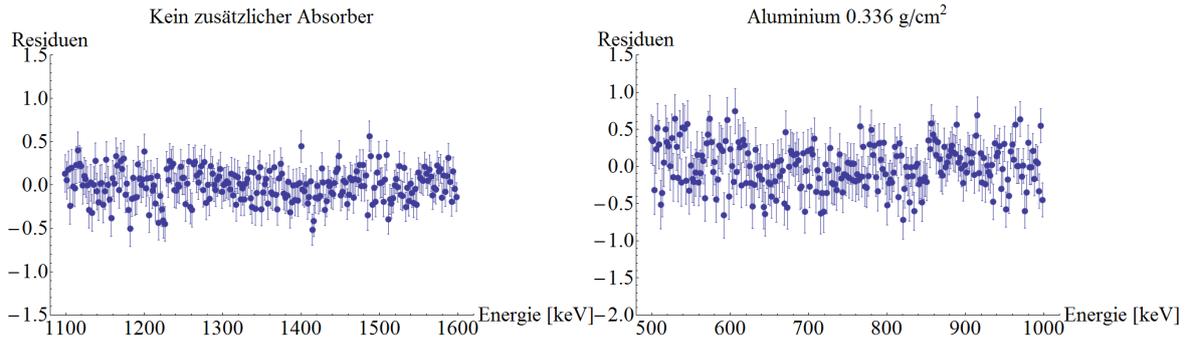


Abbildung 4.13.: Exemplarisch dargestellt sind die Residuen für das Spektrum ohne Absorber links, sowie rechts das Spektrum mit Absorberstärke 0.336 g/cm^2 . Beide Abbildungen weisen keine besondere Systematik auf, die rechte Residuenverteilung weist aufgrund der niedrigeren Zählrate eine stärkere Streuung auf.

lenergie der β -Quelle aus dem Achsenabschnitt bestimmen unter der Voraussetzung, dass alle Energieverluste berücksichtigt werden. Dies sind der Verlust durch die Quellenabdeckung, Luft sowie Abschirmung und Reflektor des Szintillators. Die Abdeckung der Quelle besteht, wie in Abschnitt 2.1 beschrieben aus Titanfolie der Stärke $5 \mu\text{m}$, was einem Energieverlust von etwa 3 keV entspricht. Die Flugstrecke durch Luft beträgt 5.5 cm , bzw. 10.5 cm , vergleiche Abbildung 4.2. Bei einer Luftdichte von $1.2 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^3}$ entspricht dies einer einer Massenbelegung von $0.007 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$, bzw. $0.013 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$. Der Energieverlust von Elektronen mit Energie 2.28 MeV in Luft beträgt 1.733 MeVg/cm^2 . Die Abschirmung aus Aluminium hat laut Hersteller eine Massenbelegung von 0.147 g/cm^2 , der Reflektor aus Aluminiumoxid trägt 0.088 g/cm^2 bei. Für den Reflektor lässt sich der Energieverlust gemäß Formel 1.55 berechnen. Unter Berücksichtigung der Reihenfolge in der die Energieverluste stattfinden lässt sich der Energieverlust berechnen, dargestellt in Tabelle 4.6. Die Reihenfolge in der die Verluste stattfinden, spielt hier eine Rolle, da der Energieverlust der Elektronen von ihrer Energie abhängt. Der theoretische Energieverlust pro Massenbelegung gemäß Tabelle 4.5 wurde zwischen den bekannten Werten linear interpoliert.

Die Anpassung liefert $E(x) = (2.143 \pm 0.013_{stat}) \text{ MeV} - (1.455 \pm 0.040_{stat}) \frac{\text{MeVcm}^2}{\text{g}} x$ mit der Variablen x , die die Massenbelegung des Absorbers in $\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ darstellt. Das $\frac{\chi^2}{ndof}$ beträgt 0.66 . Aus der Abszisse lässt sich die Maximalenergie der Quelle ablesen, also $E_{max} = (2.143 \pm 0.042_{stat}) \text{ MeV}$. Abbildung 4.14 zeigt die experimentell bestimmten Maximalenergien, korrigiert um die zusätzlich auftretenden Energieverluste, in Abhängigkeit der Absorberstärke. Rechts dargestellt sind die dazugehörigen Residuen; dabei stellt man zwei Dinge fest:

Zum Einen beträgt die Differenz zur theoretischen Zerfallsenergie der ^{90}Y -Quelle etwa 140 keV , was fast drei Standardabweichungen entspricht. Zum Anderen ist die Differenz zwischen gemessener und theoretisch bestimmter Maximalenergie nicht konstant, siehe Tabelle 4.7.

Bezüglich der Differenz zur theoretischen Maximalenergie von ^{90}Y lässt sich die Ab-

Absorber [g/cm ²]	Parameter der angepassten Geraden		$\frac{\chi^2}{\text{ndof}}$	$E_{max}^{exp} \pm \sigma_{stat}$ [keV]
	Abszisse a [keV ^{-3/2}]	Steigung m [keV ^{-5/2}]		
0	$0.0304 \pm (1 \cdot 10^{-4})$	$1.744 \cdot 10^{-5} \pm 0.8 \cdot 10^{-7}$	0.98	1744 ± 11
0.078	$0.0277 \pm (1 \cdot 10^{-4})$	$1.690 \cdot 10^{-5} \pm 0.9 \cdot 10^{-7}$	1.26	1640 ± 11
0.134	$0.0257 \pm (1 \cdot 10^{-4})$	$1.642 \cdot 10^{-5} \pm 0.9 \cdot 10^{-7}$	0.98	1563 ± 11
0.186	$0.0235 \pm (1 \cdot 10^{-4})$	$1.576 \cdot 10^{-5} \pm 1.0 \cdot 10^{-7}$	1.09	1491 ± 12
0.233	$0.0222 \pm (1 \cdot 10^{-4})$	$1.563 \cdot 10^{-5} \pm 1.0 \cdot 10^{-7}$	1.08	1419 ± 12
0.280	$0.0204 \pm (1 \cdot 10^{-4})$	$1.511 \cdot 10^{-5} \pm 1.1 \cdot 10^{-7}$	1.10	1350 ± 12
0.336	$0.0192 \pm (1 \cdot 10^{-4})$	$1.541 \cdot 10^{-5} \pm 1.2 \cdot 10^{-7}$	1.22	1249 ± 12

Tabelle 4.4.: Experimentell bestimmte Maximalenergie aus den angepassten Geraden für die jeweiligen Absorber. Mit stärker werdendem Absorber wächst der Fehler auf die Steigung, da der Energieverlust verursacht durch den Absorber, nicht diskret ist. Für starke Absorber ist der mittlere Energieverlust keine gute Näherung mehr, so dass das Spektrum deformiert wird. Hier ist dieser Effekt nur angedeutet, im folgenden Abschnitt wird darauf näher eingegangen.

E_{kin}	1 MeV	2 MeV	3 MeV
	dE/dx [MeVcm ² /g]	dE/dx [MeVcm ² /g]	dE/dx [MeVcm ² /g]
Aluminium	1.487	1.523	1.581
Titan	1.378	1.423	1.4856
Sauerstoff	1.675	1.716	1.786
Luft	1.675	1.714	1.783

Tabelle 4.5.: Theoretischer Energieverlust pro Massenbelegung für Aluminium, Titan, Sauerstoff und Luft aus [12], wie beschrieben in Abschnitt 1.3. Durch Interpolation zwischen den angegebenen Werten wurde der jeweilige Energieverlust pro Massenbelegung ermittelt.

weichung nur ungenügend im Rahmen der Fehler erklären und könnte ein Hinweis sein, dass bei der Auswertung nicht alle relevanten Prozesse berücksichtigt wurden. Die Rücksprache mit dem Quellenhersteller ergibt, dass der Energieverlust in der Quelle hauptsächlich auf die Titanfolie zurückzuführen ist, da die aktive Schicht sehr dünn ist und der dadurch verursachte Energieverlust zu vernachlässigen ist. Daher wird angenommen, dass die Quelle nicht die Ursache der Differenz ist.

Eine genauere Betrachtung des Szintillators zeigt, dass die in der Beschreibung angegebene Massenbelegung des Reflektors aufgrund der angegebenen Stärke (1.7 mm entspricht 0.617 g/cm²) nicht stimmen kann. Daher lautet die Schlussfolgerung, dass die Differenz auf die falsche Angabe der Massenbelegung des Reflektors zurückzuführen ist. Als wahrscheinlich gilt eine Massenbelegung des Reflektors von etwa 0.150 g/cm², womit die Maximalenergien in Tabelle 4.7 um etwa 100 keV höher liegen. Die somit bestimmte

Absorber [g/cm ²]	Quelle [MeV]	Luft x ₁ [MeV]	Absorber [MeV]	Luft x ₂ [MeV]	Gehäuse [MeV]	Reflektor [MeV]	Σ(ΔE) [MeV]	E _{max} ^{theo} [MeV]
0			0		0.226	0.142	0.405	1.875
0.078			0.120		0.225	0.142	0.524	1.756
0.134			0.206		0.225	0.142	0.610	1.670
0.186	0.003	0.011	0.286	0.023	0.224	0.141	0.688	1.592
0.233			0.358		0.224	0.141	0.760	1.520
0.280			0.431		0.223	0.141	0.832	1.448
0.336			0.541		0.223	0.140	0.941	1.339

Tabelle 4.6.: Berechneter Energieverlust der Elektronen aus dem ⁹⁰Y-Zerfall in Absorber, Abschirmung und Reflektor und theoretische Maximalenergie unter Berücksichtigung der Reihenfolge. Die Bezeichnung x₁ und x₂ beziehen sich auf Abbildung 4.2. Der Energieverluste in der Abschirmung und im Reflektor des Szintillators variieren leicht aufgrund der zunehmenden Energieverluste im Absorber.

Absorber [g/cm ²]	E _{max} ^{theo} [MeV]	E _{max} ^{exp} ± σ _{stat} [MeV]	E _{max} ^{theo} - E _{max} ^{exp} [MeV]
0	1.875	1.744 ± 0.011	0.131
0.078	1.756	1.640 ± 0.011	0.116
0.134	1.670	1.563 ± 0.011	0.107
0.186	1.592	1.491 ± 0.012	0.101
0.233	1.520	1.419 ± 0.012	0.101
0.280	1.448	1.350 ± 0.012	0.098
0.351	1.339	1.249 ± 0.012	0.090

Tabelle 4.7.: Differenz der theoretisch vorhergesagten und der experimentell bestimmten Maximalenergie. Mit zunehmender Absorberstärke nähern sich die experimentellen Ergebnisse der Theorie an. Der Grund liegt darin, dass für dickere Absorber die Verteilungen des Energieverlustes breiter werden (siehe Abbildung 4.15) und man die maximale Energie damit eigentlich zu hoch bestimmt.

