

VERSUCHSBERICHT ZU

V10: TEILCHENIDENTIFIKATION MIT
EINEM ΔE - E -AUFBAU

Gruppe Ma-A-06

Chris Lippe (c_lipp02@wwu.de)

Jonathan Sigrist (j_sigrist@wwu.de)

Jannik Tim Zarnitz (j_zarn02@wwu.de)

durchgeführt am 02.12.2019

Jens Lühder

16. Januar 2020

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	2
2.1	Fermigasmodell des Atomkerns	2
2.2	Alpha-Zerfall	2
2.3	Wechselwirkung von Alpha-Strahlung mit Materie	4
2.3.1	Bethe-Bloch-Formel	4
2.3.2	Bragg-Peak	7
2.4	Halbleiter-Detektoren	8
2.4.1	Halbleiter	8
2.4.2	Der pn-Übergang	9
2.5	Americium-241 als Quelle	10
3	Versuchsanordnung und -durchführung	12
3.1	Versuchsaufbau und Elektronik	12
3.2	Durchführung	15
4	Datenanalyse	17
4.1	Dickebestimmung der Mylar-Folien	17
4.2	Bestimmung des Energieverlusts	18
5	Diskussion & Schlussfolgerung	20
6	Anhang	22
6.1	Unsicherheiten	22
6.2	Diagramme	23
6.3	Fit-Parameter	24
	Literatur	25

1 Einleitung

In der Kern- und Teilchenphysik ist es oftmals notwendig Teilchen zu identifizieren. Der im Folgenden vorgestellte ΔE - E -Aufbau bietet die Möglichkeit dies zu tun.

Konkret wird der Energieverlust ΔE von Teilchen in einem dünnen Detektor gemessen, bevor sie ihre Restenergie $E - \Delta E$ in einem zweiten Detektor deponieren. Der Zusammenhang $\Delta E(E)$ ist charakteristisch für eine Teilchensorte und lässt sich von theoretischer Seite mithilfe der Bethe-Bloch-Formel berechnen. Durch Vergleich von Theorie und Experiment lässt sich so hier beispielhaft verifizieren, dass es sich bei ^{241}Am tatsächlich um einen Alpha-Strahler handelt.

2 Theorie

Im Folgenden sollen zunächst die theoretischen Grundlagen für die nachfolgenden experimentellen Untersuchungen erörtert werden. Die vorgestellte Theorie basiert auf der ausgehändigten Versuchsanleitung [1].

2.1 Fermigasmodell des Atomkerns

Eine Möglichkeit, einen Atomkern modellhaft zu beschreiben, bildet das Fermigasmodell, benannt nach Enrico Fermi. Der Kern wird dabei als freies Nukleonengas beschrieben. Die Nukleonen wechselwirken untereinander nicht, sondern befinden sich in zwei Potentialtöpfen, einer für die Protonen und einer für die Neutronen. Im Gegensatz zum Vielelektronenproblem in der Atomphysik, handelt es sich bei Neutronen und Protonen um unterscheidbare Teilchenarten, weshalb sie in zwei unterschiedlichen Potentialtöpfen sitzen. In den Potentialtöpfen werden die möglichen Zustände bis zur Fermi-Energie E_F aufgefüllt. Für symmetrische Kerne ist diese:

$$E_F \approx 33 \text{ MeV}$$

Da es sich bei Protonen und Neutronen um Fermionen handelt, können die verschiedenen Energieniveaus nur von jeweils zwei Teilchen mit gegensätzlichem Spin besetzt werden. Außerdem ist der Potentialtopf der Protonen nicht so tief wie der der Neutronen, da die Protonen zusätzlich noch der Coulombabstoßung unterliegen. In Abbildung 1 ist das Potentialschema des Fermigasmodells noch einmal graphisch dargestellt.

2.2 Alpha-Zerfall

Der Alpha(α)-Zerfall wurde erstmals von Ernest Rutherford beobachtet und stellt die Emission eines Heliumkerns dar. Er tritt nur bei relativ schweren Kernen auf. Dies kann man durch die hohe Bindungsenergie von ca. 7 MeV des Heliumkerns begründen. Mit steigender Massenzahl A nimmt die Bindungsenergie ab, weshalb sich für schwere Kerne

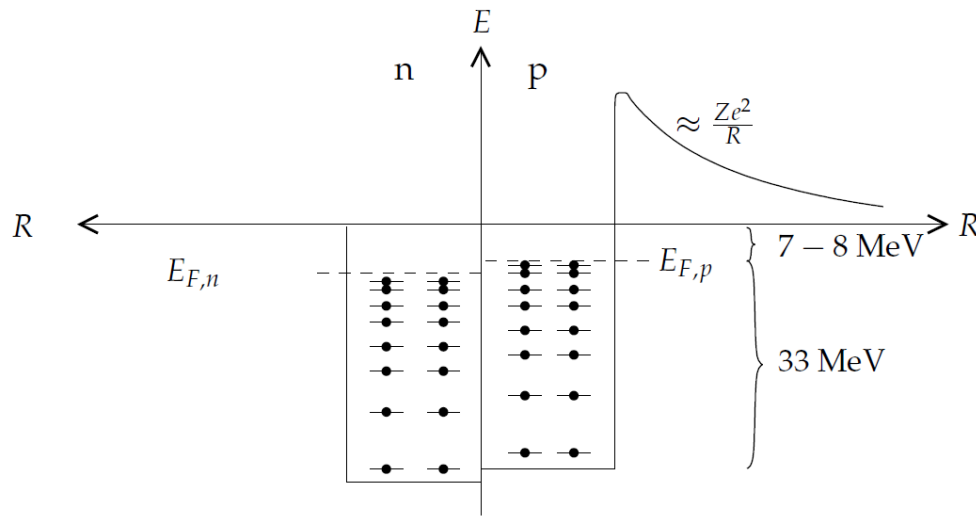
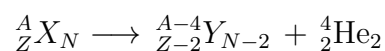


Abbildung 1: Graphische Darstellung der beiden Potentialtöpfe für Neutronen und Protonen im Fermigasmodell. [2]

im Inneren zwei Protonen und zwei Neutronen als ein Heliumkern „abkapseln“ können. Dieser Heliumkern ist jedoch nicht frei, sondern im Kernpotential gebunden.

