

---

# 2.3: $\alpha$ -Spektroskopie mit einem Halbleiterzähler

---

Maximilian Rudolf Lubba  
Matrikel-Nr.: [REDACTED]  
[REDACTED]

Benjamin Wolfgang Kosmala  
Matrikel-Nr.: [REDACTED]  
[REDACTED]

Betreuer: Simon Weih  
Versuch durchgeführt am: 5. Februar 2018  
Abgabedatum: 27. April 2018



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

Physikalisches Praktikum  
für Fortgeschrittene

Abteilung C

Hiermit versichern wir, das vorliegende Protokoll für das Physikalische Praktikum für Fortgeschrittene ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 27. April 2018,

\_\_\_\_\_  
Maximilian Rudolf Lubba

\_\_\_\_\_  
Benjamin Wolfgang Kosmala

---

1	Einleitung	2
2	Versuchsziel	2
3	Theoretische Grundlagen	2
3.1	Radioaktive Zerfallsarten	2
3.1.1	Theorie des Alphazerfalls nach Gamows	2
3.1.2	<sup>241</sup> Americium	3
3.1.3	Bethe-Bloch-Formel	4
3.2	Halbleiter	4
3.2.1	Eigenschaften eines Halbleiters	5
3.2.2	Dotierung	5
3.2.3	p-,n-Übergang	6
3.2.4	Oberflächenzustände und Oberflächensperrschicht	7
3.3	Teilchendetektion mittels Halbleitern	8
3.4	Energieauflösung	9
3.4.1	Fano-Faktor	9
3.4.2	Energieaufwand der Elektronen-Loch-Paar-Erzeugung	10
3.4.3	Detektorrauschen	10
3.5	Zeitauflösung	10
3.6	Messelektronik	11
3.6.1	Ladungsempfindlicher Vorverstärker	11
3.6.2	Hauptverstärker	12
4	Versuchsdurchführung und Auswertung	15
4.1	Pulserspektrum	15
4.2	Americiumspektrum	17
4.3	Bestimmung der Halbwertsbreite	20
4.4	Bestimmung des Energieverlusts von Alphateilchen in Luft	21
5	Fazit	24
6	Quellenverzeichnis	24
7	Laborbuch	25

---

## 1 Einleitung

---

Die Halbleiterphysik ermöglicht es sehr kompakte Detektoren für radioaktive Strahlung zu bauen. Ihr großer Vorteil besteht darin, dass diese aufgrund ihrer hohen Energieauflösung sich gut für die Spektroskopie von Alpha und Gamma Strahlern eignen. Ebenso ist Spektroskopie von Beta Strahlern möglich, wenn auch bauartbedingt nur für große Energien. Durch diese Fähigkeit können radioaktive Strahler anhand ihrer Spektren identifiziert werden. Weiterhin weisen Halbleiterdetektoren eine hohe Ortssensitivität auf, weshalb sie sich in entsprechender Anzahl und Aufstellung zum Raster dazu eignen Stahlverläufe zu rekonstruieren. Dies wird in der Kern- und Teilchenphysik genutzt um das Standardmodell zu erweitern und zu überprüfen. Damit ließen sich am LHC(Large-Hadron-Collider) mit dem ATLAS-Detektor Leptonen und Quarks auf ihre Struktur hin untersuchen und 2012 das Higgs-Boson experimentell nachweisen. Weiterhin eignen sich Halbleiterdetektoren zur Untersuchung von Struktur- und Eigenschaftsanomalien der Quantenchromodynamik. Halbleiter sind somit ein vielseitiges Werkzeug der Teilchenphysik, deren wesentliche Funktionsweise sowie Aufbau in diesem Versuch untersucht werden soll.

---

## 2 Versuchsziel

---

Für die Messung des Alpha-Spektrums von  $^{241}\text{Am}$  wird in diesem Versuch ein Halbleiterdetektor sowie Messelektronik aufgebaut. Die Apparatur soll mittels einer prominenten Alpha Linie, auf die ein Pulser eingestellt und anschließend variiert wird, kalibriert werden. Damit können die Alphaenergien des  $^{241}\text{Americium}$  und deren relativen Anteile bestimmt werden. Mittels der Kalibrierung soll dann die Energieauflösung des Halbleiterdetektors ermittelt werden. Abschließend wird die Bethe-Bloch-Formel für die Abschirmung von Alphateilchen in Luft überprüft, sowie der differentielle Energieverlust bestimmt werden.

---

## 3 Theoretische Grundlagen

---

### 3.1 Radioaktive Zerfallsarten

---

Beim radioaktivem Zerfall eines Atoms wird ionisierende Strahlung freigesetzt. Zerfällt ein Kern über den Alphazerfall so emittiert dieser einen ionisierten Heliumkern.



Dabei ist X der Mutterkern und Y der Tochterkern, A und Z bezeichnen die Nukleonenzahl und die Kernladungszahl.  $\Delta E$  ist hierbei die Kinetische Energie, die sich auf Mutter und Tochterkern verteilt. Die Alpha Energie eines Zerfalls ist aufgrund der Energie und Impulserhaltung eindeutig bestimmt und somit konstant. Durch ihre Ladung lassen sich Alphateilchen schon durch wenige Zentimeter Materie abbremsen, sodass sie in Luft bei  $1\text{atm}$  ca 10cm zurücklegen können bis sie abgebremst werden. Daneben gibt es den  $\beta$ -Zerfall, bei dem ein Elektron oder Positron emittiert wird und den  $\gamma$ -Zerfall, wobei letzterer kein Kernzerfall im eigentlichen Sinne darstellt, sondern der Kern lediglich aus einem angeregtem Zustand in seinen Grundzustand übergeht und die Energie als Photon abgibt.

---

#### 3.1.1 Theorie des Alphazerfalls nach Gamows

---

Der Prozess des Alphazerfalls wird in der Theorie von Gamow beschrieben. Die starke Kraft hat im Abstand einiger Femtometer eine attraktive Wirkung auf die Nukleonen, die Coulombkraft eine repulsive. Durch das wirken dieser beiden Potentiale befinden sich die Nukleonen in gebunden Zuständen. Die Eigenschaft von Teilchen und Systemen aus diesen nehmen bevorzugt Zustände geringster Energie ein. Das sorgt dafür, dass sich zeitweilig Alphateilchen innerhalb des Kerns separieren. Erhält das Alphateilchen dabei genug Energie aus der Bindungsenergie, um durch den Coulombwall zu tunneln, so kann es zum Kernzerfall kommen. Zu beachten ist jedoch, dass die Alpha Teilchen einen Drehimpuls aufweisen können, wodurch sich eine Drehimpulsbarriere auf das Coulombpotential addiert. Dies resultiert darin, dass die Alphateilchen eine höhere Energie benötigen um aus dem Kern zu tunneln, das sorgt dann für verschiedene diskrete Alpha Linien. Die Wahrscheinlichkeit für den Tunneleffekt ist gegeben durch:

$$T = \frac{|\Psi_t|^2}{|\Psi_e|^2} \quad (2)$$

Hierbei ist  $T$  die Tunnelwahrscheinlichkeit, mit  $|\Psi_t|^2$  der Wellenfunktion des transmittierten und  $|\Psi_e|^2$  des einlaufenden Teilchens. Durch einsetzen der Schrödingergleichung ergibt sich für  $T$  mit  $G$  dem Gamow-Faktor.

$$T \approx e^G, \text{ wobei} \quad (3)$$

$$G = \frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} \int_{R_1}^{R_2} \sqrt{\frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} - E} dr \quad (4)$$

---

Wobei  $G$  allgemein mit  $E_{kin}$  proportional anwächst und somit auch  $T$ . Die Entsprechenden Potentiale sind in Abbildung 1 veranschaulicht.