Maximalenergie der Quelle liegt bei

$$E_{max} = (2.143 \pm 0.042_{stat} \pm 0.005_{sys}) \text{ MeV.} \quad (4.3)$$

Um die Differenz zwischen gemessener und theoretischer Maximalenergie qualitativ zu diskutieren, ist in Abbildung 4.15 die simulierte Wahrscheinlichkeitsverteilung des Energieverlustes von Elektronen in zwei Absorbern mit unterschiedlicher Massenbelegung dargestellt. Die Ausläufer resultieren aus dem Effekt δ-Elektronen zu erzeugen. Das Spektrum des Energieverlustes wird breiter für stärkere Absorber, so dass relativ gesehen mehr Elektronen einen niedrigeren Energieverlust erfahren, als dies durch den Erwartungswert mit dem hier gearbeitet wurde indiziert wird. Dadurch misst man mehr Elektronen mit hohen Energien als erwartet. Dieser Effekt nimmt für stärkere Absorber zu und führt unter anderem zu dem Effekt, dass der Energieverlust nicht linear

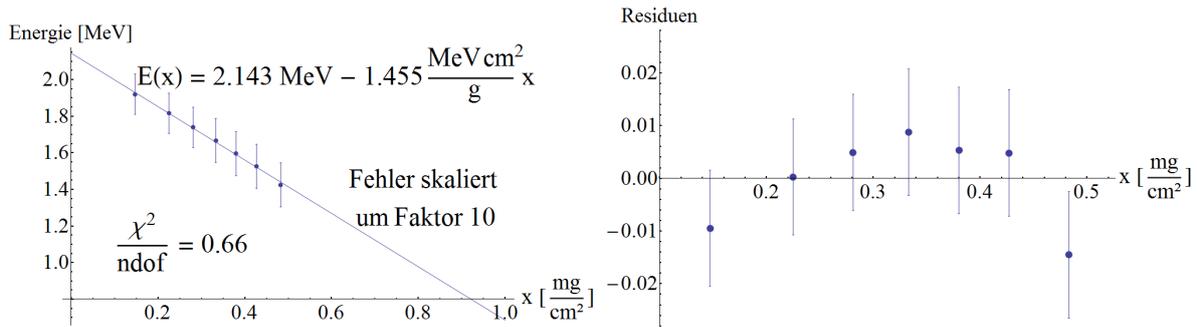


Abbildung 4.14.: Darstellung der Geradenanpassung an die experimentell bestimmte Maximalenergie in Abhängigkeit der Absorberstärke, die angegebenen Fehler sind statistischer Art. Dabei wurde der Energieverlust durch Luft, Quellenabdeckung, Abschirmung des Szintillators und Reflektor berücksichtigt. Der dadurch verursachte Energieverlust ist in Tabelle 4.6 abgebildet. Rechts sind die dazugehörigen Residuen zu sehen, die aufgrund der Größe der statistischen Fehler keine Systematik aufweisen.

mit der Absorberstärke zusammenhängt. Dadurch lässt sich auch erklären, warum mit zunehmender Absorberstärke die Differenz zur theoretischen Maximalenergie abnimmt, siehe Tabelle 4.7.

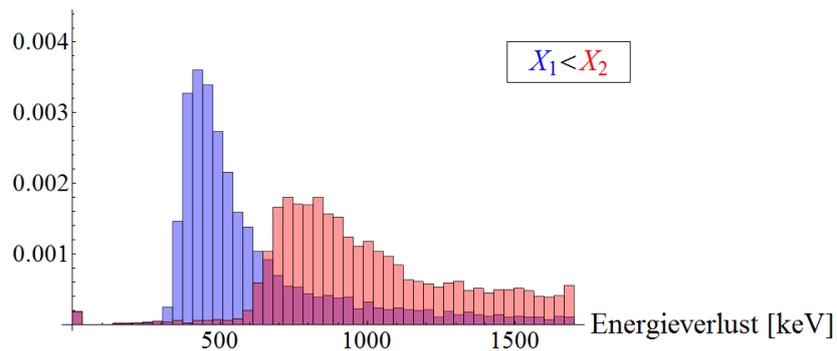


Abbildung 4.15.: Mit Geant4 simulierter Energieverlust von Elektronen in einem Absorber. Dargestellt ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Energieverlustes im Absorber. Die Ausläufer zu hohen Energien stammen vom Einfluss durch δ -Elektronen. Die Verteilungen werden breiter für stärkere Absorber, so dass mehr Elektronen einen niedrigeren Energieverlust erfahren als durch den mittleren Energieverlust vorrausgesagt wird. Dies führt dazu, dass man mehr Elektronen mit hohen Energien misst als man erwartet.

4.3.3. Kuriedarstellung unterschiedlicher Absorber mit jeweils 1 mm Dicke

Zusätzlich ist es auch möglich, die Energieverluste bei gleicher Stärke der Absorber aber unterschiedlichen Materialien zu untersuchen. Die verwendeten Absorber sind in Abschnitt 4.2 beschrieben. Für leichte Absorber wie für Plexiglas und Papier erhält

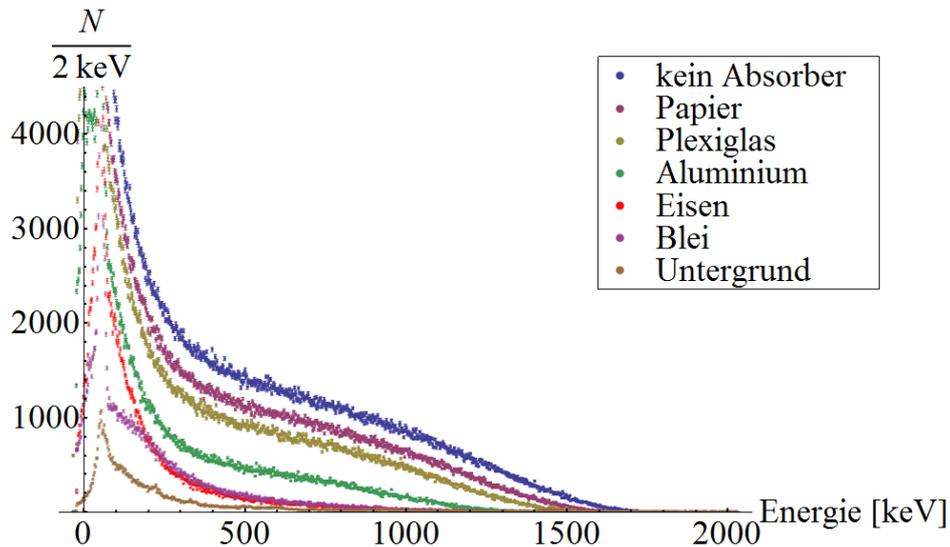


Abbildung 4.16.: Spektren aufgenommen mit unterschiedlichen Absorbern gleicher Stärke, wie in Tabelle 4.2 beschrieben, der Untergrund wurde bereits abgezogen. Den Kanälen wurde ihre entsprechende Energie zugeordnet.

man ein ähnliches Ergebnis wie im vorherigen Abschnitt. Die Maximalenergie wandert im Vergleich zum Spektrum ohne Absorber nach links, die Form selbst wird allerdings nicht stark beeinflusst.

Bei Eisen und Blei stellt sich die Sache anders dar, hier sind die Spektren stark deformiert und weisen nicht mehr die charakteristische Form des β -Spektrums auf. Des Weiteren fällt auf, dass das β -Spektrum durch den Bleiabsorber im Bereich bis etwa 200 keV sehr stark unterdrückt wird, oberhalb von 200 keV aber leicht über dem Spektrum des Eisenabsorbers liegt. Dies erwartet man eigentlich nicht, da die Massenbelegung des Bleiabsorbers größer ist als die des Eisenabsorbers.

Wie im vorherigen Abschnitt auch werden die Spektren transformiert in die Kurie-Darstellung, siehe Abbildung 4.17. Für die leichteren Absorber bis Aluminium erhält man ein ähnliches Ergebnis wie im vorherigen Abschnitt, siehe Tabelle 4.9. Die Wahl der Bereiche in denen eine Geradenanpassung vorgenommen wird, sind die aus dem vorherigen Abschnitt, da diese sinnvoll erscheinen. Die angepasste Gerade sowie die jeweiligen Residuen und die Anpassungsgrenzen sind in Abbildung 4.18 dargestellt. Die Residuen weisen keine besondere Systematik auf.

Für Eisen und Blei jedoch ist kein linearer Bereich im Kurie-Plot mehr zu erkennen, so dass eine Geradenanpassung nicht mehr sinnvoll ist. Um den theoretischen Energiever-

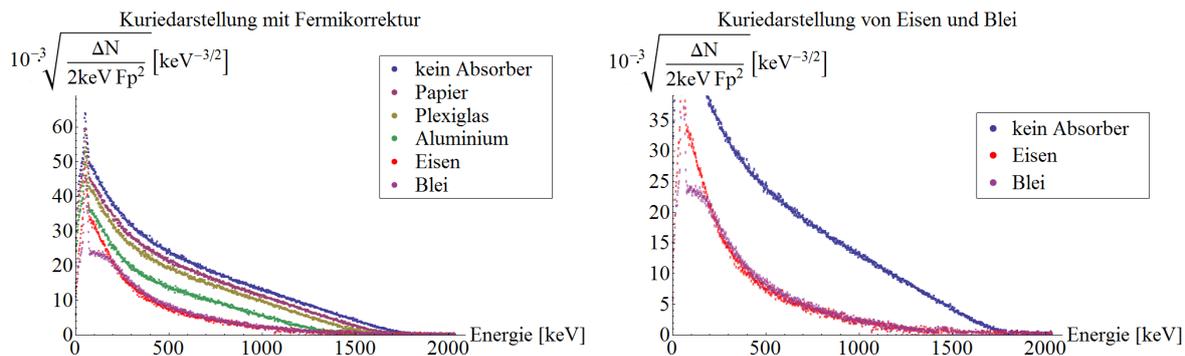


Abbildung 4.17.: Links dargestellt sind die Kurie-Darstellungen der Spektren mit Absorbieren gleicher Stärke. Rechts sieht man vergrößert die Spektren von Eisen und Blei sowie das Spektrum ohne Absorber. Die leichteren Absorber bis einschließlich Aluminium zeigen ein ähnliches Verhalten wie bereits im vorherigen Abschnitt gesehen. Die Spektren des Eisen- und Bleiabsorbers dagegen weisen keinen linearen Verlauf auf, so dass auf eine Geradenanpassung verzichtet werden muss.

lust zu ermitteln wurde der Energieverlust pro Massenbelegung verwendet, dargestellt in Tabelle 4.8, die Massenbelegung der einzelnen Absorber wurde mittels der Kenntnis ihrer jeweiligen Dichte ermittelt, siehe Tabelle 4.2. Damit ist es möglich, wie bereits im

E_{kin}	1 MeV	2 MeV	3 MeV
	dE/dx [MeVcm ² /g]	dE/dx [MeVcm ² /g]	dE/dx [MeVcm ² /g]
Papier	1.7585	1.7457	1.7809
Plexiglas	1.8031	1.7887	1.8235
Eisen	1.3630	1.4172	1.4855
Blei	1.1650	1.3014	1.4107

Tabelle 4.8.: Energieverlust pro Massenbelegung der verwendeten Materialien aus [12], wie beschrieben in Abschnitt 1.3. Durch Interpolation zwischen den angegebenen Werten wurde der jeweilige Energieverlust pro Massenbelegung ermittelt.

vorherigen Abschnitt gesehen, die jeweilige theoretische Maximalenergie der Spektren zu bestimmen, siehe Tabelle 4.10.

Die Differenz zwischen experimentell bestimmter und theoretischer Maximalenergie ist dargestellt in Tabelle 4.11, wie bereits im vorherigen Abschnitt besteht eine Diskrepanz in der gleichen Größenordnung, die mit zunehmender Massenbelegung abnimmt. Die Ursache dessen wurde bereits diskutiert.

Vergleicht man die Maximalenergien für Eisen und Blei aus Tabelle 4.10 mit der Kuriedarstellung aus Abbildung 4.17, so fällt bereits mit dem bloßen Auge auf, dass die Werte nicht übereinstimmen, bzw. dass die Spektren noch Einträge in höheren Kanälen als erwartet aufweisen. Der Grund liegt wie bereits im vorherigen Abschnitt erwähnt

Absorber	Parameter der angepassten Geraden		$\frac{\chi^2}{\text{ndof}}$	E_{max}^{exp} [keV]
	Abszisse a [keV ^{-3/2}]	Steigung m [keV ^{-5/2}]		
ohne	$0.0304 \pm 1 \cdot 10^{-4}$	$-1.744 \cdot 10^{-5} \pm 0.8 \cdot 10^{-7}$	0.98	1744 ± 11
Papier	$0.0288 \pm 1 \cdot 10^{-4}$	$-1.756 \cdot 10^{-5} \pm 0.9 \cdot 10^{-7}$	1.07	1641 ± 11
Plexiglas	$0.0271 \pm 1 \cdot 10^{-4}$	$-1.742 \cdot 10^{-5} \pm 0.9 \cdot 10^{-7}$	1.00	1555 ± 11
Aluminium	$0.0212 \pm 1 \cdot 10^{-4}$	$-1.565 \cdot 10^{-5} \pm 1.0 \cdot 10^{-7}$	1.34	1355 ± 12

Tabelle 4.9.: Experimentell bestimmte Maximalenergie aus den angepassten Geraden für die jeweiligen Absorber, die angegebenen Fehler sind die statistischen und im Vergleich zur systematischen Unsicherheit (4.9 keV, siehe Abschnitt 4.3.1) größer.