Stellt man sich das Potential wie in Abbildung 1 nach dem Fermigasmodell vor, so befindet sich das α -Teilchen noch im Rechteckpotential des Kerns, jedoch oberhalb der 0 MeV-Linie. Daher lässt sich quantenmechanisch eine Wahrscheinlichkeit ungleich null berechnen, mit der das α -Teilchen auf die rechte Seite des Coulombpotentials durchtunnelt. Diese Wahrscheinlichkeit bestimmt die Zerfallsdauer und lässt durch den sogenannten Gamow-Faktor näherungsweise berechnen. Das Grundprinzip des Alpha-Zerfalls wird also mit dem Fermigasmodell verständlich. Als allgemeine Zerfallsgleichung lässt er sich schreiben als:



Es handelt sich also um einen Zweikörperzerfall. Aus Energie- und Impulserhaltung folgt, dass die Energie der Alpha-Teilchen diskret sein muss. Es kann jedoch mehrere diskrete Energielinien geben, je nachdem ob der Tochterkern nach dem Zerfall in einem angeregten Zustand vorliegt oder nicht.

Der Gamow-Faktor für ein Teilchen der Masse m und Energie E beim Tunneln durch ein Potential $V(x)$ zwischen den Punkten a und b ist gegeben durch:

$$T = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_a^b \sqrt{2m(V(x) - E)} dx \right] \quad (2.1)$$

2.3 Wechselwirkung von Alpha-Strahlung mit Materie

Schwere geladene Teilchen (d. h. keine Elektronen/Positronen) verlieren beim Durchqueren eines Festkörpers die meiste Energie durch inelastische Kollisionen mit den Elektronen des Festkörpers. Bei sehr schweren Kernbruchstücken ist zudem die Wechselwirkung mit den Kernen des Mediums nicht zu vernachlässigen. Die Kollisionen mit den Elektronen können zudem in weiche und harte unterteilt werden. Bei weichen Kollisionen kommt es nur zur einer Anregung, bei harten gar zu einer Ionisation.

2.3.1 Bethe-Bloch-Formel

Der Energieverlust schwerer geladener Teilchen kann durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben werden. Sie lautet:

$$-\frac{dE}{dx} = K \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.2)$$

Dabei ist $K = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0,1535 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$. Eine Erklärung aller auftauchenden Größen findet sich in der nachfolgenden Tabelle 1. Außerdem zeigt Abbildung 2 einen beispielhaften Kurvenverlauf der Bethe-Bloch-Formel für Myonen in Kupfer.

Um die einzelnen Terme besser zu verstehen, wird eine sehr verkürzte Herleitung durch klassische Überlegungen vorgestellt: Ein Teilchen der Ladung $z \cdot e$, Masse m und Geschwindigkeit v fliege durch ein Medium und dabei an einem atomaren Elektron im Abstand b vorbei. Dieses Elektron sei ferner frei und anfangs in Ruhe. Das eintreffende Teilchen werde außerdem aufgrund seiner viel größeren Masse ($M \gg m_e$) nicht aus seiner Bahn

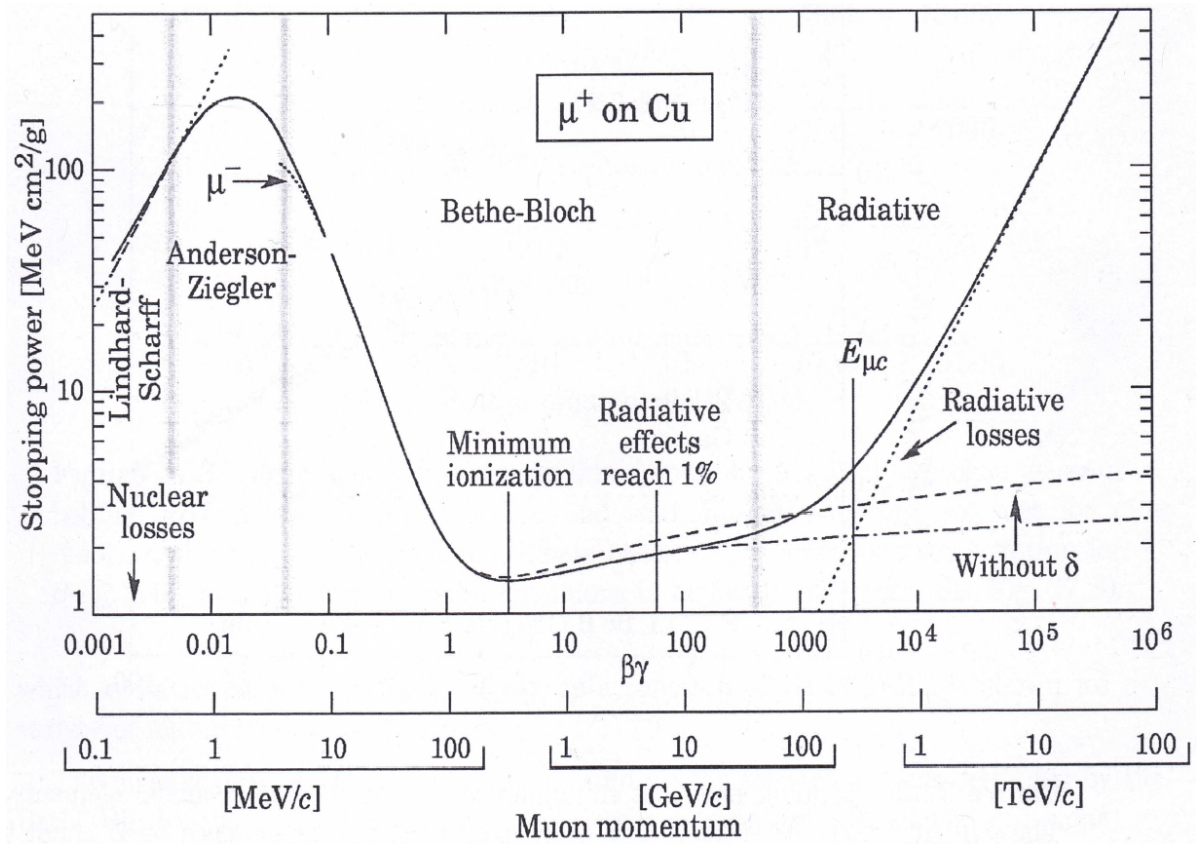


Abbildung 2: Beispielhafter Kurvenverlauf der Bethe-Bloch-Formel für Myonen in Kupfer. [3]

gelenkt. Damit kann man nun den Impulsübertrag an das Elektron berechnen:

$$I = \int F dt = e \int E_{\perp} dt = e \int E_{\perp} \frac{dt}{dx} dx = e \int E_{\perp} \frac{1}{v} dx = \frac{2ze^2}{bv}$$

Das letzte Integral wurde mit dem Gauß'schen Integralsatz gelöst. Die aufgenommene Energie des Elektrons ist damit gegeben durch:

$$\Delta E(b) = \frac{I^2}{2m_e} = \frac{2z^2e^4}{m_e v^2 b^2}$$

Man führt nun die Elektronendichte N_e ein. Dann ist der infinitesimale Energieverlust

eines Teilchens an Elektronen zwischen b und $b + db$ gegeben durch:

$$-dE(b) = \Delta E(b) N_e dV = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2 b} N_e db dx$$

Die Integration über b lässt sich direkt ausführen:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \ln\left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}}\right)$$

Die Werte von b_{\max} und b_{\min} lassen sich physikalisch begründen zu:

$$b_{\min} = \frac{ze^2}{\gamma m_e v^2} \quad \text{und} \quad b_{\max} = \frac{\gamma v}{\bar{\nu}}$$

Dabei ist $\bar{\nu}$ die mittlere Frequenz aller gebundenen Zustände. Daraus ergibt sich die klassische Energieverlustformel nach Bohr. Die Bethe-Bloch-Formel folgt mithilfe einiger quantenmechanischen Korrekturen, welche hier nicht im Detail besprochen werden sollen.