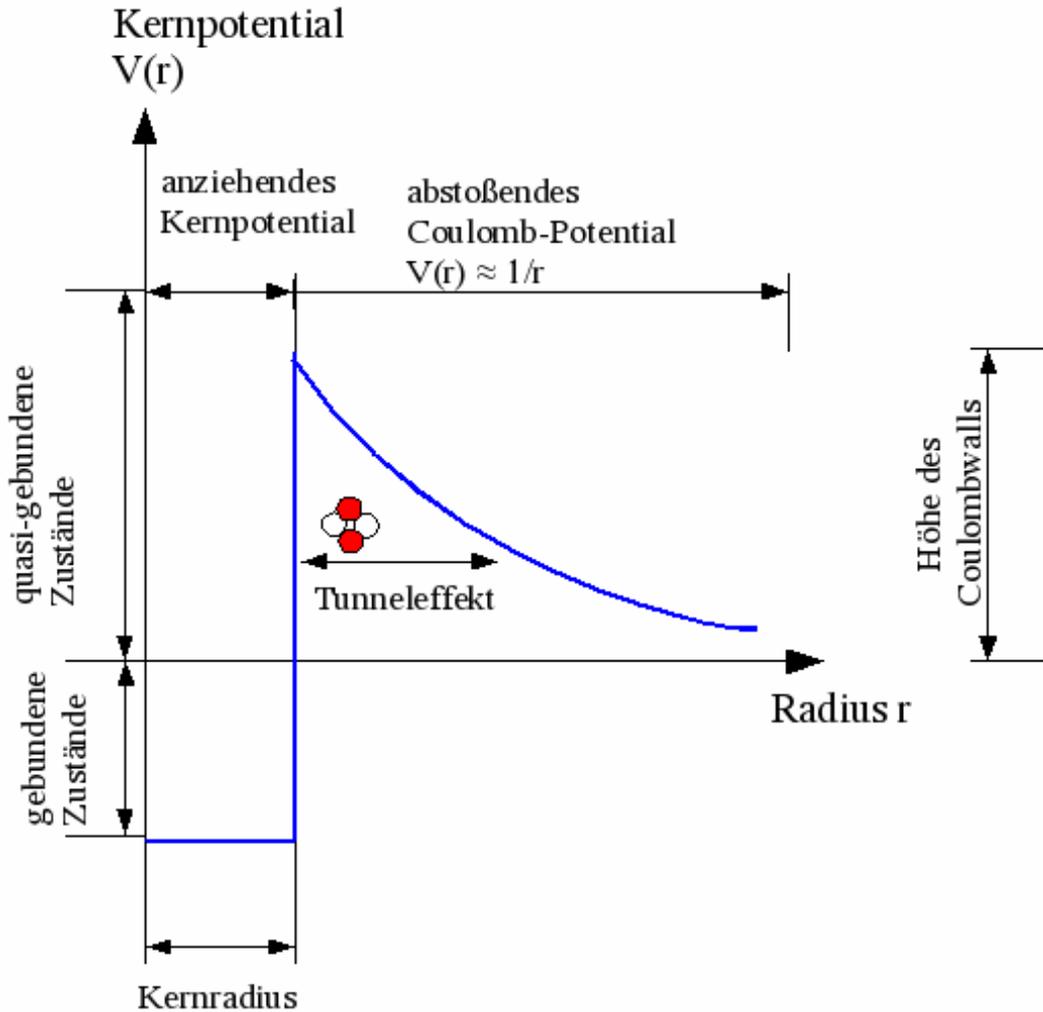


Abbildung 1: Potentialwall der starken Kernkraft und der Coulombkraft für den Alphazerfall [1]

### 3.1.2 $^{241}\text{Americium}$

In diesem Versuch wird das Alphaspektrum von  $^{241}\text{Americium}$  untersucht. Da sehr hohe Energieauflösungen mit einem Halbleiterdetektor möglich sind, sollen die verschiedenen diskreten Alphalinien bestimmt werden wobei die Prominente Linie als bekannt vorausgesetzt wird. Hierzu ist es nötig das Zerfallsschema zu kennen, die Alphaenergien sowie Wahrscheinlichkeiten hierfür sind Tabelle 1 zu entnehmen.

Tabelle 1: Alphaenergien des Americiumspektrums mit zugehörigen Wahrscheinlichkeiten und Drehimpulsquantenzahlen [2]

Alphaenergie in [keV]	Intensität in [%]	Gesamtdrehimpulsquantenzahl in [ $\hbar$ ]
$5485,56 \pm 0,12$	$84,8 \pm 0,5$	$-5/2$
$5442,80 \pm 0,13$	$13,1 \pm 0,3$	$-7/2$
5388	$1,66 \pm 0,02$	$-9/2$
$5544,5 \pm 1,6$	$0,37 \pm 0,03$	$+5/2$

Über diese Alphalinien zerfällt  $^{241}\text{Americium}$  mit einer Halbwertszeit von  $\approx 432,6a$  zu  $^{237}\text{Neptunium}$  gemäß Abbildung 2.

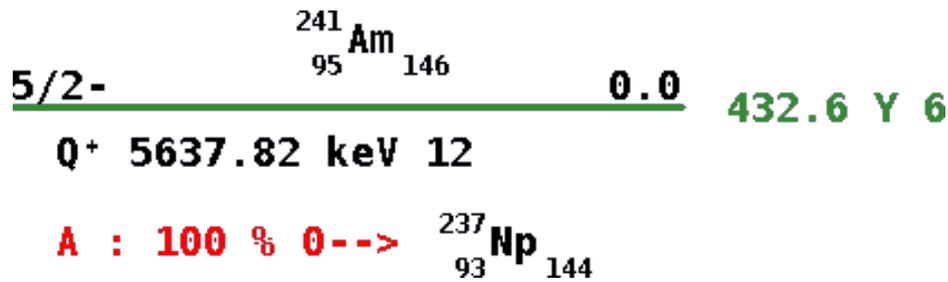


Abbildung 2: Zerfallsschema von  $^{241}\text{Americium}$  zu  $^{237}\text{Neptunium}$  über die verschiedenen Alpha-Zerfälle, Die Halbwertszeit (oben rechts zu sehen) beträgt 432,6(6)Jahre [2]

### 3.1.3 Bethe-Bloch-Formel

Wenn schnelle geladene Teilchen mit Materie wechselwirken, geben diese, durch inelastische Stöße mit den Elektronenhüllen, anteilig ihre Energie ab. Durch diesen Prozess werden die gestoßenen Atome angeregt oder bei ausreichenden Energien und Stoßparametern ionisiert. Zudem geben langsamere Teilchen mehr von ihrer Energie ab, da diese einen höheren Wirkungsquerschnitt aufweisen, als ihre schnelleren Pendanten. Die mathematische Beschreibung dieses Vorgangs liefert die Bethe-Bloch Formel:

$$\frac{dE}{ds} = \frac{4\pi n z^2 Z}{m_e c^2 \beta^2} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right) \left( \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right) \quad (5)$$

Die einzelnen Parameter der Beschreibung sind Tabelle 2 zu entnehmen.