Absorber	Quelle [MeV]	Luft x ₁ [MeV]	Absorber [MeV]	Luft x ₂ [MeV]	Gehäuse [MeV]	Reflektor [MeV]	$\Sigma(\Delta E)$ [MeV]	E_{max}^{theo} [MeV]
Papier			0.111		0.225	0.142	0.515	1.765
Plexiglas			0.214		0.224	0.141	0.616	1.664
Aluminium	0.003	0.011	0.416	0.023	0.224	0.141	0.818	1.462
Eisen			1.130		0.221	0.139	1.504	0.753
Blei			1.512		0.221	0.139	1.909	0.371

Tabelle 4.10.: Energieverlust in Absorber, Abschirmung und Reflektor und theoretische Maximalenergie unter Berücksichtigung der Reihenfolge. Die Bezeichnung x₁ und x₂ beziehen sich auf Abbildung 4.2. Der Energieverluste in der Abschirmung und im Reflektor des Szintillators variieren leicht aufgrund der zunehmenden Energieverluste im Absorber.

Absorber	[g/cm ²]	E_{max}^{theo} [MeV]	E_{max}^{exp} [MeV]	$E_{max}^{theo} - E_{max}^{exp}$ [MeV]
ohne		1.875	1.744 ± 0.011	0.131
Papier	0.060	1.765	1.641 ± 0.011	0.124
Plexiglas	0.119	1.664	1.555 ± 0.011	0.109
Aluminium	0.270	1.462	1.395 ± 0.012	0.107
Eisen	0.787	0.753	-	-
Blei	1.135	0.371	-	-

Tabelle 4.11.: Differenz der theoretisch vorhergesagten und der experimentell bestimmten Maximalenergie, die Massenbelegungen sind ebenfalls angegeben. Die Differenz der Maximalenergie des Spektrums ohne Absorber ist der Vollständigkeit halber mit aufgeführt. Die Ergebnisse ähneln denen aus dem vorherigen Abschnitt, mit zunehmender Absorberstärke nähern sich die experimentellen Ergebnisse der Theorie an. Für Eisen und Blei konnte keine Gerade angepasst werden, daher können diese Spektren auch nicht mit der Theorie verglichen werden.

in der Verteilung der Energieverluste, siehe auch Abbildung 4.15. War der Effekt dort noch nicht dominant so zeigt sich hier, dass die angewandte Näherung, nämlich nur den

mittleren Energieverlust durch Ionisation und Bremsstrahlung zu berücksichtigen, keine gute Näherung ist. Allerdings wird dennoch deutlich, dass unterschiedliche Materialien gleicher Dicke zu unterschiedlichen Maximalenergien führen. Auf den Einbau einer Korrektur durch Geant4 wird verzichtet, da dies den Studenten keine neuen Erkenntnisse bringen würde. Eine quantitative Betrachtung ist mit dem vorhergehenden Abschnitt besser möglich und auch sinnvoller.

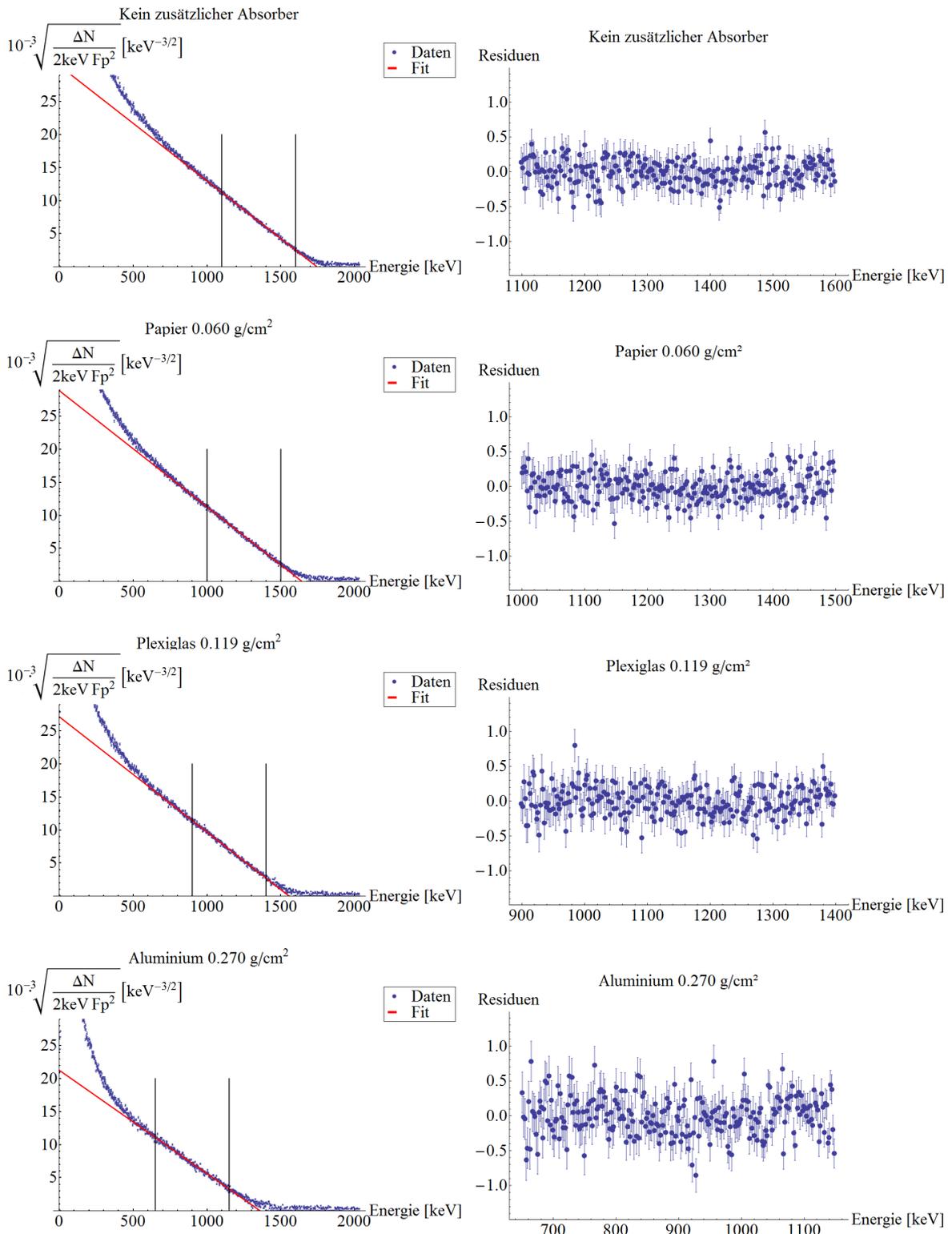


Abbildung 4.18.: Kurie-Plots der unterschiedlichen Absorber, dargestellt ist der angepasste Bereich und die an die Daten angepasste Gerade, siehe auch Tabelle 4.9. Rechts dargestellt sind die jeweiligen Residuen der Anpassung. Eine Systematik ist nicht zu erkennen.

4.3.4. Bestimmung der Elektronmasse aus Impuls- und Energiemessung

Unter Verwendung des Maximalimpulses aus der Impulsmessung kann dann die Masse der Teilchen, die die Quelle emittiert, bestimmt werden. Natürlich ist bereits bekannt, dass es sich um Elektronen handelt, allerdings ist es schön dies auch überprüfen zu können. Außerdem ist es auch pädagogisch sinnvoll, da dies tatsächlich eine Methode ist mit der man Teilchenidentifikationen durchführt. Die Energie-Impuls-Beziehung führt zu der Gleichung

$$m = \frac{p^2 - E_{kin}^2}{2E_{kin}}. \quad (4.4)$$

Der Maximalimpuls beträgt etwa (2800 ± 200) keV, die kinetische Energie der Teilchen beträgt (2143 ± 42) keV. Setzt man dies ein, so erhält man als Ruhemasse

$$m = (760 \pm 270)keV \quad (4.5)$$

was mit der Ruhemasse des Elektrons verträglich ist. Der dominante Fehler stammt hier aus der vergleichsweise ungenauen Maximalimpulsbestimmung. Die Abweichung zur Ruhemasse ist jedoch hauptsächlich auf die zu niedrig bestimmte kinetische Energie zurückzuführen. Um den Studenten im Praktikum ein befriedigendes Ergebnis zu ermöglichen ist es denkbar, dass der Betreuer die Massenbelegung des Reflektors in einer ähnlichen Größenordnung wie die Abschirmung angibt, also etwa 150 mg/cm^2 . Der zusätzliche Energieverlust beträgt etwa 100 keV und führt näher an den Theoriewert mit

$$m = (630 \pm 270)keV. \quad (4.6)$$

5. Vielfachstreuung von Elektronen

Vorüberlegung

Der dritte Teil des zukünftigen Praktikumsversuches beschäftigt sich mit dem Phänomen der Vielfachstreuung, das auftritt wenn geladene Teilchen mehrfach im Coulombfeld der Kerne gestreut werden. Zur Veranschaulichung bietet sich die Messung einer Winkelverteilung an, bei der die aus einer $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle emittierten Elektronen durch eine Blende kollimiert werden und einen Streukörper durchlaufen. Hinter dem Streukörper kann dann mit einem Geiger-Müller-Zählrohr die Zählrate unter verschiedenen Winkeln gemessen werden. Allerdings ist zu bedenken, dass die Quelle keine monoenergetischen Elektronen liefert, sondern ein β -Spektrum. Da Elektronen mit unterschiedlicher Energie unterschiedlich stark gestreut werden (siehe Gleichung 1.57 auf Seite 16), erhält man eine Überlagerung aller gestreuten Elektronen, gewichtet mit der Wahrscheinlichkeit, Elektronen mit einer bestimmten Energie zu finden, sprich dem β -Spektrum der Quelle. Ein weiterer Effekt ist, dass der Elektronenstrahl nicht perfekt kollimiert werden kann und daher die Winkelverteilung der Vielfachstreuung mit der Winkelverteilung aus der Blende gefaltet wird, siehe Abbildung 5.1.

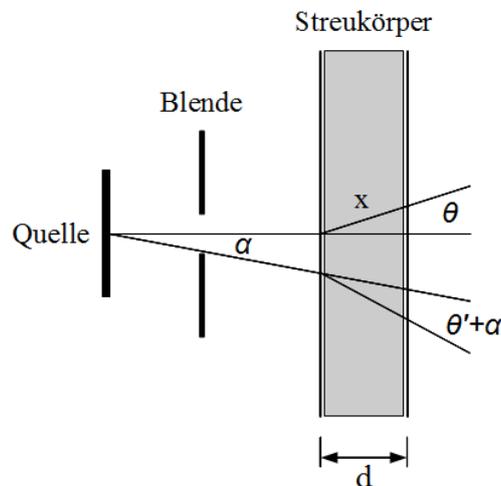


Abbildung 5.1.: Darstellung der Winkelabhängigkeit, die durch die Blende resultiert. Weicht die Flugbahn der Elektronen von der Strahlachse ab, so folgt daraus eine Änderung der Breite und des Schwerpunktes der Intensitätsverteilung.