Tabelle 1: Auftauchende Größen in der Bethe-Bloch-Formel

r_e :	klassischer Elektronenradius
m_e :	Elektronenmasse
N_A :	Avogadrokonstante
I :	mittleres Anregungspotential
Z :	Kernladungszahl Absorbermaterial
A :	Massenzahl Absorbermaterial
ρ :	Dichte Absorbermaterial
z :	Ladungszahl des eintreffenden Teilchens
β :	v/c des eintreffenden Teilchens
γ :	$1/\sqrt{1 - \beta^2}$
δ :	Dichte-Korrekturfaktor
C :	Schalen-Korrekturfaktor
W_{\max} :	max. Energietransfer pro einzelner Kollision

Für die Auswertung der Bethe-Bloch-Formel sind zusätzlich folgende Zusammenhänge notwendig:

$$W_{\max} \approx 2m_e v^2 \gamma^2 \quad \text{für } M \gg m_e \quad (2.3)$$

Der Dichte-Korrekturfaktor lautet:

$$\delta = \begin{cases} 0 & \text{für } X < X_0 \\ 4,6052 \cdot X + C_0 + a(X_1 - X)^m & \text{für } X_0 < X < X_1 \\ 4,6052 \cdot X + C_0 & \text{für } X > X_1 \end{cases} \quad (2.4)$$

Hierbei ist $X = \log_{10}(\beta\gamma)$. Für Silizium sind $I = 173 \text{ eV}$, $C_0 = -4,44$, $a = 0,1492$, $m = 3,25$, $X_1 = 2,87$ und $X_0 = 0,2014$ [3]. Der Schalen-Korrekturfaktor lautet:

$$C(I, \eta = \beta\gamma) = (0,422377 \eta^{-2} + 0,0304043 \eta^{-4} - 0,00038106 \eta^{-6}) \cdot 10^{-6} I^2 \\ + (3,850190 \eta^{-2} - 0,1667989 \eta^{-4} + 0,00157955 \eta^{-6}) \cdot 10^{-9} I^3 \quad (2.5)$$

Ferner gilt

$$\gamma = 1 + \frac{E_{\text{kin}}}{mc^2} \quad \text{und} \quad \beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}. \quad (2.6)$$

2.3.2 Bragg-Peak

Aus dieser Abhängigkeit des Energieverlustes folgt die sogenannte Bragg-Kurve. Diese stellt den Energieverlust pro zurückgelegtem Weg dar. Wie in Abbildung 3 am Beispiel von Alpha-Teilchen in Luft zu sehen, ist der Energieverlust zunächst gering, da die Teilchen noch relativ viel Energie besitzen. Mit abnehmender Energie steigt der Energieverlust weiter an und die Teilchen verlieren die meiste Energie ganz zum Schluss am Bragg-Peak.

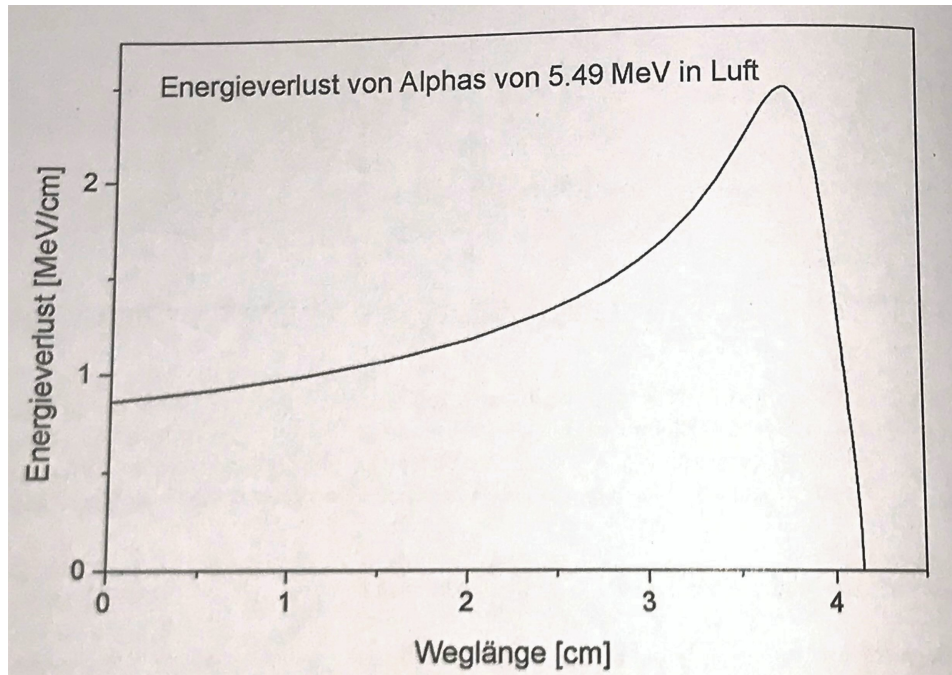


Abbildung 3: Bragg-Peak von Alpha-Teilchen in Luft. [4]

2.4 Halbleiter-Detektoren

Ein Halbleiter-Detektor funktioniert ähnlich zu einer Gas-Ionisationskammer. Im Gegensatz dazu werden jedoch nicht die Ionisationen eines Gases gemessen, sondern die erzeugten Elektron-Loch-Paare in der Sperrschicht einer Halbleiter-Diode. Die zum Hervorrufen einer Reaktion notwendige Energie ist bei einem Halbleiter-Detektor um eine Größenordnung kleiner, was zu mehr freien Ladungen und einer kleineren statistischen Schwankung führt. Zum besseren Verständnis von Halbleiter-Detektoren werden im Folgenden einige Grundlagen zu Halbleitern und pn-Übergängen vorgestellt.