Tabelle 2: Parameter der Bethe-Bloch-Formel

Parameter	Beschreibung
$E$	Energie des geladenen Teilchens
$z$	Kernladungszahl des Teilchens
$Z$	Kernladungszahl der Atome im Material
$n$	Elektronendichte des Materials
$m_e$	Elektronenmasse
$e$	Elementarladung
$\epsilon_0$	Dielektrizitätszahl im Vakuum
$c$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuums
$\beta$	Relativistischer Faktor $v/c$
$I$	mittlere Anregungsenergie des Materials
$\frac{dE}{ds}$	differentielle Energieverlust

Die Anregungsenergie lässt sich über die Proportionalität zu  $I = k \cdot Z$  mit  $k \approx 10\text{eV}$  nähern. Sollten die geladenen Teilchen sich nicht mit relativistischen Geschwindigkeiten fortbewegen ( $\beta \ll c$ ) so vereinfacht sich die Formel zu:

$$\frac{dE}{ds} = \frac{4\pi n z^2 Z}{m_e v^2} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right) \ln \left( \frac{2m_e v^2}{I} \right) \quad (6)$$

### 3.2 Halbleiter

In diesem Versuch liegt das Hauptaugenmerk auf die Funktionsweise eines Halbleiterzählers. Um diesen in seiner Funktionsweise und Aufbau zu verstehen, müssen prinzipielle Eigenschaften eines Halbleiter bekannt sein. Die quantenmechanische Betrachtung von Stoffen erlaubt eine Unterteilung in Gruppen verschiedener Leitfähigkeiten bei verschiedenen Temperaturen. Eine dieser Gruppen umfasst die Halbleiter.

### 3.2.1 Eigenschaften eines Halbleiters

Um einen Halbleiter beschreiben und klassifizieren zu können, muss zuerst das Bändermodell eines im Atom gebundenen Elektrons geklärt werden. Ein in einem Atom gebundenes Elektron kann nur diskrete Energiezustände einnehmen, wobei die Dynamik des Elektrons durch Absorption, spontane und stimulierte Emission nach Einstein beschrieben ist. Bringt man Atome zusammen so findet eine Aufspaltung dieser diskreten Energieniveaus statt. Sind nun mehrere Atome nahe genug beieinander so spalten sich die Energieniveaus derart auf, dass diese als Quasi-Kontinuum angesehen werden können. Die so entstehenden Energiezustände werden als Band aufgefasst, innerhalb eines Bandes können alle möglichen Zustände eingenommen werden.

Dabei wird das Band, welches die Elektronen beinhaltet, welche für die kovalenten Bindungen zwischen den Atomen benötigt werden, als Valenzband bezeichnet. Sollten über die sogenannten Valenzelektronen hinaus noch weitere vorhanden sein, so bilden diese das Leitungsband aus. Die sogenannten Leitungselektronen können sich im Atomverbund frei bewegen.

Von besonderer Bedeutung ist der Begriff der Bandlücke, unter dem sich die Energiedifferenz von der oberen Grenzenergie des Valenzbandes, bis zur unteren des Leitungsbandes versteht. Zudem ist die Fermikante von zentraler Bedeutung, diese ist die größtmögliche Energie eines Elektrons bei einer Temperatur von  $0^\circ\text{K}$ . Diese größtmögliche kinetische Energie eines Elektrons wächst mit steigender Temperatur an.

Nach diesem Modell lassen sich Stoffe wie nachfolgend in Abbildung 3 unterteilen.

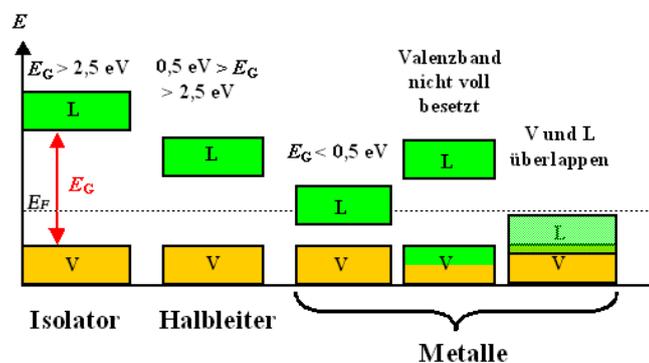


Abbildung 3: Verschiedene Bandlücken und deren Kategorisierung als Isolator, Halbleiter und Leiter, wobei  $E_G$  die Energie der Bandlücke und  $E_F$  die Fermi-Energie bezeichnet [3] (bearbeitet)

Bei einem Isolator liegt die Fermi-Energie zwischen Leitungs- und Valenzband. Steigt die Temperatur an, so können Elektronen des Valenzbandes auf das Leitungsband angehoben werden. In der Praxis bedeutet dies für die meisten Isolatoren jedoch, dass diese nicht länger in fester Form sondern flüssig, gasförmig oder gar als Plasma vorliegen. Allgemein definieren sich diese dadurch, dass ihre Bandlücke größer als  $\approx 2,5 \text{ eV}$  ist.

Bei Halbleitern liegt die Fermi-Energie ebenfalls zwischen den Bändern, wobei hier die Bandlücke kleiner ist und zwischen  $\approx 0,5 \text{ eV}$  und  $\approx 2,5 \text{ eV}$  liegt. Damit werden die meisten Halbleiter schon bei Raumtemperatur leitend. Diese Form der Leitfähigkeit bezeichnet man auch als Eigenleitung, wobei der Halbleiter bereits intrinsisch leitend ist. Eine andere Möglichkeit zum Erreichen der Leitfähigkeit ist die Dotierung, die anschließend erklärt wird.

Für Leitern hingegen gibt es drei Möglichkeiten, wie diese ihre Leitfähigkeit erhalten. Zum einen kann die Fermi-Energie bereits im Leitungsband liegen, weshalb der Stoff schon bei  $0\text{K}$  leitend ist. Außerdem ist es möglich, dass das Valenzband nicht voll besetzt ist, wobei hier Valenzelektronen die Leitungsfunktion übernehmen können. Ebenfalls ist es möglich, dass sich das Leitungs- und Valenzband überlappen, wodurch die Leitfähigkeit zu jeder Zeit gewährleistet ist.

Beispiele für gängige Halbleitermaterialien sind Silizium, Germanium und Selen.

### 3.2.2 Dotierung

Halbleitermaterialien alleine sind allgemein noch nicht von großem Nutzen, erst durch den Vorgang des Dotierens erhalten diese besondere Eigenschaften. Dabei werden Fremdatome in den Atomverbund eines Halbleiters eingebracht. Meist kommt dabei ein Fremdatom auf  $10^7$  ursprüngliche Atome.

Wird ein Fremdatom genutzt, das mehr Elektronen im Valenzband besitzt als der Halbleiter, so gelangen die im Vergleich zum Halbleiter zusätzlichen Elektronen ins Leitungsband, da das neue Gesamtvalenzband bereits vollständig gefüllt ist. Eine solche Dotierung bezeichnet man als n-Dotiert, da die Leitung durch negative Ladungsträger

erfolgt.

Besitzt das Fremdatom im Vergleich zum Ursprünglichen hingegen weniger Valenzelektronen, so liegt ein Elektronenmangel im neuen Gesamtvalenzband vor. Eine solche Dotierung wird auch als p-Dotiert bezeichnet, da hier positive geladene "Löcher" (Stellen, an denen sich Ursprünglich ein Elektron befand) die Leitung ermöglichen.

Wichtig hierbei ist zu beachten, dass beide Dotierung nicht die Ladung des Halbleiters verändern, da die Anzahl an positiven und negativen Ladungsträgern nicht verändert wurde, lediglich die Art und Weise der Leitfähigkeit und die für diese verantwortlichen Ladungsträger unterscheidet sich.