Es entsteht eine Verteilung der Form

$$F(\theta) = \iint g(\alpha) \cdot f((\theta - \alpha), \theta_0(\alpha, p)) \cdot w(p) d\alpha dp, \quad (5.1)$$

wobei $g(\alpha)$ die intrinsische Winkelverteilung durch die Blende darstellt und $f((\theta - \alpha), \theta_0(\alpha, p))$ den Effekt der Vielfachstreuung berücksichtigt, siehe Abschnitt 1.4 auf Seite 16. Diese Verteilung ist für kleine Streuwinkel gaußförmig mit der Standardabweichung θ_0 , die abhängig ist von dem Impuls der einfallenden Teilchen. Für größere Streuwinkel ist das Verhalten ähnlich wie bei Rutherfordstreuung. θ_0 ist zusätzlich von α abhängig, da eine Änderung des Einfallswinkels auf den Streukörper eine Änderung der effektiven Weglänge im Streukörper darstellt. $w(p)$ steht für die aus der Quelle stammende Wahrscheinlichkeit ein Elektron mit einem Impuls zwischen p und $p + \Delta p$ zu messen.

Diese Einflüsse machen es schwierig, Ergebnisse zu erhalten, die mit der Theorie verglichen werden können. Dennoch sollte qualitativ ein Unterschied zwischen den einzelnen Messungen mit unterschiedlichen Streukörpern möglich sein. Aufgrund der Tatsache, dass ein Teil der Elektronen im Streukörper absorbiert wird, erwartet man eine sinkende Zählrate für dicker werdende Streukörper unter der Strahlachse $\theta = 0$. Für Winkel, abweichend von der Strahlachse vergrößert sich die effektive Wegstrecke im Streukörper gemäß $x = \frac{d}{\cos(\theta)}$. Die Absorptionsrate steigt und die Zählrate sinkt stärker. Durch Vielfachstreuung werden allerdings Elektronen abgelenkt, wodurch die Zählrate abweichend der Strahlachse steigt, so dass diese beiden Effekte also gegenläufig sind.

In diesem Versuch werden daher die Intensitätsverteilungen bei unterschiedlich starken Streukörpern vermessen und deren Halbwertsbreite bestimmt. Diese werden verglichen mit den Halbwertsbreiten, die entstehen würden, wenn nur Absorption auftreten würde. Eine Abweichung der Halbwertsbreiten für zunehmende Massenbelegungen der Streukörper weisen auf Vielfachstreuung hin.

5.1. Versuchsaufbau

Der schematische Aufbau ist in Abbildung 5.2 dargestellt, den Aufbau wie er im Praktikum eingesetzt wird, zeigt Abbildung 5.3. Die Quelle zusammen mit der Blende ist in der dafür vorgesehenen Halterung, die Strahlrichtung zeigt in Richtung des Fensters des Geiger-Müller-Zählers. Dieser ist etwa 16 cm entfernt auf einem Ausleger befestigt, der schwenkbar im Zentrum des Aufbaus gelagert ist und mit einer Schraube fixiert werden kann. Das Zählrohr ist über ein BNC-Kabel mit dem Cobra3-System verbunden (siehe Abschnitt 2.2.5 auf Seite 28), über das die Spannungsversorgung und die Signalauslese erfolgt. Das Cobra3-Modul ist wiederum per USB-Kabel an den Rechner angeschlossen, so dass die gemessenen Raten direkt ausgelesen werden können. Auf der Bodenplatte befindet sich eine Winkelscheibe mit einer Abmessung von -90 bis 90 Grad. Von dieser kann der Winkel zwischen Strahlrichtung und Zählrohr abgelesen werden, die Genauigkeit beträgt ein Grad. Zwischen Quelle und Zählrohr befindet sich eine Halterung in der der Streukörper platziert werden und mit zwei Schrauben fixiert werden kann. Hinter der Quelle befindet sich eine weitere Halterung, die für eine weitere Quelle vorgesehen war, die jedoch nicht verwendet wird.

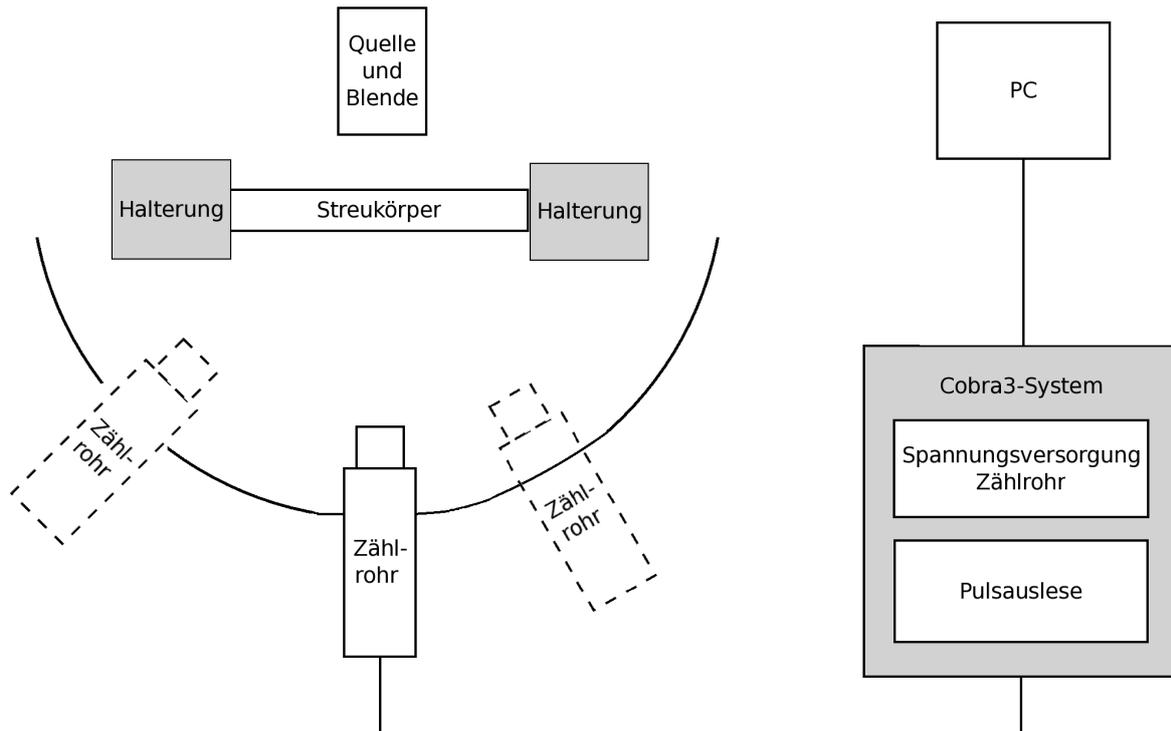


Abbildung 5.2.: Schematischer Versuchsaufbau zur Vielfachstreuung.

5.2. Durchführung

Nachdem der Versuch wie im vorherigen Abschnitt beschrieben aufgebaut wurde, werden die Zählraten für verschiedene Winkel und Streukörper mit unterschiedlicher Dicke d aufgenommen. An diese Intensitätsverteilungen wird eine Gaußfunktion plus einer Konstanten angepasst,

$$f(\theta) = Ae^{-\frac{1}{2} \frac{(\theta-\mu)^2}{\sigma^2}} + c, \quad (5.2)$$

mit der die Breite σ der Verteilungen bestimmt werden kann. Die Annahme, dass die Verteilung annähernd gaußähnlich ist, kommt aus der Überlagerung der Winkelverteilung durch die Blende und der Streuung im Streukörper, deren Zentralwerte bei null liegen und die nach außen hin abfallen. Aus dieser Anpassung wird die Halbwertsbreite FWHM bestimmt, um diese in Abhängigkeit der Stärke des Streukörpers darzustellen. Zusätzlich werden die Messwerte entlang der Strahlachse ($\theta = 0$) verwendet, um eine Absorptionskurve aufzunehmen, an die die Funktion

$$I(x) = I_0 e^{-nx} + k \quad (5.3)$$

mit Absorptionskoeffizient n und einer Konstanten k angepasst wird. Würde keine Streuung vorliegen, so würde die Winkelverteilung die Form

$$F(\theta) \propto e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\theta}{\sigma_0}\right)^2} \cdot e^{-\frac{nd}{\cos(\theta)}} \quad (5.4)$$

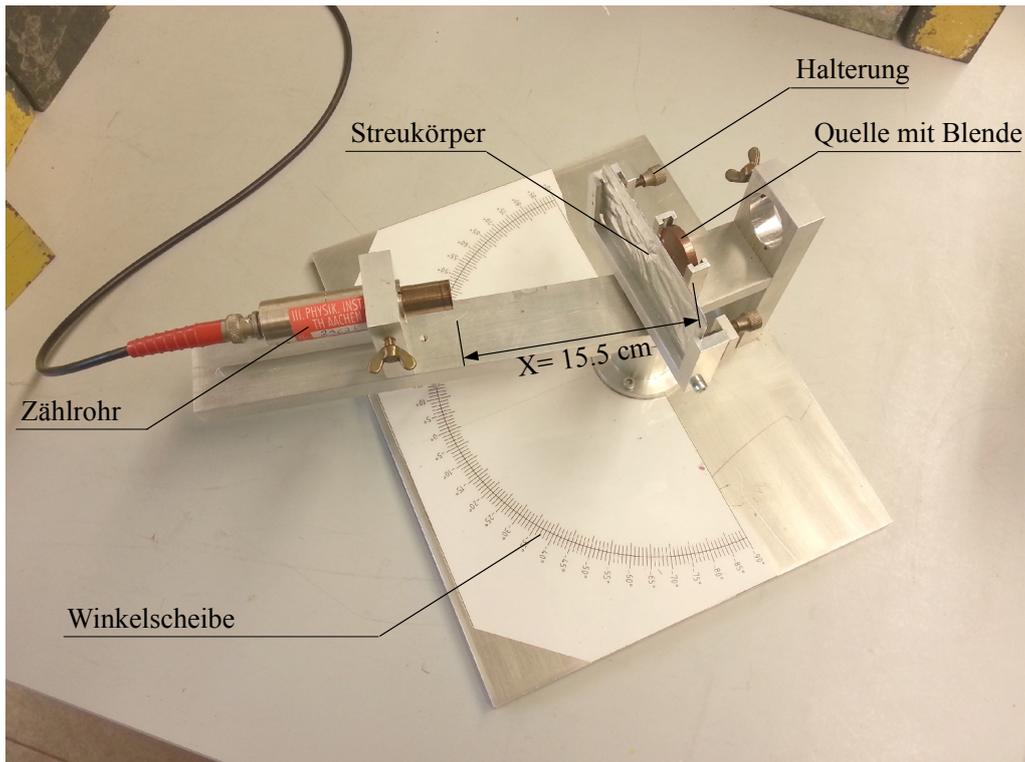


Abbildung 5.3.: Versuchsaufbau zur Vielfachstreuung.

haben, in der die intrinsische gaußförmige Intensitätsverteilung aus der Quelle moduliert wird durch die winkelabhängige Absorption, siehe auch Abbildung 5.4. Hier sind die Winkelverteilungen für unterschiedliche Massenbelegungen beispielhaft dargestellt, die dazugehörigen Halbwertsbreiten zeigt Tabelle 5.1. Man sieht, dass das FWHM kleiner wird wenn die Dicke des Streukörpers steigt. Die ohne Streuung zu erwartenden Halbwertsbreiten werden ermittelt und mit den gemessenen verglichen.

nd	FWHM [°]	$\frac{\text{FWHM}}{\text{FWHM}_0}$
0	70.64	1
0.2	68.48	0.97
0.5	65.62	0.93
1	61.68	0.87

Tabelle 5.1.: Die FWHM der Verteilungen ohne Streuung aus Abbildung 5.4, sowie relativ zum FWHM_0 ohne Streukörper. Wie man sieht, werden die Verteilungen mit wachsender Dicke des Streukörpers schmaler.