2.4.1 Halbleiter

Im Gegensatz zu Leitern zeichnen sich Halbleiter dadurch aus, dass sie eine Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband besitzen. Diese Bandlücke ist bei Raumtemperatur ($T = 300 \text{ K}$) gerade klein genug ($\sim eV$, abhängig vom Halbleitermaterial und der

Temperatur), um Elektronen durch thermische Anregung des Materials vom Valenz- ins Leitungsband zu heben. Im Vergleich zu Halbleitern ist die Bandlücke bei Isolatoren wiederum um ein Vielfaches größer. In den folgenden Experimenten wird mit Silizium ein elementarer Halbleiter der vierten Hauptgruppe des Periodensystems betrachtet. Andere Halbleiter wie Galliumarsenid sind beispielsweise aus Elementen der dritten und fünften Hauptgruppe zusammengesetzt.

Bei Raumtemperatur ist der spezifische Widerstand eines Halbleiters groß, da sich nach dem Bändermodell nur wenige Ladungsträger im Leitungsband befinden. Durch das Einbringen von Elementen der fünften Hauptgruppe (Donatoren) in das (Halbleiter-)Kristallgitter kommt eine sogenannte n-Dotierung zustande. Dabei besitzt das eingebrachte Element ein negativ geladenes Elektron zu viel in der äußeren Schale, um sich optimal in das Kristallgitter einfügen zu können. Dies führt dazu, dass dieses Elektron nicht fest an den Atomrumpf gebunden ist und durch thermische Anregung leicht ins Leitungsband befördert werden kann. Somit sinkt der spezifische Widerstand und die Leitfähigkeit steigt. Ebenso kann mit Elementen der dritten Hauptgruppe (Akzeptoren) eine sogenannte p-Dotierung erreicht werden. Dadurch kommt es zu fehlenden Elektronen im (Halbleiter-)Kristallgitter, sodass mit einer geringen thermischen Anregung ein Elektron von einem benachbarten Atom an diese Fehlstelle springen kann. Nun liegt die Fehlstelle aber am Nachbar-Atom vor, zu der wiederum ein Elektron eines anderen Atoms springen kann. Es handelt sich also um ein „bewegliches Loch“, was einem Ladungstransport („Löcherbewegung“) gleichkommt. Daher sinkt der spezifische Widerstand und die Leitfähigkeit steigt.

2.4.2 Der pn-Übergang

Für den Übergang zum Halbleiter-Detektor ist der sogenannte pn-Übergang entscheidend. Bei Verwendung als elektrisches Bauteil wird er dabei auch als Diode bezeichnet. Kommen ein p- und ein n-dotierter Halbleiter in Kontakt sorgen die unterschiedlichen Konzentrationen von Elektronen und Löchern dafür, dass die Majoritätsladungsträger in die jeweils anders dotierte Halbleiterschicht diffundieren und dort rekombinieren. Die Atomrümpfe bleiben hingegen an ihren Positionen, wodurch sich im n-dotierten Bereich eine positive Raumladung und im p-dotierten Bereich eine negative Raumladung ergibt.

Dieses Potentialgefälle erzeugt im Inneren der Diode eine sogenannte Raumladungszone, welche einer weiteren Diffusion von Majoritätsladungsträgern offensichtlich entgegen wirkt.

Im thermodynamischen Gleichgewicht halten sich diese beiden Prozesse die Waage. Das heißt, die Summe des Diffusionsstroms und des entgegengesetzten, durch die Raumladungszone erzeugten Driftstroms ist gleich null. Dies führt auf eine lineare Differentialgleichung erster Ordnung, deren Lösung die bekannte Kennlinie einer Diode ist:

$$I = I_0 \cdot \left[\exp \left(\frac{e U}{n k_B T} \right) - 1 \right] \quad (2.7)$$

Dabei ist k_B die Boltzmannkonstante, T die Temperatur in K, I_0 der Sättigungsstrom, abhängig von Materialparametern und der Temperatur, sowie n der Idealitätsfaktor mit $1 \leq n < 2$. Er beschreibt die Ausdehnung der Raumladungszone. Bei kleiner Ausdehnung ist $n = 1$ eine gute Näherung.

Liegt der n-Bereich auf positivem Potential ($U < 0$) wird die Diffusionsspannung $-U_{\text{Diff}}$ verstärkt: Man gerät in den Sperrbereich. Bei sehr hoher Sperrspannungen wird der Stromfluss allein durch den Driftstrom der Minoritätsladungen bestimmt ($I \approx I_0$). Bei Polung der Diode in Flussrichtung ($U > 0$) wird die Diffusionsspannung abgebaut und der Stromfluss wächst exponentiell. Bei einer realen Diode müssen außerdem noch Korrekturen durch auftretende Leistungsverluste vorgenommen werden. Diese werden beschrieben durch einen Parallel-/Shuntwiderstand R_{sh} und einen Serienwiderstand R_s :

$$I = I_0 \cdot \left[\exp \left(\frac{e (U - I R_s)}{n k_B T} \right) - 1 \right] + \frac{(U - I R_s)}{R_{\text{sh}}} \quad (2.8)$$

2.5 Americium-241 als Quelle

Die im Experiment verwendete Quelle ist ^{241}Am . Aufgrund der Lebensdauer von 432,2 Jahren kann es nicht mehr aus der Natur gewonnen werden, sondern muss synthetisiert werden. Durch Emission eines α -Teilchens zerfällt es in ^{237}Np (Neptunium). Außerdem besteht die Möglichkeit einer spontanen Kernspaltung, jedoch ist die Wahrscheinlichkeit so gering, dass sie hier vernachlässigt werden kann.

Nach dem Zerfall liegt das entstehende ^{237}Np nur selten im Grundzustand vor. Mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 84,45(10) % zerfällt das Americium in den zweiten angeregten Zustand von Neptunium. Die aus der Energie- und Impulserhaltung bei einem Zweikörperzerfall resultierende Energie für die Alpha-Teilchen ist damit:

$$E_{\alpha} = 5485,56(12) \text{ keV}$$

3 Versuchsanordnung und -durchführung

3.1 Versuchsaufbau und Elektronik

Der Aufbau dieses Versuchs ist in Abbildung 4 schematisch dargestellt und besteht aus einer Vakuumkammer, zwei Detektoren, drei Mylar-Folien, einer Strahlungsquelle, der signalverarbeitenden Elektronik sowie einem Computer.