Gängige Beispiele für Dotierungsmaterialien sind Aluminium, Gallium und Phosphor. Meist weisen Atome die zum Dotieren genutzt werden ein Elektron mehr oder weniger auf ihren Valenzband auf, es ist aber auch möglich Atome mit mehr oder weniger Valenzelektronen zu verwenden. Allerdings ist die Herstellung eines solchen n- bzw. p-Halbleiters sehr aufwendig und findet nur in speziellen Gebieten wie niedrigfrequenten Laserlicht Anwendung.

### 3.2.3 p-,n-Übergang

Das Zusammenbringen von p- und n-Halbleitern sorgt dafür, dass sich ein Diffusionsstrom an Löchern und Elektronen ausbildet. Dies geschieht, aufgrund der unterschiedlichen Ladungsträgerdichten in den beiden Bereichen. Hierbei gelangen Löcher des p-Dotierten Halbleiters in den n-Dotierten Teil und rekombinieren dort mit einem Elektron der Leitungsbandes. Ebenso können Elektronen des n-Halbleiters mit den Löchern im p-Halbleiter rekombinieren. Durch diesen Vorgang bildet sich ein Potential aus, welches bei hinreichender Stärke dafür sorgt, dass der Diffusionsstrom zum Erliegen kommt und keine weiteren Rekombinationen stattfinden.

Das Verhalten von Ladungsverteilung, elektrischen Feld und elektrischen Potential ist dabei in Abbildung 4 skizziert:

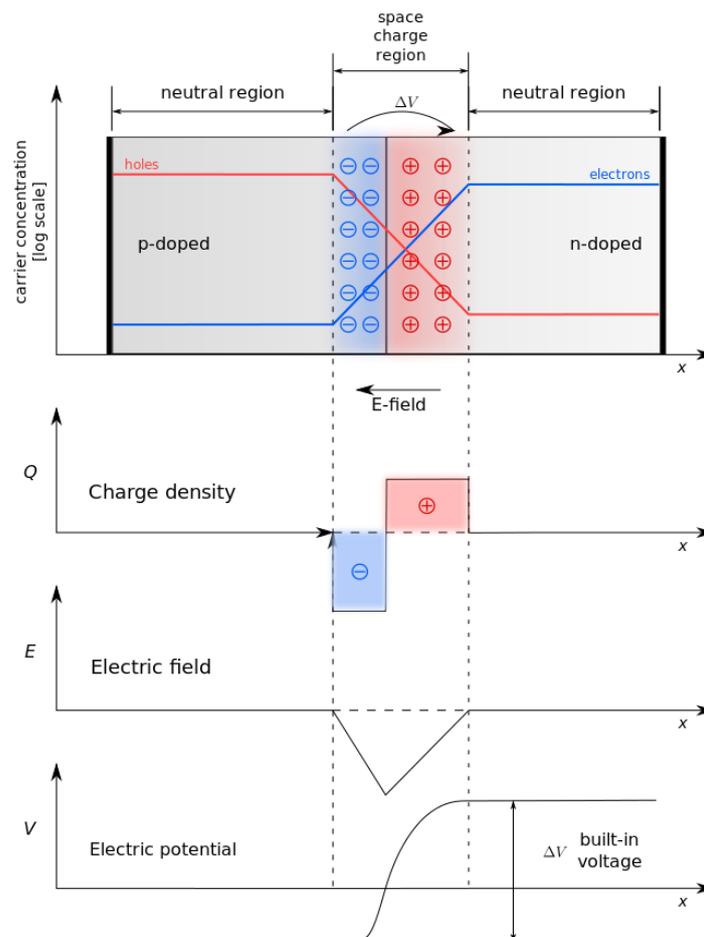


Abbildung 4: Verlauf charakteristischer Größen eines p-/n-Übergangs. Zu sehen ist die Ladungsträgerverteilung im Halbleiter mit der ausgebildeten Raumladungszone sowie die Ladungsträgerdichten. Weiterhin finden sich das aufgebaute elektrische Feld und das elektrostatische Potential [4]

Wird eine äußere Spannung angelegt, die den Auf- bzw. Abbau des Potentials beeinflusst, so handelt es sich um eine Diode. Ihre (technische) Durchlassrichtung liegt dabei vom p- zum n-Halbleiter vor, was in nachfolgenden Abbildungen 5 und 6 skizziert ist:

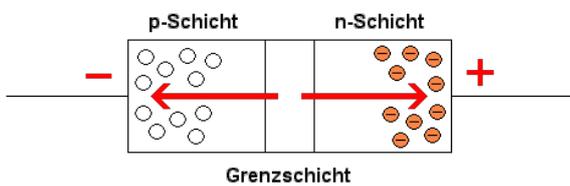


Abbildung 5: Aufgebaute Barriere bei angelegter Spannung entgegen Durchlassrichtung; der linke Pfeil zeigt die Flussrichtung der Löcher an, der rechte die der Elektronen [5]

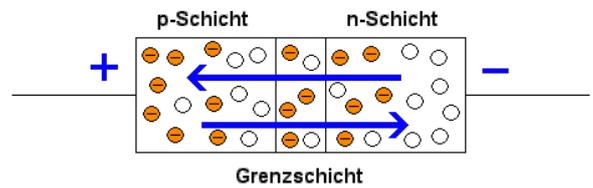


Abbildung 6: Abgebaute Barriere bei angelegter Spannung in Durchlassrichtung; der obere Pfeil markiert die Flussrichtung der Elektronen, der untere die der Löcher [6]

Die durchlasseigenschaften einer Diode sind stark von der Angelegten Spannung abhängig, was in Abbildung 7 nochmals verdeutlicht wird.

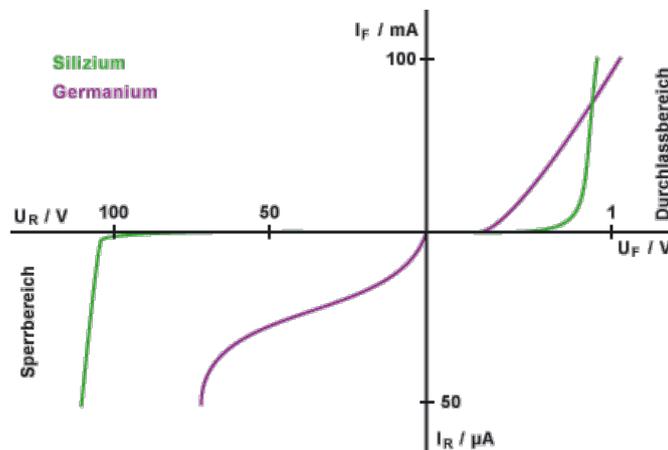


Abbildung 7: Beispielhafte Diodenkennlinien von Silizium und Germanium. Zu sehen sind die Schwellspannung (rechts) sowie die Durchbruchspannung (links). [7]

Die Schwellspannung ist jene, bei der die Sperrschicht abgebaut und die Diode leitfähig wird und variiert je nach Halbleitermaterial und Dotierung, beträgt meist aber wenige Volt. Die Durchbruchspannung hingegen ist jene, bei der sich das Potential über den gesamten Halbleiter ausdehnt und die Diode entgegen ihrer Durchlassrichtung leitfähig wird. Dies geschieht, wenn eine entgegen der Durchlassrichtung angelegte hohe Spannung im Bereich von  $10^1$  bis  $10^3$  Volt, die Elektronen aus ihren kristallinen kovalenten Bindungen herauslöst. Dieser Effekt wird Zener-Effekt genannt und in gleichnamigen Dioden beispielsweise zum Schutz elektronischer Bauteile genutzt, bei nicht dafür ausgelegten Dioden können solch hohen Spannungen jedoch zur Zerstörung dieser führen. Auch hier können sich die Verläufe aufgrund der verschiedenen Eigenschaften verschiedener Halbleiter und Dotierungen unterscheiden.