Als Streukörper werden die bereits bekannten Aluminiumabsorber verwendet, siehe Abschnitt 30. Die Messzeit für die unterschiedlichen Streukörper ist in Tabelle 5.2

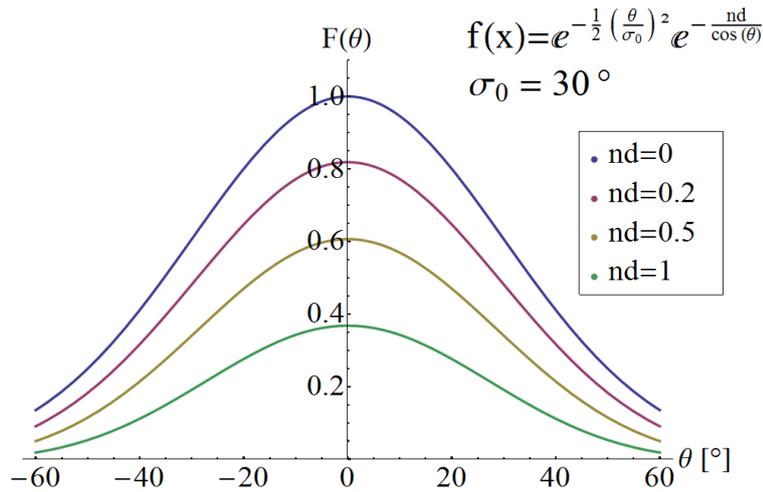


Abbildung 5.4.: Beispielhafte Darstellung der Winkelverteilung unterschiedlicher Streukörper für den Fall, dass nur Absorption auftritt. Mit steigender Massenbelegung werden die Verteilungen schmaler, siehe Tabelle 5.1.

dargestellt. Um die unterschiedlichen Messzeiten zu berücksichtigen, werden die Winkel-

Aluminium		
Dicke [mm]	Massenbelegung [mg/cm ²]	Messzeit pro Punkt in Sek.
0	0	60
0.03	8	60
0.04	11	60
0.05	14	60
0.3	81	60
0.5	135	60
0.8	216	100
1	270	120

Tabelle 5.2.: Messzeit pro Datenpunkt für den jeweiligen Streukörper. Um die Absorptionsrate für die letzten beiden Absorber zu berücksichtigen, wurde die Messzeit angepasst.

verteilungen auf die Messzeit normiert. Die räumliche Abdeckung des Zählrohrfensters lässt sich aus dem Durchmesser des Fensters (15 mm) und dem Abstand zwischen Streukörper und Zählrohr (155 mm) bestimmen. Dies ergibt eine Winkelabdeckung von $\pm 3^\circ$ auf den jeweiligen Messwert. Als Messbereich wurde der Bereich von -60° bis 60° gewählt, die Schrittweite beträgt 10° . Als Fehler auf die Zählrate wurde der Poissonfehler angenommen, basierend auf den Überlegungen aus Abschnitt 3.2.3. Für Winkel größer als 60° würden Teile des Aufbaus den Weg blockieren, so dass Messungen in diesem Bereich nicht mehr sinnvoll sind.

5.3. Auswertung

Mit den oben genannten Parametern wurden nun die Intensitätsverteilungen mit und ohne Streukörper aufgenommen. Abbildung 5.5 zeigt die gemessenen Verteilungen, aus Gründen der Übersichtlichkeit sind nur die Verteilungen ohne Streukörper, sowie 135 mg/cm² und 270 mg/cm² dargestellt. Dargestellt sind die Zählraten normiert auf die Messzeit. Man erkennt sofort, dass mit steigender Streukörperstärke die Zählraten kleiner werden. An diese Verteilungen wurde nun die Gaußfunktion aus Gleichung 5.2 angepasst,

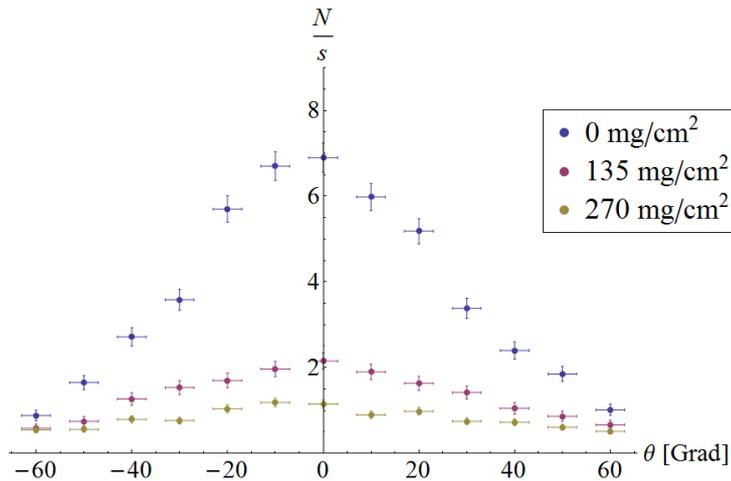


Abbildung 5.5.: Messung der Zählraten unter verschiedenen Winkeln, normiert auf die Zählzeit um die unterschiedlichen Messzeiten zu berücksichtigen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden drei Messungen ausgewählt.

die Parameter der Anpassung, sowie das χ^2/ndof und die Halbwertsbreite sind in Tabelle 5.3 dargestellt, die Abbildung 5.6 zeigt die angepasste Funktion inklusive der Messdaten. Der Zentralwert A der Verteilungen liegt bei allen Messungen im negativen Bereich, ist jedoch in beinahe allen Fällen im Rahmen der Ungenauigkeit mit null vereinbar. Nur für den Streukörper mit Massenbelegung 81 mg/cm² ist dies nicht der Fall, was sich aber durch eine leichte Schiefelage des Streukörpers im Versuchsaufbau erklären lässt. Während sich die Standardabweichungen der Verteilungen nur geringfügig ändern, steigen die FWHM mit zunehmender Massenbelegung. Die χ^2/ndof liegen zwischen 0.4 und 2.1, so dass man davon ausgehen kann, dass die gewählte Anpassung vernünftig ist, was die Betrachtung der Residuen in Abbildung 5.7 und 5.8 bestätigt. Für stärkere Streukörper weichen die Residuen immer weniger von null ab.

Die experimentell bestimmten Halbwertsbreiten sollen nun verglichen werden mit den Halbwertsbreiten, die man erwarten würde falls keine Streuung auftreten würde. Dazu wurde die Funktion 5.3 an die gemessenen Zählraten für $\theta = 0$ angepasst um den Absorptionskoeffizienten n zu bestimmen, die Parameter zeigt Tabelle 5.4. Das Ergebnis ist links in Abbildung 5.9 dargestellt, die rechte Abbildung zeigt die Residuen. Für

Streukörper [mg/cm ²]	A [$\frac{1}{s}$]	μ [°]	σ [°]	c [$\frac{1}{s}$]	$\frac{\chi^2}{\text{ndof}}$	FWHM _{exp} [°]
0	6.25 ± 0.25	-0.79 ± 0.80	26.00 ± 1.64	0.57 ± 0.23	1.39	65.4 ± 4.4
8	4.85 ± 0.12	0.01 ± 0.50	25.67 ± 1.01	0.62 ± 0.11	0.39	66.1 ± 2.8
11	4.53 ± 0.26	-1.10 ± 1.16	23.91 ± 2.03	0.72 ± 0.20	1.97	62.9 ± 5.6
14	4.15 ± 0.21	-1.41 ± 0.95	27.00 ± 2.12	0.53 ± 0.21	1.14	69.6 ± 6.0
81	2.17 ± 0.15	-3.38 ± 1.21	28.02 ± 2.87	0.51 ± 0.16	0.74	77.7 ± 8.9
135	1.73 ± 0.16	-0.54 ± 1.03	32.37 ± 3.90	0.31 ± 0.19	1.55	86.2 ± 12.2
216	1.06 ± 0.16	-0.37 ± 2.18	28.82 ± 6.04	0.45 ± 0.17	2.10	91.3 ± 22.2
270	0.62 ± 0.08	-2.48 ± 2.34	26.37 ± 5.24	0.49 ± 0.09	0.94	112.4 ± 30.5

Tabelle 5.3.: Parameter der angepassten Gaußfunktion, sowie deren Halbwertsbreiten. Man erkennt deutlich wie mit steigender Massenbelegung das FWHM zunimmt. Die Unsicherheit des FWHM ergibt sich durch die Fortpflanzung der Unsicherheiten der angepassten Parameter. Dass die steigenden FWHM auf die Vielfachstreuung zurückzuführen sind zeigt Abbildung 5.10, in der die Halbwertsbreiten der Messungen mit denen der Theorie verglichen werden.

große Massenbelegungen ist die Anpassung gut, für kleine Massenbelegungen weicht sie jedoch relativ stark ab. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die zur Verfügung stehende radioaktive Quelle nicht nur ein, sondern zwei β -Spektren mit unterschiedlichen Maximalenergien emittiert. Für große Massenbelegungen ist nur noch das Spektrum aus dem Yttriumzerfall relevant, bei niedrigen Massenbelegungen jedoch überlagern sich die beide Spektren, was zu einer Abweichung der Messpunkte von der Anpassung führt. Da hier jedoch eine qualitative Betrachtung vorgenommen wird, ist dieser Effekt vernachlässigbar.

I_0	n [cm ² /mg]	k	χ^2/ndof
4.9 ± 0.4	0.014 ± 0.004	1.2 ± 0.3	2.7

Tabelle 5.4.: Parameter der angepassten Absorptionskurve, sowie das χ^2 pro Freiheitsgrad.

Der aus der Anpassung bestimmte Absorptionskoeffizient n und die Standardabweichung σ aus der Winkelverteilung ohne Streukörper wurden nun in Gleichung 5.2 verwendet um die entstehenden Halbwertsbreiten in Abhängigkeit der Massenbelegung d des Streukörpers zu bestimmen. Die Zahlenwerte sind in Tabelle 5.5 zu finden, Abbildung 5.10 vergleicht die berechneten und die experimentell bestimmten FWHM. Rot bezeichnet die Entwicklung des FWHM unter der Annahme, dass keine Streuung existiert, die Ungenauigkeit auf die einzelnen Punkte resultiert aus der Unsicherheit auf n sowie σ . Blau zeigt die gemessenen Halbwertsbreiten, ihre Unsicherheit wurde aus den Unsicherheiten der angepassten Parameter fortgepflanzt. Wie man sieht müssten die Halbwertsbreiten ohne Vielfachstreuung mit steigender Massenbelegung schmaler

Streukörper [mg/cm ²]	FWHM [°]
0	65.4 ± 1.6
8	63.8 ± 1.8
11	63.3 ± 1.9
14	62.7 ± 2.0
81	53.9 ± 3.2
135	49.2 ± 3.6
216	44.1 ± 3.9
270	41.5 ± 4.0

Tabelle 5.5.: Die zu erwartenden FWHM für den Fall dass keine Streuung auftritt berechnen sich nach Gleichung 5.4. Verwendet wird der gemessene Absorptionskoeffizient $n = (0.014 \pm 0.004) \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$ aus Tabelle 5.4, sowie die Standardabweichung $\sigma = (26.00 \pm 0.80)^\circ$ aus Tabelle 5.3. Die Unsicherheiten aus den beiden Parametern werden auf die Halbwertsbreite fortgepflanzt, indem beide Parameter um ihren Fehler nach oben und unten variiert werden und die Auswirkung auf die Halbwertsbreite betrachtet wird.

werden, was sie jedoch nicht tun. Vielmehr wird die Halbwertsbreite größer mit steigender Massenbelegung, was sich nur durch Streuung bzw. Vielfachstreuung erklären lässt. Somit zeigt sich, dass auch im Rahmen eines einfachen Versuchsaufbaus wie er im Praktikum verwendet wird, dieser Effekt nachzuweisen ist.