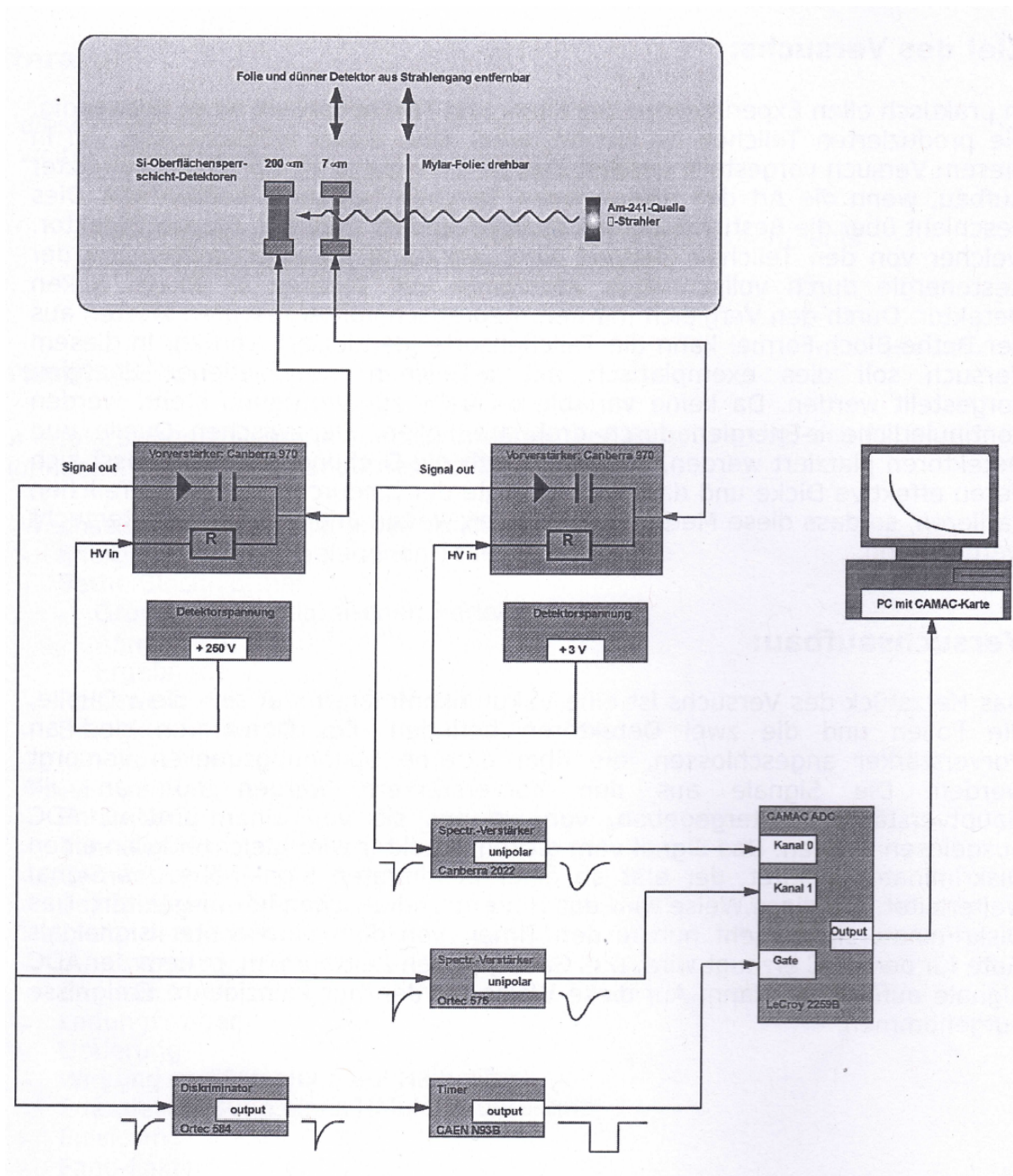


Abbildung 4: In dieser Abbildung ist der schematische Aufbau dieses Versuchs in Form eines Blockschaltbilds dargestellt. Die Abbildung wurde der Versuchsanleitung[1] entnommen und anschließend bearbeitet.

Die Strahlungsquelle ist Americium-241, welches nahezu ausschließlich unter Emission von α -Strahlung in angeregte Kernzustände von Neptunium-237 zerfällt. Im Innern der Vakuumkammer ist die Strahlungsquelle auf einen Folienhalter gerichtet, in welchem drei unterschiedlich dicke Mylar-Folien eingesetzt sind. Durch die Drehung der Folien lässt sich deren effektive Dicke verändern, sodass die Energie der hindurchgehenden α -Teilchen variiert wird und kontinuierliche α -Energien entstehen. Hinter dem Folienhalter sind nacheinander die zwei Detektoren positioniert. Bei den beiden Detektoren handelt es sich um mit Hochspannung (Abkürzung: HV) betriebene Halbleiterdetektoren, genauer gesagt Si-Oberflächensperrschicht-Detektoren. Dabei ist der von einem einfallenden α -Teilchen zuerst getroffene Detektor ungefähr 7 cm dick und wird als ΔE -Detektor bezeichnet. Der dem ΔE -Detektor nachstehende sogenannte E -Detektor ist circa 20 cm dick. An den ΔE -Detektor wird eine Spannung von +3 V und an den E -Detektor eine Spannung von +250 V angelegt. Die Folien und der ΔE -Detektor sind aus dem α -Strahlengang entfernbar. Beide Detektoren sind jeweils an Vorverstärker mit der Modellbezeichnung „Canberra 970“ angeschlossen, welche über externe Spannungsquellen versorgt werden. Die zwei Vorverstärker sind jeweils mit einem Hauptverstärker verbunden. Wobei einer dieser beiden Hauptverstärker vom Typ „Canberra 2022“ und der andere vom Typ „Ortec 575“ ist. Die von den zwei Hauptverstärkern ausgehenden unipolaren Signale werden von einem CAMAC ADC (engl. *analog-to-digital converter*) mit der Modellbezeichnung „LeCroy 2259B“ ausgelesen. Der CAMAC ADC ist über eine CAMAC-Karte mit dem Computer verbunden, welcher über eine entsprechende Datenaufnahme-Software verfügt. Zusätzlich wird das Signal des dem E -Detektor zuzuordnenden Vorverstärkers an einen Diskriminator vom Typ „Ortec 584“ weitergeleitet. Dieser gibt das Signal erst ab einer bestimmten Signalthöhe weiter, sodass das Hintergrundrauschen herausgefiltert wird. Der Diskriminator ist an einen Timer mit der Modellbezeichnung „CAEN N93B“ angeschlossen, welcher das Eingangssignal in ein Rechtecksignal umwandelt. Letzteres dient als Gate für den nachstehenden CAMAC ADC und gibt den Zeitraum an, bei dem dieser Signale aufnehmen kann. Auf diese Weise werden nur koinzidente Ereignisse aufgenommen.

3.2 Durchführung

Zunächst wird der E -Detektor kalibriert. Dazu wird der ΔE -Detektor und der Folienhalter samt Mylar-Folien aus dem α -Strahlengang entfernt. Anschließend soll das vom E -Detektor gemessene α -Energiespektrum von ^{241}Am aufgenommen werden. Diese Kalibrierungsmessung wird solange durchgeführt, bis eine adäquate Anzahl von Ereignissen registriert worden ist.