### 3.2.4 Oberflächenzustände und Oberflächensperrschicht

Ein weiterer Effekt bei Halbleitern sind die Oberflächenzustände. Im Allgemeinen kann nicht davon ausgegangen werden, dass der Rand eines Halbleiter wie in seinem Volumen strukturiert ist. So können beispielsweise Oxidschichten oder Fremdatome am Rand zur Veränderungen der Oberfläche führen. Diese Unreinheiten sorgen für neue Zustände zwischen Valenz- und Leitungsband. Da diese so entstandenen Oberflächenzustände energetisch niedriger liegen als die des Leitungsbandes, fallen nahegelegene Elektronen des Leitungsbandes benachbarter Atome auf die Oberflächenzustände herab. Abbildung 8 zeigt diesen Sachverhalt auf.

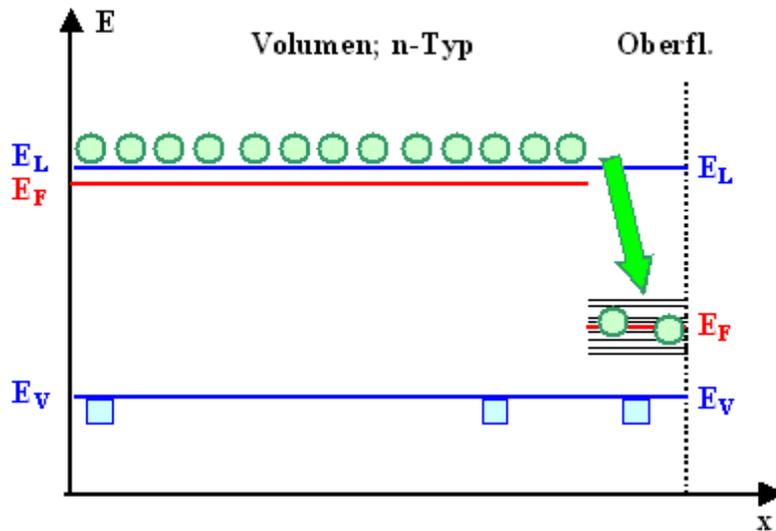


Abbildung 8: Halbleiterbandstruktur sowie Oberflächenzustände am Halbleiterrand [8]

Der somit elektrisch negativ geladene Randbereich sorgt dafür, dass sich ein Potential ähnlich der Sperrschicht ausbildet. Elektronen des Leitungsbandes die keine Oberflächenzustände besetzt haben, werden vom Rand aus weg gedrückt. Abbildung 9 verdeutlicht diese Potenzialbarriere.

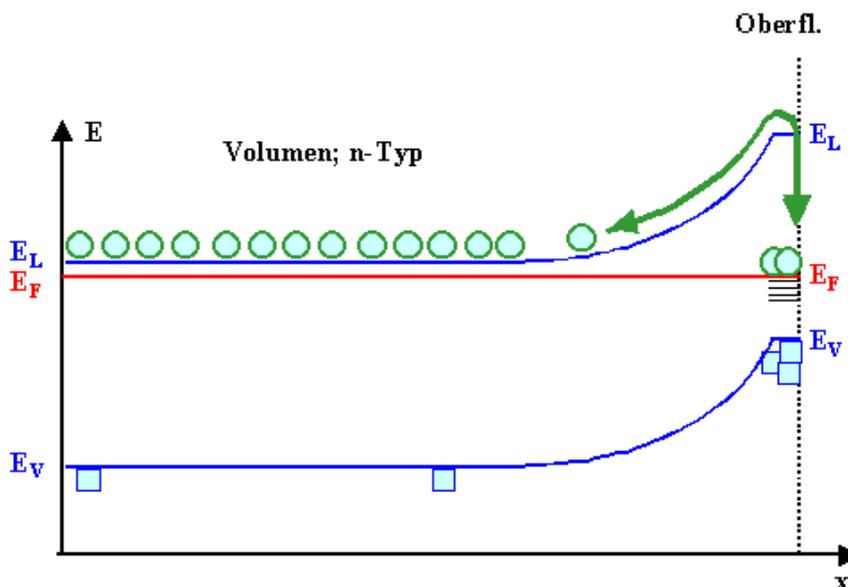


Abbildung 9: Potential des Randbereichs für besetzte Oberflächenzustände [9]

Allgemein möchte man für Halbleiter Oberflächenzustände vermeiden, da sie die allgemeine Berechenbarkeit stören, in einigen Anwendungen hingegen sind sie praktisch und werden meist mit der Aufdampfung einer Metallschicht realisiert. Über eben diese Metallschicht lässt sich eine Spannung anlegen, die eine Halbleitersperrschicht auf bzw. abbauen kann sowie die Oberflächensperrschicht.

### 3.3 Teilchendetektion mittels Halbleitern

Liegt an einem Halbleiter eine hinreichend große Spannung an, so kann das gesamte Volumen des Halbleiters von einer Sperrschicht durchzogen sein. Das resultiert darin, dass dieser nicht leitfähig ist, da alle Elektronen mit Löchern rekombiniert sind. Gelangt jetzt jedoch ionisierende Strahlung in die Sperrschicht, so können durch Stöße Elektronen-Loch-Paare erzeugt werden, die potentialbedingt sich zum jeweils ungleichnamigen Potentialende bewegen. Dies sorgt für einen Spannungspuls, welcher proportional zur Anzahl der Ausgelösten Elektronen-Loch-Paare ist. Dies

wiederum ist proportional zur Energie der ionisierenden Strahlung. Diese Art der Detektion ermöglicht es jedoch nur Strahlung mit großer Eindringtiefe zu detektieren, hierbei kann es durch entsprechende Aufdampfung von Metallen am Rand, ermöglicht werden, dass sich eine Oberflächensperrschicht ausbildet, welche nur einige *nm* vom Rand entfernt ist. Somit könnten auch Alphateilchen im Detektor detektiert werden. Um den Prozess der Sammelzeit kurz zu halten, die Ladungsträger aus der eigentlichen Sperrschicht abzutransportieren, wird der Halbleiter weiträumig mit Metall bedampft um die entstanden Ladungsträger schnell abzugreifen. Der Ionisationsprozess sowie ein schematischer Aufbau des Oberflächensperrschichtdetektors sind in Abbildung 10 und 11 einzusehen.

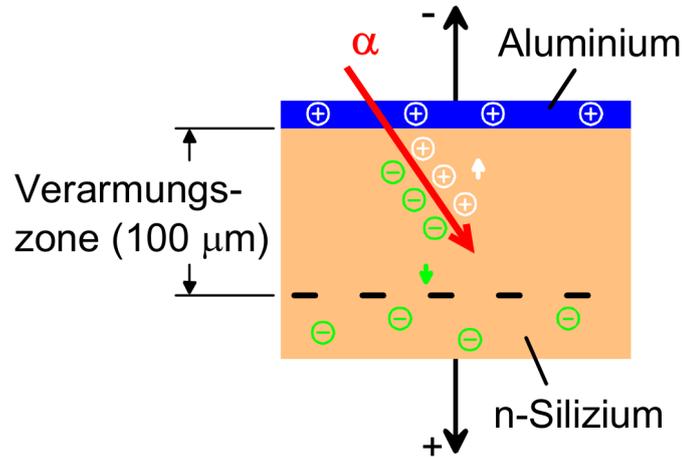


Abbildung 10: Schematischer Aufbau eines Halbleiterdetektors mit eintreffendem Alphateilchen [10] (bearbeitet)