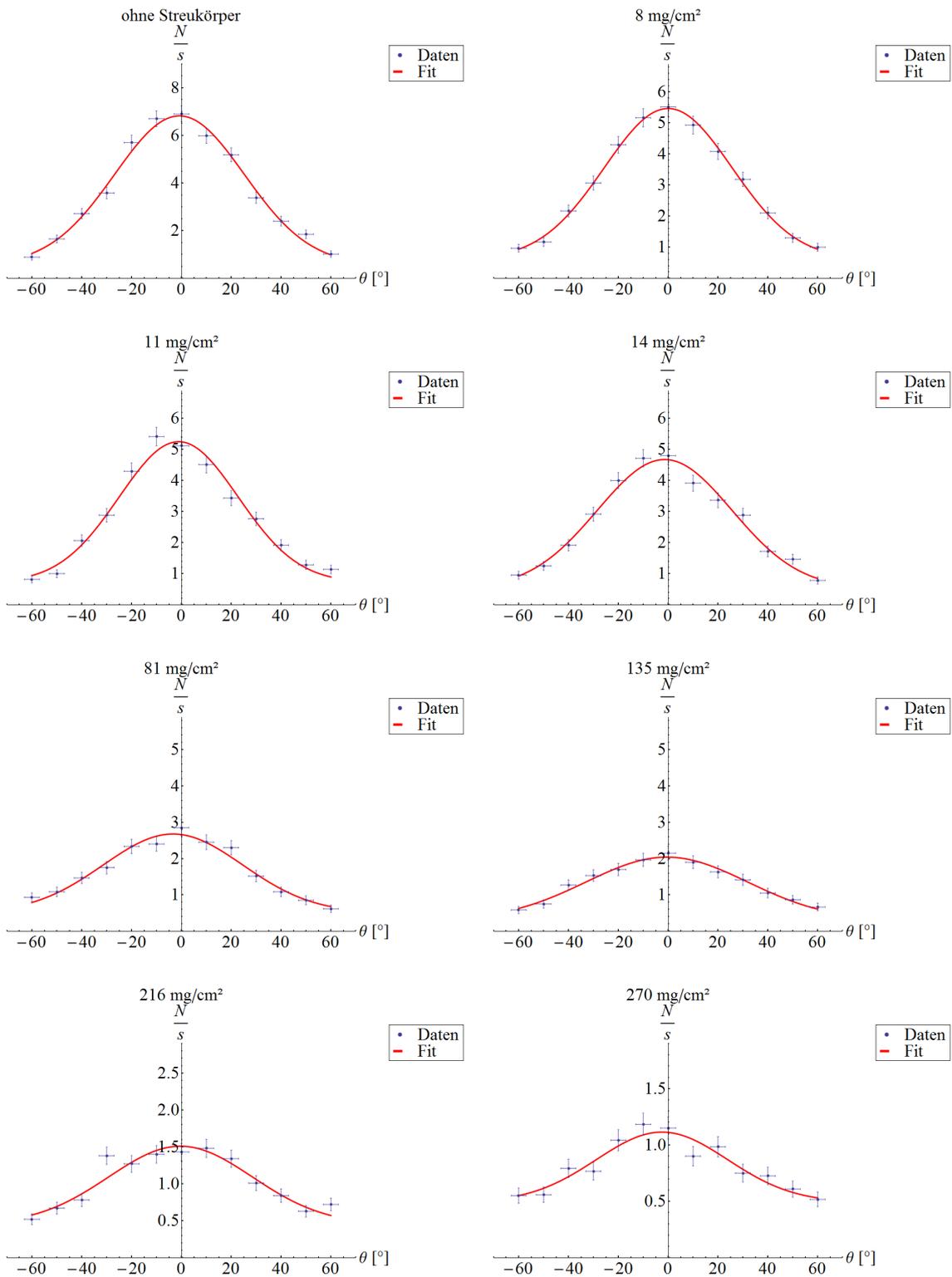


Abbildung 5.6.: Die angepassten Gaußkurven an die jeweilige Messung. Die Residuen sind in Abbildung 5.7 und 5.8 dargestellt.

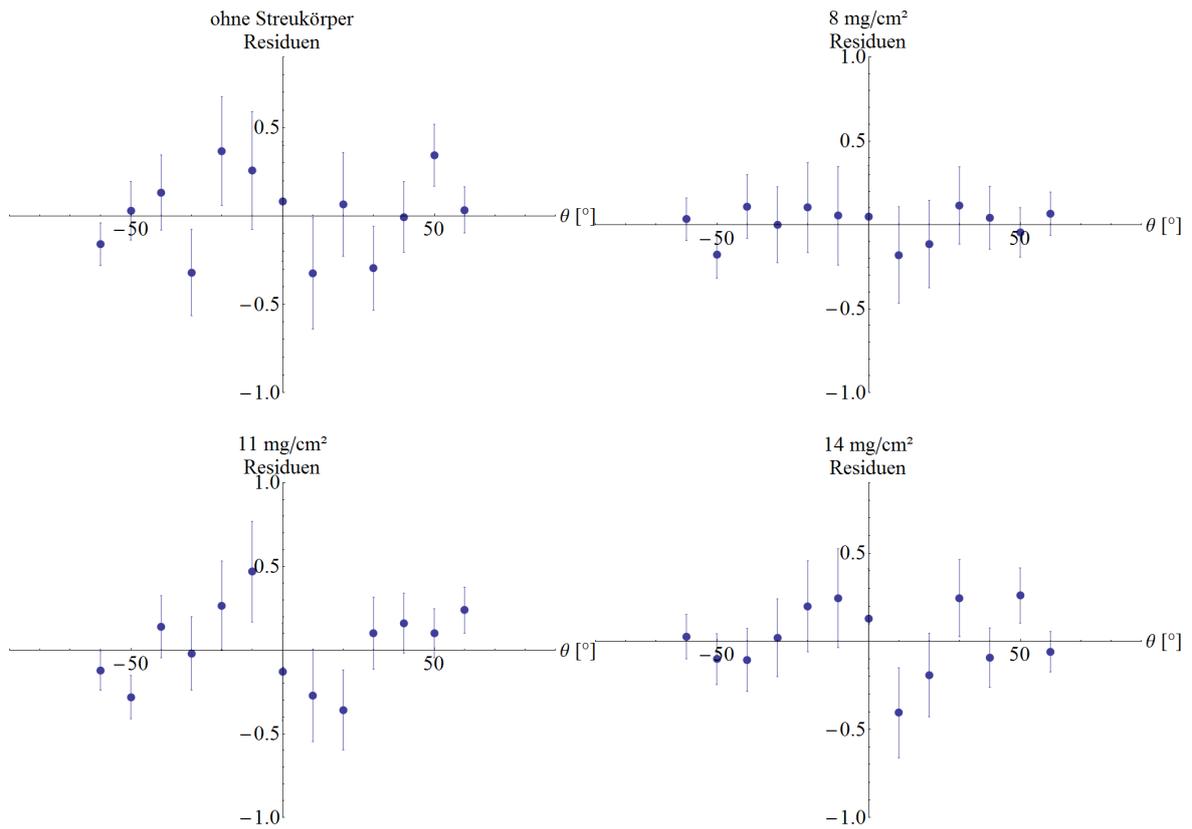


Abbildung 5.7.: Die Residuen der angepassten Funktion für den jeweiligen Streukörper. Die Systematiken für 11 mg/cm² bzw. 14 mg/cm² lassen sich auf eine Schiefstellung des Streukörpers zurückführen. Dies verursacht eine schräge Intensitätsverteilung.

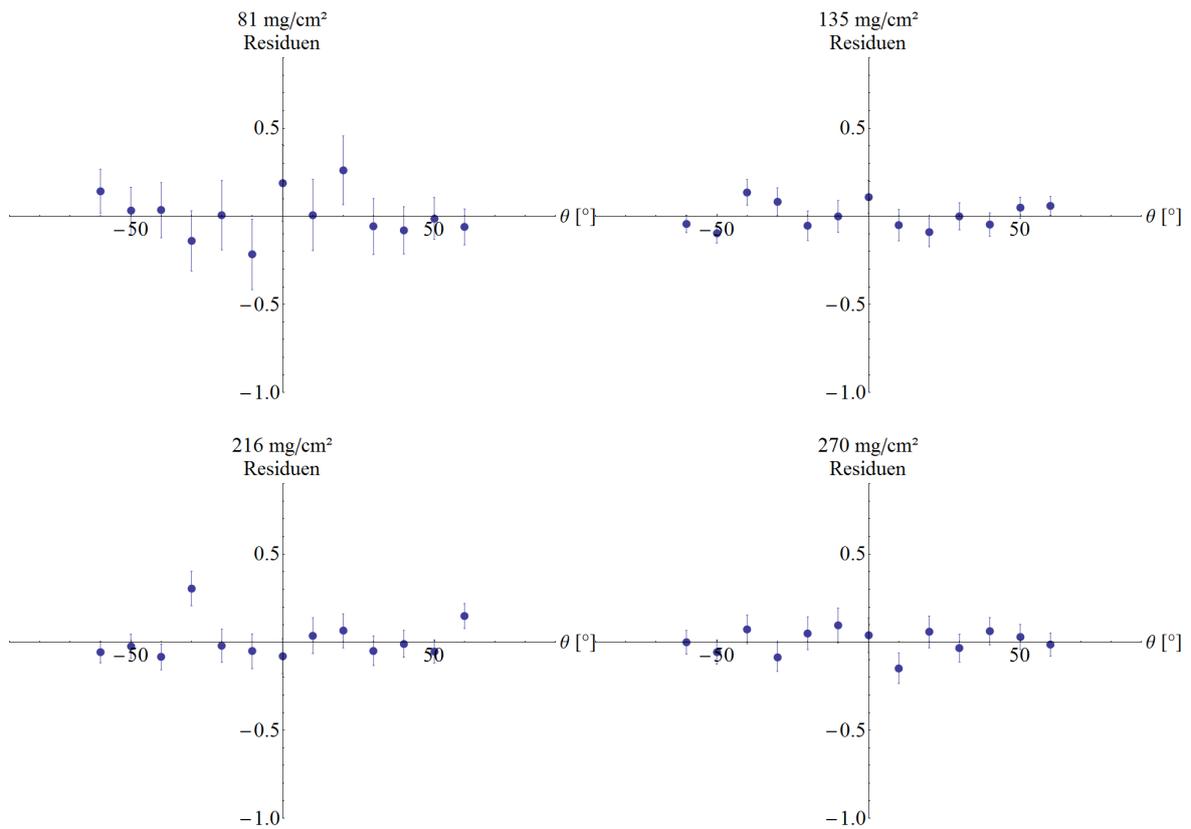


Abbildung 5.8.: Die Residuen der angepassten Funktion für den jeweiligen Streukörper. Man sieht, dass die Annahme einer Gaußfunktion zur Beschreibung der Winkelverteilung durchaus sinnvoll ist, da mit steigender Stärke des Streuers die Residuen kleiner werden.

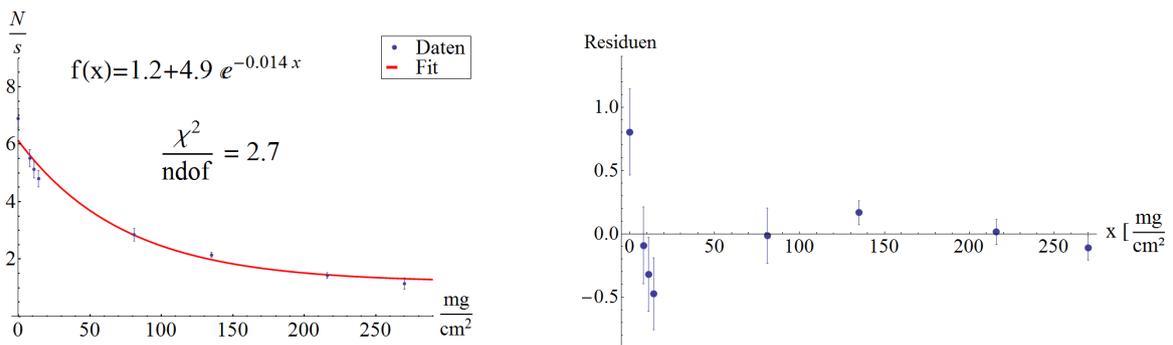


Abbildung 5.9.: Links sieht man die Anpassung der Absorptionskurve an die Messwerte, rechts die Residuen. Für dicke Absorber stimmt die Anpassung gut mit den Daten überein, für kleine Massenbelegungen weicht sie relativ stark ab, was auf die zwei unterschiedlichen β -Spektren zurückzuführen ist, die von der Quelle emittiert werden.