Im zweiten Teilexperiment soll die Kalibrierung und die Dickebestimmung des ΔE -Detektors stattfinden. Dafür wird der ΔE -Detektor wieder in den α -Strahlengang eingesetzt. Danach werden die von beiden Detektoren gemessenen α -Energiespektren mit einer adäquaten Anzahl von Ereignissen aufgenommen.

Nun soll mit Hilfe des E -Detektors die Dicke von einer, zwei und drei Mylar-Folien bestimmt werden. Im Zuge dessen wird der ΔE -Detektor erneut aus dem α -Strahlengang entfernt und zuerst der Folienhalter mit einer Mylar-Folie eingesetzt, sodass sich die Folie zwischen der Strahlungsquelle und dem E -Detektor befindet. Dabei ist die Längsseite der Folie senkrecht zum α -Strahlengang auszurichten, was einem Winkel von 0° entspricht. Anschließend wird das vom E -Detektor gemessene α -Energiespektrum aufgenommen. Diese Messung soll mit zwei und mit drei Folien wiederholt werden.

Im letzten Teilexperiment wird der Energieverlust im ΔE -Detektor bei verschiedenen α -Energien bestimmt. Dazu wird der ΔE -Detektor wieder in den α -Strahlengang eingesetzt. Unter Verwendung des CAMAC-Messsystems sollen nun koinzidente Ereignisse gemessen werden. Dies bedeutet, dass nur dann ein Messwert aufgenommen wird, wenn in beiden Detektoren zur gleichen Zeit ein Ereignis stattfindet. Hierbei ist anzumerken, dass die von den Detektoren ausgehenden Signale nicht wirklich koinzident sind. Aufgrund der hohen Geschwindigkeit eines einfallenden α -Teilchens und des geringen Abstands zwischen dem ΔE -Detektor und dem E -Detektor entsteht jedoch eine scheinbare Koinzidenz. Zunächst wird der Folienhalter samt Mylar-Folien aus dem α -Strahlengang entfernt und das Energiespektrum mit Hilfe beider Detektoren aufgenommen. Für jede der drei Mylar-Folien wird der Folienhalter mit der entsprechenden Folie in den α -Strahlengang gebracht und der Winkel zwischen der Längsseite einer Folie und dem α -Strahlengang in 15° -Schritten von 0° bis 60° variiert. Bei jedem dieser 15° -Schritte wird unter Verwendung

beider Detektoren das Energiespektrum mit einer adäquaten Anzahl von Ereignissen aufgenommen. Anzumerken ist, dass vor allem bei niedrigen Zählraten die Messzeit ausreichend groß gewählt werden sollte, um genügend Datenpunkte sammeln zu können.

4 Datenanalyse

4.1 Dickebestimmung der Mylar-Folien

Um die Dicken der Mylar-Folien zu bestimmen, werden zunächst die Restenergien der Teilchen nach Passieren der Folien bestimmt. Dazu wird der ΔE - Detektor aus dem Strahlengang gedreht und das Energiespektrum der transmittierten Teilchen aufgenommen. Als Referenz wird hier die Kalibrationsmessung ohne Folie verwendet. In Abb. 5 sind die vier Messungen normiert nebeneinander eingezeichnet. Alle konkreten Fitparameter der Doppelgaußkurven sind in Tabelle 3 angegeben. Im Diagramm ist ein einzelner stark abweichender Datenpunkt bei 4000 keV auffällig, welcher im Folgenden allerdings nicht weiter dis

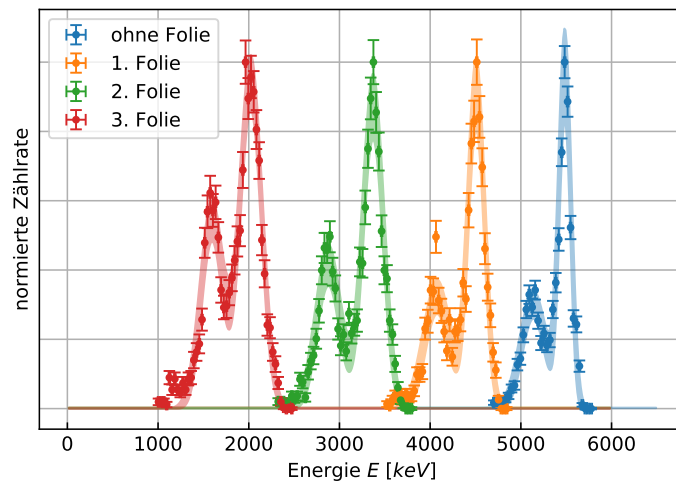


Abbildung 5: Energiespektren nach Passieren der einzelnen Folien. Die Zählrate ist normiert, um die Folien besser zu vergleichen. Es werden nur die Datenpunkte im Bereich um den Energiepeak ungleich Null angezeigt. Über die Daten ist ein Doppelgauß gelegt, welcher die Parameter in Tabelle 3 annimmt und mit einer Unsicherheit $\pm 3\sigma$ eingezeichnet ist.

Für die Analyse sind nur die Positionen der größeren Peaks wichtig. Diese gehören zur 5485 keV α -Strahlung der Probe. Der Detektor hat eine begrenzte Messgenauigkeit welche

sich durch die Breite der Peaks widerspiegelt. Um diese zu beachten, wird die Unsicherheit der Position E_1 mit der Breite σ_1 nach Formel (8) kombiniert.

Nun wird eine numerische Integration durch die Folien durchgeführt. Dazu wird zunächst der Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ von α -Teilchen in Mylar aus der Anleitung interpoliert¹. Für ein eintreffendes Teilchen mit 5485 keV kann nun schrittweise der Energieverlust $dE_i = \frac{dE}{dx}(E_i) \cdot \delta x$ berechnet werden. Es wird so lange integriert, bis die Energie des Teilchens die gemessene Energie unterschritten hat. Mit $\delta x = 1 \cdot 10^{-4} \mu\text{m} = \text{const.}$ ist die zurückgelegte Strecke $\bar{x} = N \cdot \delta x$, wobei N die Anzahl an benötigten Integrationsschritten ist. Um die Standardabweichung für die Dicken zu bestimmen, wird die Integration ebenfalls für $E_1^\pm = \bar{E}_1 \pm \sigma(E_1)$ durchgeführt. Nun wird mit den zu E_1^\pm gehörenden Dicken x^\pm die gemittelte Differenz $\sigma(x) = \frac{x^+ - x^-}{2}$ gebildet. Die ermittelten Energien und Dicken der Folien sind in Tabelle 2 zusammengefasst.

Tabelle 2: Energien der Teilchen nach Passieren der Folien und die errechneten Dicken dieser.