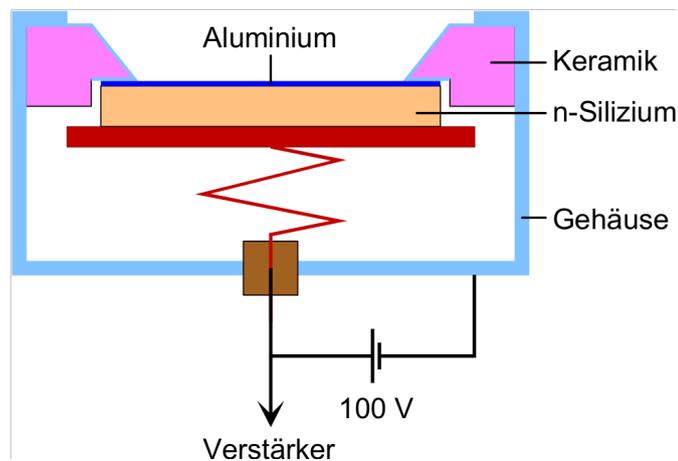


Abbildung 11: Aufbau eines typischen Oberflächensperrschichtdetektors [10] (bearbeitet)

### 3.4 Energieauflösung

Halbleiterdetektoren können wie alle Messinstrumente Energien nicht scharf messen, sie besitzen eine Auflösungsgrenze. Diese hängt von verschiedenen Eigenschaften ab, zu einem ist eine untere Grenze die Energie benötigt, um ein Elektronen-Loch-Paar zu erzeugen, da keine kleineren Energien im Halbleiter erzeugt werden könnten, wenn man von Einzelerzeugungen ausgeht. Die Statistik bei der Elektronen-Loch-Paar-Erzeugung stellt eine weitere Einschränkung, sowie das Rauschen der Messelektronik und des Detektors allgemein. Beachtet man diese Faktoren so lässt sie die Energieauflösung eines solchen Detektors bestimmen.

#### 3.4.1 Fano-Faktor

Der Fano-Faktor gibt an wie stark die Abweichung der experimentellen Verteilung von der Theoretischen Poisson-Verteilung ist. Betrachtet wird hierbei der relative Unterschied.

$$F = \frac{\sigma_{exp}}{\sigma_{theo}} \quad (7)$$

Wäre  $\sigma_{exp} = \sigma_{exp}$ , so ergäbe sich  $F = 1$ , doch in Experimenten mit beispielsweise Silizium oder Germanium ergeben sich stark von 1 abweichende Werte, bei Silizium  $F \approx 0,115$  und Germanium  $F \approx 0,13$ . Damit ergibt sich ein geringeres Fano-Rauschen, als die Poisson-Verteilung liefert. Dies ist damit zu erklären, dass die meisten Elektronen-Loch-Paar-Erzeugungen stark miteinander korreliert sind, da sie meist durch den gleichen Prozess entstehen. Somit verbessert der Fano-Faktor unsere Auflösung.

---

### 3.4.2 Energieaufwand der Elektronen-Loch-Paar-Erzeugung

---

Die Alphateilchen welche in die Sperrschicht eindringen, haben meist Energien die weitaus größer sind als die Energie die nötig wäre um Elektronen aus dem Valenzband auf das Leitungsband anzuheben und somit ein Elektronen-Loch-Paar zu erzeugen. Einzelne Elektronen erhalten bei der Ionisation Energien von teilweise  $20keV$ , zur Überwindung der Bandlücke werden hingegen meist nur einige wenige  $eV$  benötigt. Diese zusätzliche Energie geben die Elektronen über Phononen und Gitterschwingung ab, außerdem können sie weitere Elektronen-Loch-Paare erzeugen. Beachtet man diese Effekte so werden ungefähr  $3,6eV$  benötigt um ein Paar zu erzeugen. Da diese Prozesse korreliert sind, können sie nicht rein durch eine Poisson-Verteilung beschrieben werden, weshalb der Fano-Faktor dies korrigiert. Die Anzahl der ausgelösten Elektronen-Loch-Paare ergibt sie demnach zu:

$$N = \frac{E}{\epsilon} \quad (8)$$

$N$  ist hierbei die Anzahl,  $E$  die Energie der Alphateilchen und  $\epsilon$  die mittlere zur Auslösung benötigte Energie. Der Fehler berechnet sich mithilfe des Fano-Faktors  $F$  zu:

$$\Delta N = \sqrt{N \cdot F} \quad (9)$$

Die Halbwertsbreite für die Energie des ionisierenden Teilchens ist über die *FWHM* geben zu:

$$E_{FWHM} = 2\sqrt{2\ln(2)}\epsilon\sqrt{N \cdot F} \quad (10)$$

wobei die Halbwertsbreite allgemein gegeben ist durch:

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma \quad (11)$$

typische Größenordnungen für Energieauflösungen eines Halbleiterdetektors liegen im Bereich von  $10keV$  bis  $25keV$ .

---

### 3.4.3 Detektorrauschen

---

Jede elektronische Messapparatur unterliegt Störfaktoren, weshalb eine jede zu einem gewissen Grad rauscht. Dieses Rauschen ist im Fall des Halbleiterdetektors auf die Leitfähigkeit trotz vorhandener Sperrschicht zu erklären, der auftretende Strom ist sehr gering aber dennoch messbar. Dieses Rauschen nennt man auch Schrotrauschen. Zudem sind die Ionisierungsprozesse statistisch verteilt, weshalb es zeitliche Variationen gibt bei der Erzeugung von Elektronen-Loch-Paaren welche zum Rauschen einem Beitrag leisten. Allgemein sorgt das Rauschen dafür, dass es nicht möglich ist Signale beliebig zu verstärken, da das Rauschen ebenso eine Verstärkung erfahren würde bis hin zur Unbrauchbarkeit der Messdaten.

---

## 3.5 Zeitauflösung

---

Die zeitliche Auflösung des Detektorsignals ergibt sich in erster Linie aus der Zeit, in der die durch Ionisation entstanden Elektronen-Loch-Paare durch eine Hochspannung wieder abgeführt werden. Diese Zeit ist bei einer durchschnittlichen Elektromobilität von einigen tausend  $\frac{cm^2}{Vs}$ , sowie einer räumlichen Ausdehnung der Sperrschicht im  $100\mu m$  Bereich mit einer Feldstärke von ungefähr  $1\frac{kV}{cm}$  zu einigen  $10^1 ns$  gegeben. Eine hohe Spannung ist daher notwendig, sodass keine Rekombination stattfinden kann, da sonst kein Signal zu messen wäre.

Einen weiteren Einfluss hat die Bauart des Detektors, welcher den Impulsanstieg beeinflusst, so werden kondensatorähnliche Verläufe beobachtet, falls ein solcher verwendet wird um die Spannungspulse integrativ auszuwerten. Ebenso können lineare Verläufe gemessen werden. Daher ist auch die Zeit zu beachten die nötig ist um einen Ladungs- bzw. Spannungsimpuls zu erzeugen.

### 3.6 Messelektronik

Um die im Halbleiter erzeugten Ladungsunterschiede festzustellen benötigt man diverse Messelektronik, deren Aufgaben im folgendem geklärt werden. Der im Versuch vorliegende Aufbau ist der Abbildung 12 zu entnehmen.