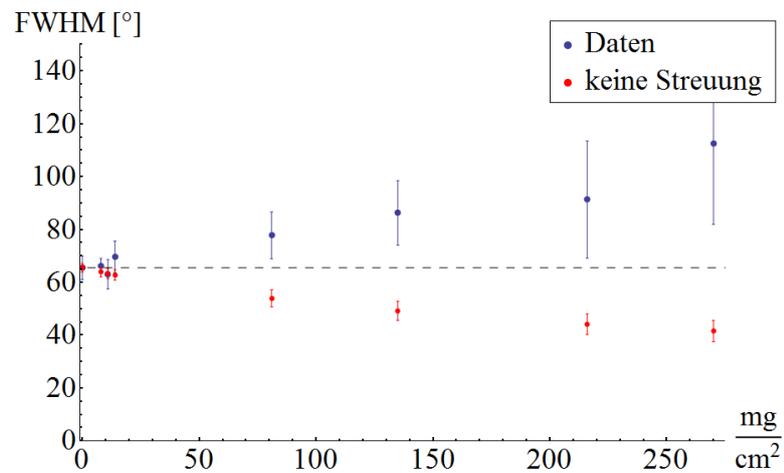


Abbildung 5.10.: Die Entwicklung der Halbwertsbreiten mit steigender Massenbelegung des Streukörpers. Die theoretischen FWHM wurden mit Gleichung 5.4 berechnet. Man sieht deutlich, dass mit steigender Massenbelegung auch die Halbwertsbreite steigt. Die lässt sich auf den Effekt der Vielfachstreuung zurückführen, da ohne diese Halbwertsbreiten kleiner werden müssten, wie die rote Verteilung zeigt.

6. Ergebnisse

In Laufe dieser Arbeit wurde ein Experiment aufgebaut, um grundlegende Prinzipien zu verdeutlichen mit denen ein Teilchendetektor arbeitet. Dabei wurde der Effekt der Vielfachstreuung qualitativ nachvollzogen. Besonderen Wert wurde auf die Messung des Energieverlusts pro Wegstrecke und die Impulsmessung im Magnetfeld gelegt. Die Energiemessung geschah über die Messung des β -Spektrums von ^{90}Y mit einem Szintillator sowie unterschiedlichen Absorbern. Dabei wurde festgestellt, dass sich nicht alle Strontiumquellen für dieses Experiment eignen, da das aktive Material unterschiedlich stark abgeschirmt wird, so dass eine Quelle ausgewählt wurde. Über den Energieverlust wurde die Zerfallsenergie von ^{90}Y zu $E_{max} = (2.143 \pm 0.042_{stat} \pm 0.005_{sys}) \text{ MeV}$ bestimmt. Die Abweichung zum Theoriewert lässt sich durch die falsch angegebene Massenbelegung des Reflektors am Szintillator erklären.

Die Messung der Zerfallsenergie mit dem Impulsspektroskop ergab ein Ergebnis von $E_{max} = (2.365 \pm 0.222_{stat} \pm 0.115_{sys}) \text{ MeV}$ und stimmt innerhalb der Unsicherheit mit dem Literaturwert überein. Mit dem Ergebnis der Energie- und Impulsmessung wurde eine Teilchenidentifikation durchgeführt mit Ergebnis $m = (0.76 \pm 0.27) \text{ MeV}$, das im Rahmen der Fehler mit der Masse des Elektrons übereinstimmt. Die dominante Unsicherheit auf die Massenbestimmung ist auf die Impulsmessung zurückzuführen, wird jedoch in Kauf genommen um den Studenten die Möglichkeit zu geben praktische Erfahrungen beim Bau eines Spektroskops zu sammeln. Der Versuch wurde des Weiteren erfolgreich im Praktikum getestet und von den Studenten sehr positiv aufgenommen, so dass das Ziel dieser Arbeit erreicht wurde.

A. Anhang

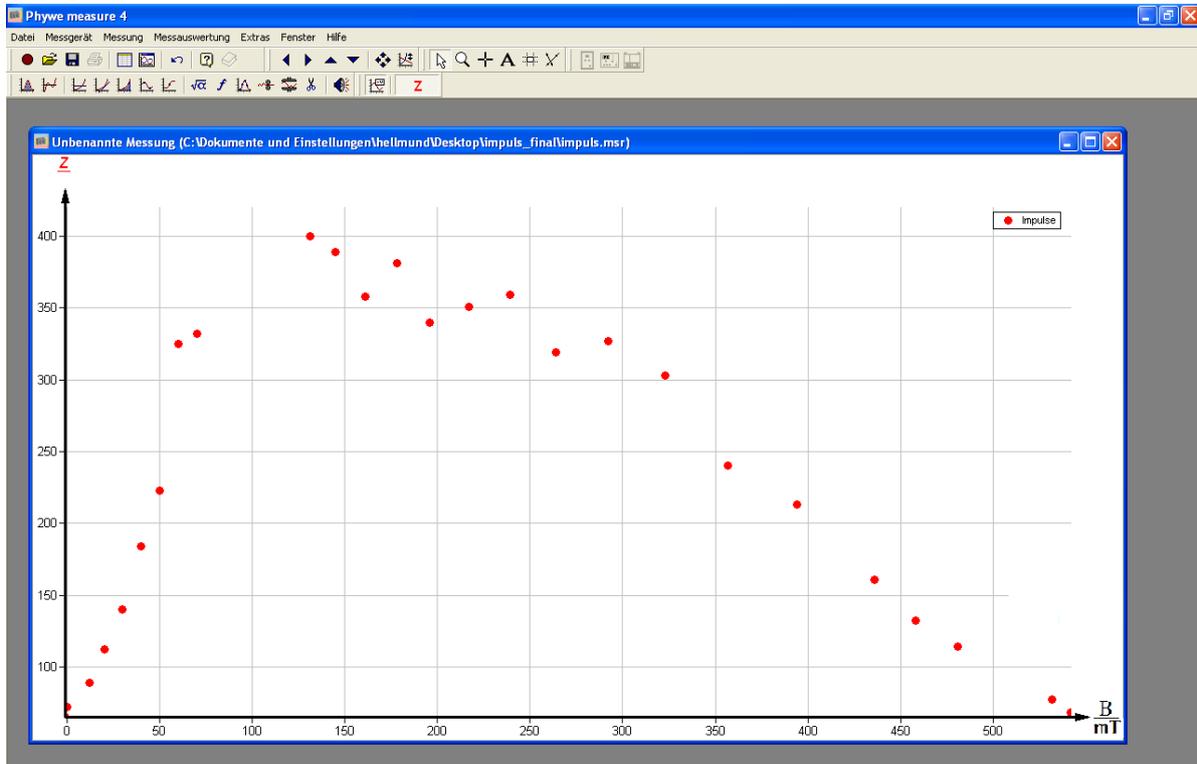


Abbildung A.1.: Bildschirmfoto des verwendeten Programms zur Messung der Zählraten. Dargestellt ist eine typische Messung, aufgetragen ist die Zählrate gegen die Magnetfeldstärke in mT. Es besteht die Möglichkeit die gemessenen Daten als Textdatei zu exportieren.

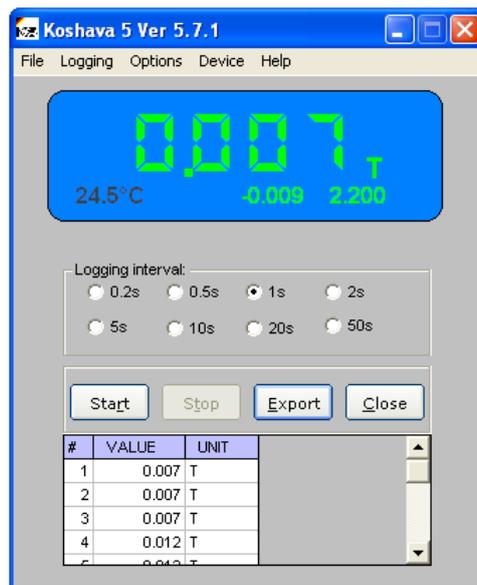


Abbildung A.2.: Bildschirmaufnahme zur Messung des Magnetfeldes. Dargestellt ist eine Messung, bei der einmal pro Sekunde die Stärke des Magnetfeldes gemessen wurde. Auch hier können die Daten in einer Textdatei gespeichert werden.

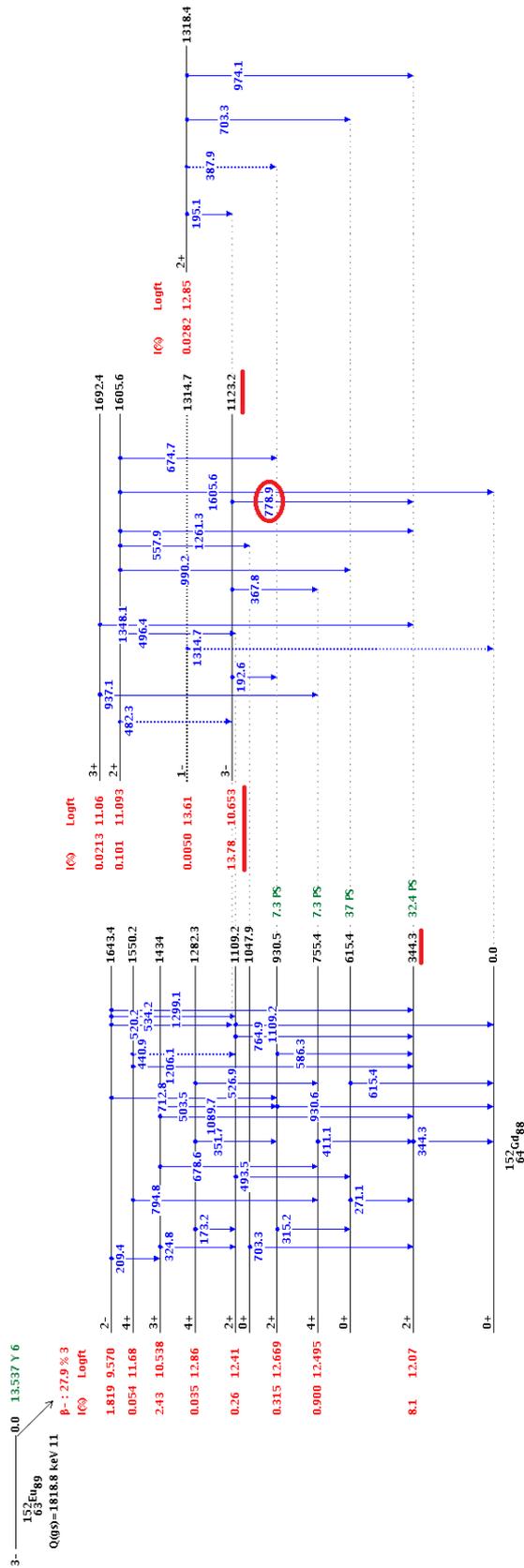


Abbildung A.3.: Zerfallsschema von ^{152}Eu , Teil 1. Die verwendeten Zerfälle sind kenntlich gemacht.