	Energie E_1	Dicke x
1. Folie	$(4508 \pm 93) \text{ keV}$	$8,2(7) \mu\text{m}$
2. Folie	$(3370 \pm 115) \text{ keV}$	$16,4(7) \mu\text{m}$
3. Folie	$(2022 \pm 121) \text{ keV}$	$24,0(6) \mu\text{m}$

Aus den bestimmten Dicken könnte man schließen, dass die Folien Vielfache von $8 \mu\text{m}$ dick sind und im Falle der 1. und 2. Folie um ca. 13° gedreht sind oder keine gleichmäßige Dicke aufweisen. Diese Angaben sind allerdings nicht zu überprüfen und sind als Spekulationen zu betrachten. Um die Unsicherheit zu erhöhen, muss die Detektorgenauigkeit erhöht werden. Dies kann zum Beispiel über eine Faltung mit der Detektorverteilung einer wohlbekannten Kalibrationsmessung erzielt werden.

4.2 Bestimmung des Energieverlusts

Um die Teilchenidentifikation durchzuführen, werden alle aufgenommenen Messungen aufaddiert und in ein Diagramm geschrieben. Dabei ist die Energie des Teilchens die

¹Hierbei wird in python die Funktion `scipy.interpolate.interp1d` mit dem Parameter `kind="cubic"` für eine kubische Splineinterpolation genutzt.

Summe von gemessener Restenergie im E -Detektor und deponierter Energie im ΔE -Detektor. Die Messdaten, sowie theoretisch errechnete Kurven für Protonen, Deuteronen, Tritonen, Helium-3-Kerne, α -Teilchen und Lithium-Kerne sind in Abb. 6 dargestellt.

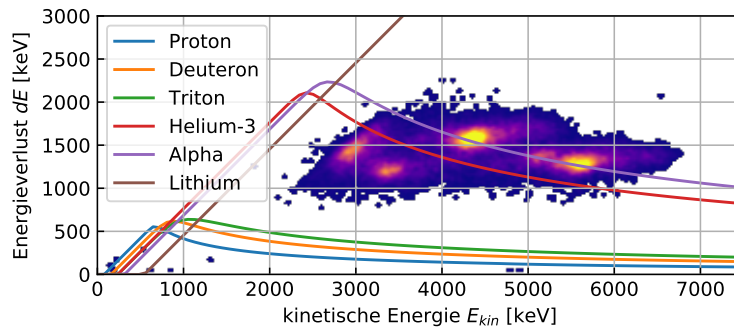


Abbildung 6: Energieverlust ΔE von Teilchen der Energie E . Zusätzlich sind die theoretisch erwarteten Kurven für sechs Teilchensorten eingezeichnet.

Man kann erkennen, dass die theoretische Kurve für α -Teilchen durch die beiden hellsten Punkte sowie durch einen weiteren Häufungspunkt bei $E = 5100$ keV verläuft. Allerdings liegen die beiden Punkte bei $E = 3000$ keV und $E = 3400$ keV nicht auf der theoretischen Kurve. Auch Helium-3 könnte im weitergehenden Zusammenhang ein Kandidat der verwendeten Teilchenart sein, da dessen Kurve ebenfalls in dem Gebiet der Messung liegt.

Um die theoretischen Kurven zu berechnen, ist die Bethe Bloch Formel nach (2.2) für Silikon implementiert worden. Nun kann wie in Abschnitt 4.1 eine schrittweise Integration durch den Detektor durchgeführt werden. Die Abbruchbedingung ist diesmal die Dicke des Detektors $d = 8,5257 \mu\text{m}$, welche aus ?? bekannt ist.

Um zu entscheiden, ob nun α -Teilchen oder Helium-3 Kerne vorliegen, wird der gesamte Datensatz auf $\Delta \cdot \beta^2$ projiziert und als Histogramm dargestellt. Dabei wird in β die Masse M des Teilchens benötigt und man muss für jedes zu überprüfende Teilchen eine eigene

Verteilung erstellen. Auch hier wird wieder ein theoretischer Kurvenverlauf benötigt. Der Mittelwert der Kurve kann mit $E = 5485 \text{ keV}$ und dem Energieverlust ΔE , welcher durch der oben genannten Integration bekannt ist, bestimmt werden. Die Breite der Gaußkurve wird hier als konstant angesehen und entsprechend der Detektorgenauigkeit gewählt. In ?? sind die beiden Verteilungen für α -Teilchen und Helium-3 Kerne eingezeichnet. Andere Teilchenarten sind in Abb. 10 gegeben.

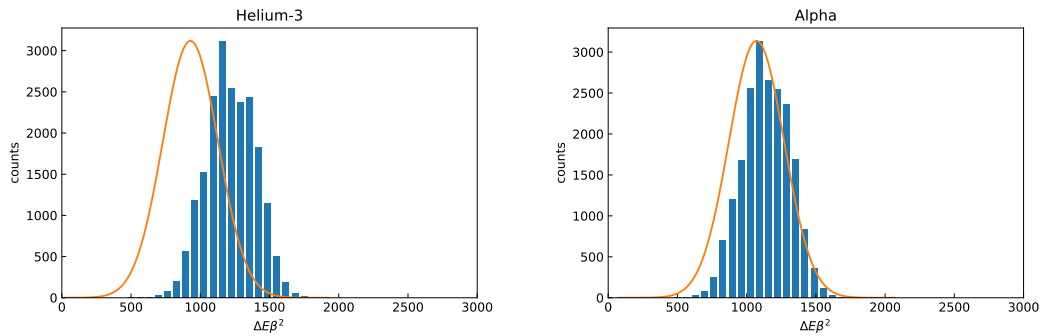


Abbildung 7: $\Delta E\beta^2$ Verteilungen für α -Teilchen und Helium-3 Kerne. Eingezeichnet sind die gemessenen Werte, sowie die theoretisch zu erwartenden Verteilungen.

Man kann erkennen, dass die theoretische Verteilung der α -Teilchen am besten auf den gemessenen Daten liegt. Abschließend lässt sich zusammenfassen, dass es sich bei den abgestrahlten Teilchen des Americium-241 tatsächlich um α -Teilchen handelt.

5 Anhang

5.1 Unsicherheiten

Jegliche Unsicherheiten werden nach GUM bestimmt und berechnet. Die Gleichungen dazu finden sich in Abb. 8 und Abb. 9. Für die Unsicherheitsrechnungen wurde die Python Bibliothek `uncertainties` herangezogen, welche den Richtlinien des GUM folgt.