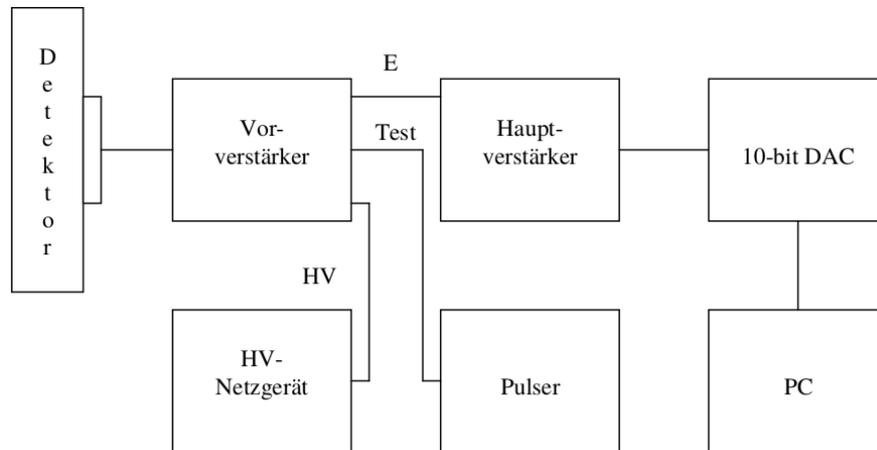


Abbildung 12: Schematischer Versuchsaufbau [12]

#### 3.6.1 Ladungsempfindlicher Vorverstärker

Zu Beginn werden im Halbleiter Ladungsunterschiede erzeugt bzw. Ladungen gesammelt. Dies erfolgt über das schnelle Laden eines Kondensators, welcher sich danach langsam über einen Widerstand entlädt. Daher ist der Puls ein schnelles Aufladen gefolgt von langsamem Entladen eines Kondensators. Die Kondensatorladung ist abhängig von der erzeugten Spannung, die aus der Anzahl der erzeugten Elektronen-Loch-Paare hervorgeht, welche wiederum proportional zur Alpha-Energie ist. Somit ist die Signalhöhe sowie Dauer ein Maß für die Energie des ionisierenden Teilchens. Der Pulsverlauf ist in Abbildung 13 einzusehen.

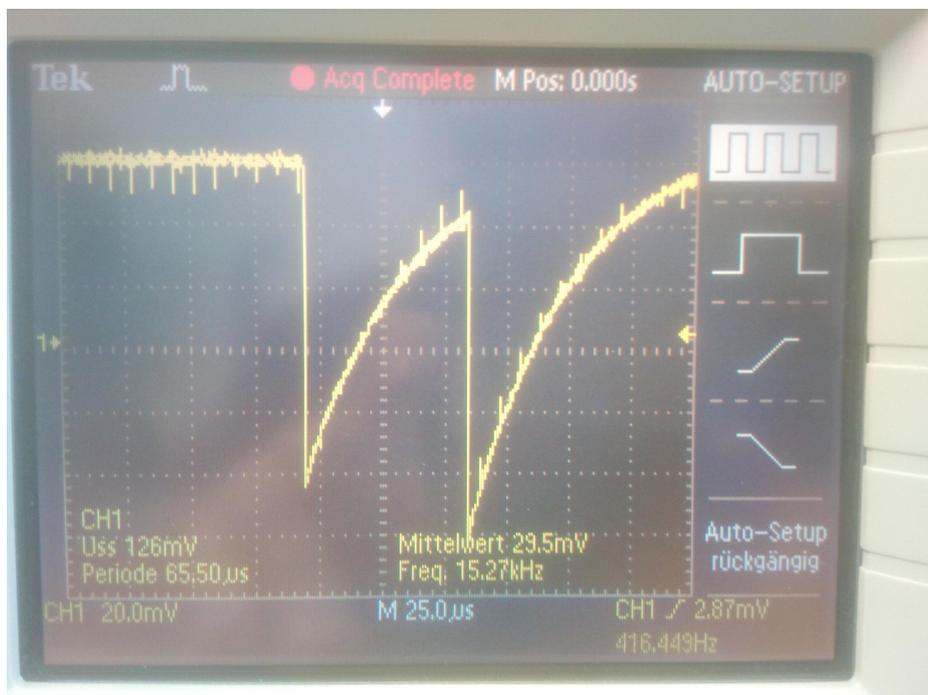


Abbildung 13: Signal nach dem ladungsempfindlichen Vorverstärker am Oszilloskop, die y-Skala in 20 mV Divisoren und die x-Achse in 25 µs

Es lässt sich auch beobachten, dass Signale aufgrund der langen Abfallszeit zusammenfallen können.

### 3.6.2 Hauptverstärker

Um die Signale später am Computer auswerten zu können müssen sie für den ADC vorbereitet werden. Zunächst werden die vorverstärkten Signale weiter verstärkt und mithilfe eines RL-CR Bauelements linearisiert und anschließend ein Nulldurchgang sowie flankenartiger Anstieg hinzugefügt. Hierfür wird der Hauptverstärker welcher in Abbildung 14 einzusehen ist verwendet.



Abbildung 14: Hauptverstärker mit angeschlossenem Oszilloskop am unipolaren Ausgang

Dabei sorgt der Hauptverstärker für eine gute zeitliche Auflösung, sowie für ein akzeptables Rausch- Signalstärkenverhältnis. Hierbei wird zunächst ein unipolarer Puls erzeugt und später ein bipolarer. Für die unipolare Pulsformung ergab sich das Bild welches in Abbildung 15 einzusehen ist am Oszilloskop.

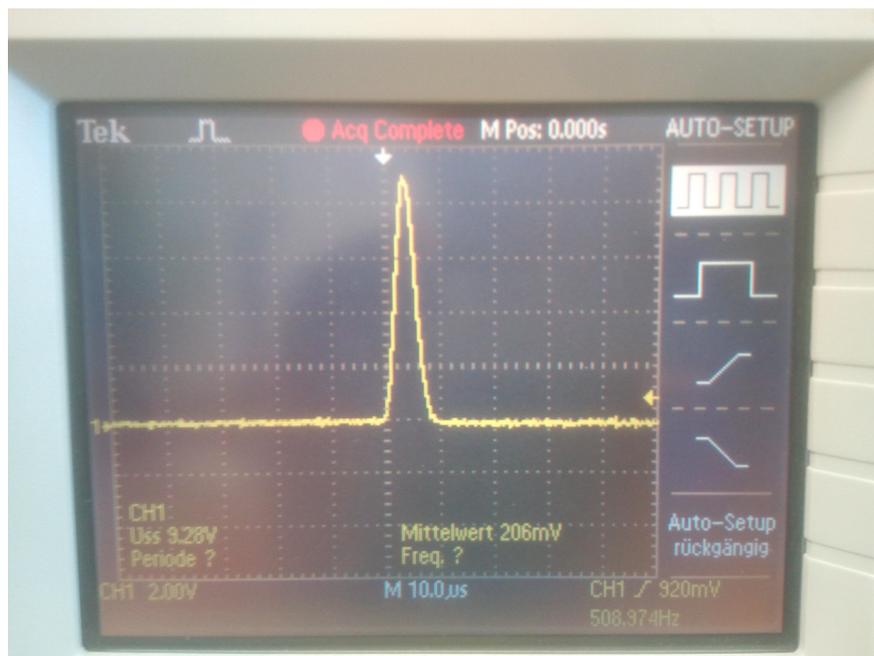


Abbildung 15: Signal nach dem Hauptverstärker (unipolar), die y-Skala in 2V Derivaten und die x-Achse in 10 $\mu$ s

Es ist zu erkennen, dass der Signalwandler ein wesentlich kürzeres Signal ausgibt, was zur Vermeidung von Summenpeaks beiträgt. Zwei aufeinanderfolgende Signale sind in Abbildung 16 einzusehen.



Abbildung 16: Signal nach dem Hauptverstärker (unipolar) mit zwei Signalen, die y-Skala in 2V Derivaten und die x-Achse in 10µs

Die Pulshöhe repräsentiert hierbei die jeweilige Alphaenergie, eine typische Aufnahme ist Abbildung 17 zu entnehmen.