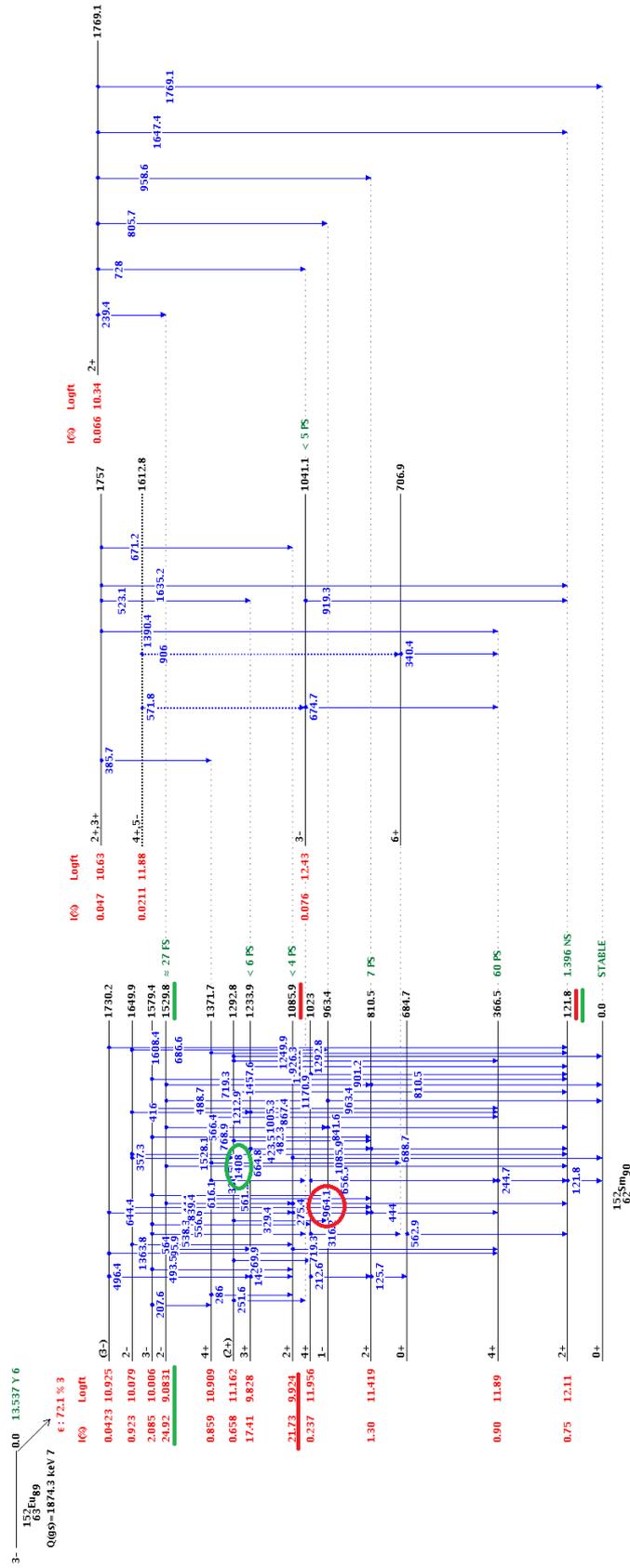


Abbildung A.4.: Zerfallsschema von ^{152}Eu , Teil 2. Die verwendeten Zerfälle sind kenntlich gemacht.

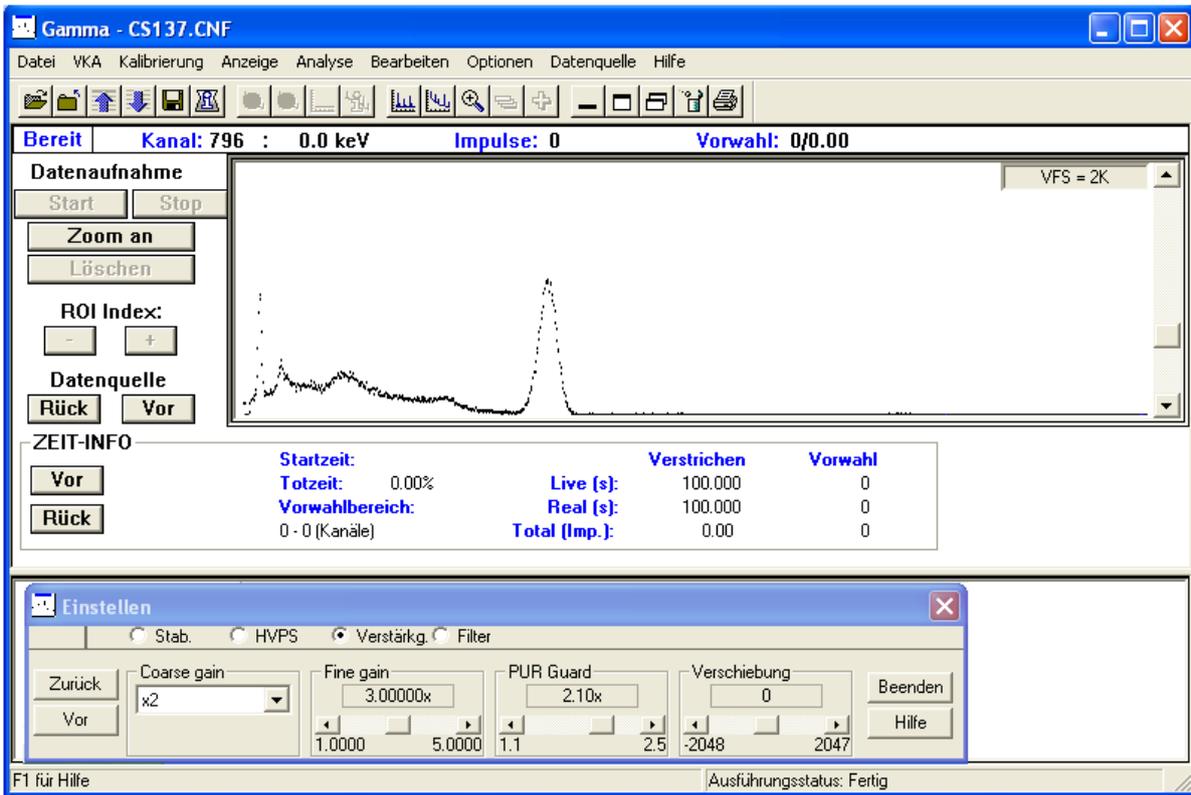


Abbildung A.5.: Bildschirmfoto des Programms zur Szintillatormessung. Dargestellt ist eine Messung des ^{137}Cs -Spektrums, das Fenster im unteren Bereich dient dem Einstellen der Verstärkungsparameter, sowie der Spannungsversorgung. Mit der Software lässt sich die Messung steuern und auch auslesen.

Literaturverzeichnis

- [1] S. Chatrchyan et al., „Measurement of the $Y(1S)$, $Y(2S)$, and $Y(3S)$ cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV“, 2013. arXiv:1303.5900.
- [2] G. Aad et al., „Measurement of Upsilon production in 7 TeV pp collisions at ATLAS“, 2013. arXiv:1211.7255.
- [3] E. Fermi, „Nuclear Physics“, 1. Auflage, University Of Chicago Press, 1974.
- [4] T. Mayer-Kuckuk, „Kernphysik“, 6. Auflage, Teubner, 1994.
- [5] Feenberg, Eugene and Trigg, George, „The Interpretation of Comparative Half-Lives in the Fermi Theory of Beta-Decay“, 22. Auflage, American Physical Society, 1950. <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.22.399>.
- [6] H. Friedmann, April 2013. http://homepage.univie.ac.at/harry.friedmann/Download/Kernphysik/KP_Kap11.pdf.
- [7] W. Demtröder, „Experimentalphysik 4“, 3. Auflage, Springer-Verlag, 2009.
- [8] T. Fließbach, „Lehrbuch zu theoretischen Physik II Elektrodynamik“, 6. Auflage, Springer-Verlag, 2012.
- [9] R. M. Sternheimer, „Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles“, Phys. Rev. 145, American Physical Society, 1966. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.145.247>.
- [10] F. Rohrlich, und B. C. Carlson, „Positron-Electron Differences in Energy Loss and Multiple Scattering“, Phys. Rev. 93, American Physical Society, 1954. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.93.38>.
- [11] J. Beringer et al. (Particle Data Group), „Review of Particle Physics“, Phys. Rev. D 86, 2012. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.010001>.
- [12] L. Pages et al, „Energy loss, range, and bremsstrahlung yield for 10-keV to 100-MeV electrons in various elements and chemical compounds“, Atomic Data and Nuclear Data Tables 4, 1972. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X72800020>.
- [13] W. R. Leo, „Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments“, Springer-Verlag, 1987.
- [14] H. Vogel, „Gerthsen: Physics.“, 23. Auflage, Springer-Verlag, 2006.

- [15] H. A. Bethe, „Molière’s Theory of Multiple Scattering“, Phys. Rev. 89, American Physical Society, 1953. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.89.1256>.
- [16] Brookhaven National Laboratory, National Nuclear Data Center, März 2013, <http://www.nndc.bnl.gov/>.
- [17] J. Krieger, Juni 2013, public domain, http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Photomultiplier_scintillation_detector.png.
- [18] Canberra Industries, <http://www.canberra.com/>, Juni 2013.
- [19] Canberra Industries, „Osprey-Universal Digital MCA Tube Base for Scintillation Spectrometry - User’s Manual“, 2012.
- [20] Juni 2013, public domain, https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Kennlinie_Zaehrohr-GER.svg.
- [21] PHYWE Systeme GmbH und Co. KG, <http://www.phywe.de/>, Juni 2013.
- [22] PHYWE Systeme GmbH und Co. KG, „Geiger-Müller-Zählrohr Datenblatt“, 2012.
- [23] PHYWE Systeme GmbH und Co. KG, „Cobra3 Basic Unit Datenblatt“, 2012.
- [24] PHYWE Systeme GmbH und Co. KG, „Messmodul Geiger-Müller-Zählrohr Datenblatt“, 2012.
- [25] PHYWE Systeme GmbH und Co. KG, „Elektromagnet Datenblatt“, 2012.
- [26] Firma Wuntronic Mess-, Steuer- und Regelgeräte GmbH, „Magnetometer Koshava 5 Bedienungsanleitung“, 2011. <http://www.wuntronic.com/>.
- [27] J. Beringer et al., „ATOMIC AND NUCLEAR PROPERTIES OF MATERIALS“, 2012. <http://pdg.lbl.gov/2012/reviews/rpp2012-rev-atomic-nuclear-prop.pdf>.
- [28] Firma EURISYS Messtechnik, „Scintillation Detectors“, Harshaw QS scintillation detector catalog, 1992.

Danksagung

Nachdem diese Arbeit zu einem Ende gefunden hat, ist es an der Zeit sich einmal zurückzulehnen und zu überlegen, wer eigentlich alles einen Beitrag zum Gelingen derselben geleistet hat.

Zuallererst möchte ich meinen Eltern danken, die mich immer dazu ermutigt haben, alles ganz genau wissen zu wollen und die mir das Physikstudium ermöglicht haben. Dazu gehört auch die moralische Unterstützung während dieser Abschlussarbeit.

Außerdem danke ich Prof. Dr. Hebbeker für die Möglichkeit eine Arbeit anzufertigen, die einen kleinen Anteil am Studium zukünftiger Physiker hat. Hoffentlich behalten diese den Versuch in nicht all zu schlechter Erinnerung. Vielen Dank auch an Prof. Dr. Wiebusch, der sich bereit erklärt hat, Zweitgutachter dieser Arbeit zu sein.

Klaas Padeken, der diesen Versuch im Praktikum betreut, möchte ich sehr für das Korrekturlesen der Arbeit und die konstruktiven Diskussionen (nicht nur physikalischer Natur) danken.

Was Diskussionen betrifft, so danke ich auch Lukas Koch und Sebastian Thüer, die sich immer wieder geduldig als Ansprechpartner zur Verfügung gestellt haben und mir geholfen haben, auch einen anderen Blickwinkel auf das jeweilige Thema zu bekommen. Abschließend möchte ich mich besonders bei Kerstin Hoepfner für die Betreuung dieser Arbeit und auch das Korrekturlesen bedanken.

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Aachen, den