Zur Erstellung von Anpassungskurven wird das Python-Paket `scipy.odr` verwendet, welches unter anderem die Methoden `scipy.odr.Model()`, `scipy.odr.RealData()` und `scipy.odr.ODR()` zur Verfügung stellt. Dabei wird auf die sogenannte orthogonale lineare Regression (engl. *Orthogonal Distance Regression* (Abkürzung: ODR)) zurückgegriffen, welche auf der Methode der kleinsten Quadrate basiert und einen modifizierten Levenberg-Marquardt-Algorithmus darstellt. Für die Parameter von Anpassungskurven und deren Unsicherheiten werden die x - und y -Unsicherheiten der anzunähernden Werte berücksichtigt und entsprechend gewichtet. Bei digitalen Messungen wird eine Rechteckverteilung mit $\sigma_X = \frac{\delta X}{2\sqrt{3}}$ und bei analogem Ablesen eine Dreieckverteilung mit $\sigma_X = \frac{\delta X}{2\sqrt{6}}$ angenommen. Die konkreten Werte der jeweiligen Fehlerintervalle δX werden in den entsprechenden Abschnitten angemerkt.

Die jeweiligen δX sind im konkreten Abschnitt zu finden.

$$x = \sum_{i=1}^N x_i; \quad \sigma_x = \sqrt{\sum_{i=1}^N \sigma_{x_i}^2}$$

Abbildung 8: Formel für kombinierte Unsicherheiten des selben Typs nach GUM.

$$f = f(x_1, \dots, x_N); \quad \sigma_f = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \sigma_{x_i} \right)^2}$$

Abbildung 9: Formel für sich fortpflanzende Unsicherheiten nach GUM.

5.2 Diagramme

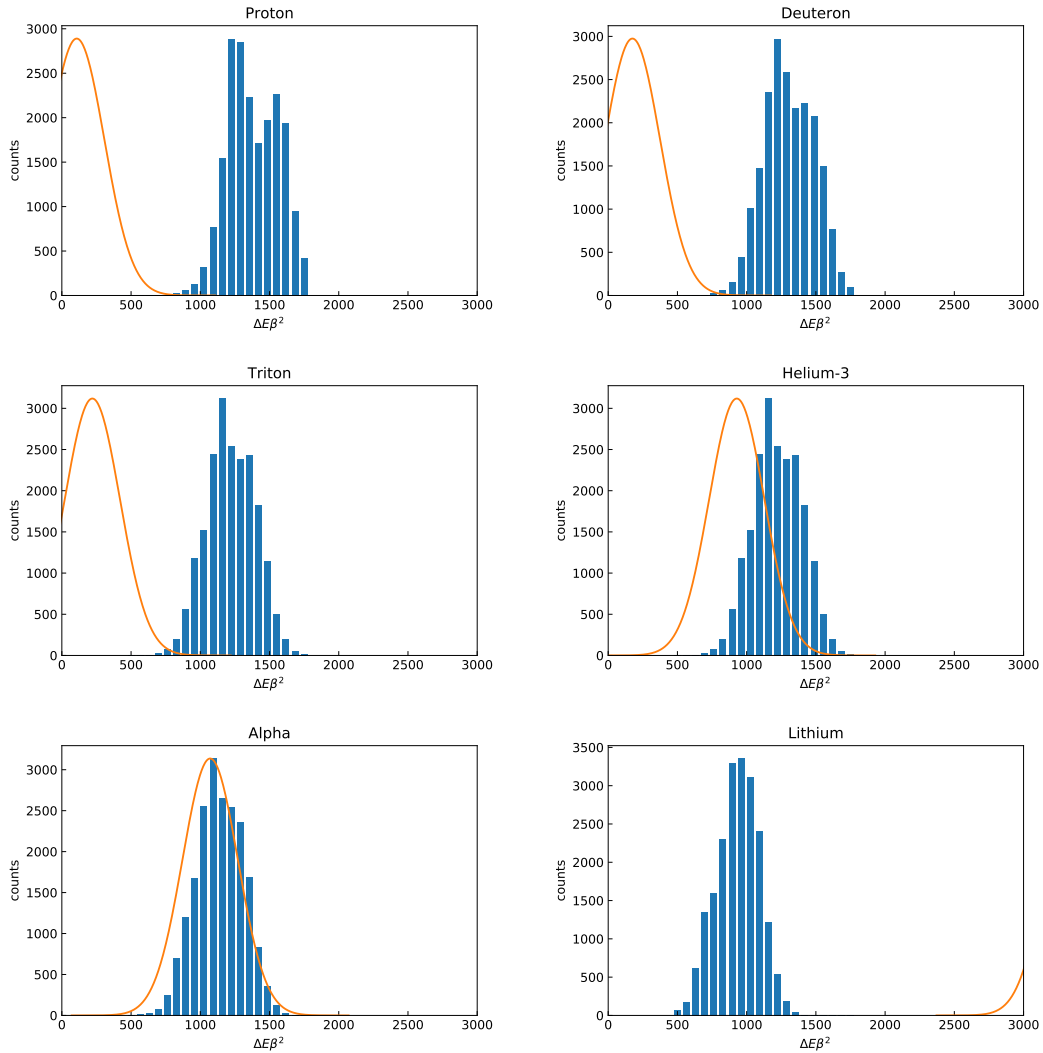


Abbildung 10: $\Delta E\beta^2$ Verteilungen für vermutete Teilchenarten. Eingezeichnet sind die gemessenen Werte, sowie die theoretisch zu erwartenden Verteilungen. α -Teilchen geben die Messergebnisse am besten wieder.

5.3 Fit-Parameter

Tabelle 3: Fit-Parameter für die normierte Doppelgaussfunktion
 $n(E) = A_1 \cdot \exp\left\{-\frac{(E-E_1)^2}{2\sigma_1^2}\right\} + A_2 \cdot \exp\left\{-\frac{(E-E_2)^2}{2\sigma_2^2}\right\} + E_0$ der Dickebestimmung.

	ohne	1. Folie	2. Folie	3. Folie
A_1	0,95(4)	0,903(35)	0,870(32)	0,941(26)
E_1	5485(4) keV	4508(4) keV	3370(4) keV	2022(4) keV
σ_1	67,2(26) keV	92,9(28) keV	114,6(32) keV	121,3(30) keV
A_2	0,298(14)	0,320(17)	0,412(20)	0,541(20)
E_2	5139(8) keV	4077(8) keV	2878(6) keV	1594(6) keV
σ_2	135(6) keV	141(7) keV	134(6) keV	124(5) keV
A_0	0,001 99(28)	0,0022(4)	0,0013(4)	0,000 33(31)

Literatur

- [1] Autor unbekannt. „ γ - γ -Winkelkorrelation“. Versuchsanleitung, ausgehändigt an der WWU Münster.
- [2] C. Weinheimer A. Andronic. „Skript zur Vorlesung Kern- und Teilchenphysik I“. Abbildung 2.14.
- [3] Autor unbekannt. „Physics Letters B: Review of Particle Physics“.
- [4] Autor unbekannt. „Flugzeitspektrometer – Versuch 12: Flugzeit- und Energiemessung an Spaltfragmenten des Californium-252“. Abbildung 11, Universität Münster.