Abbildung 17: Signal nach dem Hauptverstärker (unipolar) mit mehreren Signalen unterschiedlicher Stärke, die y-Skala in 2V Derivaten und die x-Achse in 10µs

Wird der Pulsformer auf bipolar gestellt so wird der unipolare Peak auf die negative Achse gespiegelt. Ein solches Signal ist in Abbildung 18 aufgenommen.



Abbildung 18: Signal nach dem Hauptverstärker (bipolar), die y-Skala in 5V Derivaten und die x-Achse in  $10\mu\text{s}$

Nach diesen Verstärkungen und Pulsformung kann das Signal nun von einem ADC Digitalisiert werden in dem es die Energien in verschiedene Kanäle aufteilt. Der ADC im Versuch teilt die Peaks in  $2^{14}$  also 16384 Kanäle ein. Dabei zählt ein Computer wie oft ein jeder Kanal gemessen wurde. Die Zugehörige Datenaufnahme am Computer ist in folgender Abbildung 19 dargestellt.

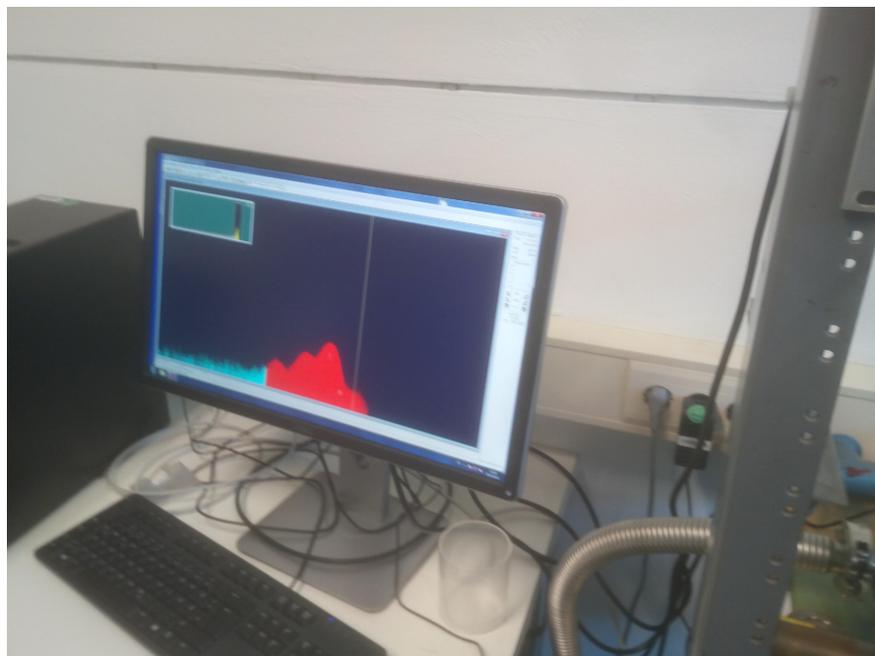


Abbildung 19: Computer mit aktiver Messsoftware

Um für die Kalibrierung verschieden Energien zu erzeugen wurde ein Pulser genutzt, der Periodisch Signale einer eingestellten Energie erzeugt. Der Versuchsaufbau im Labor lag wie in Abbildung 20 vor:

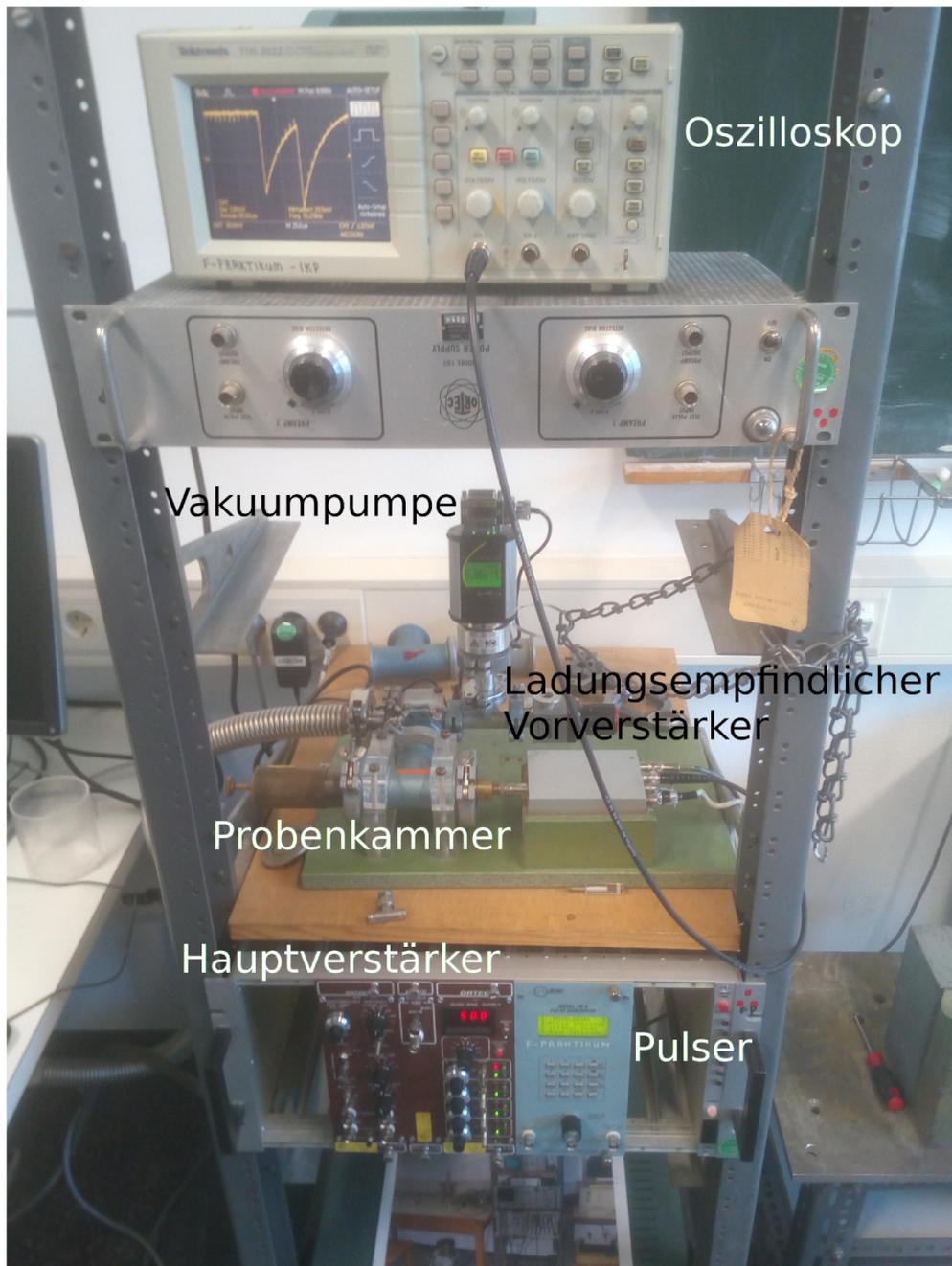


Abbildung 20: Bild des Versuchsaufbaus zu sehen sind Vakuumpumpe mit Halbleiterzähler und ladungsempfindlicher Vorverstärker, sowie der Hauptverstärker, Pulser und ADC

---

## 4 Versuchsdurchführung und Auswertung

---

### 4.1 Pulserspektrum

---

Nachdem die im letzten Kapitel diskutierten Eigenschaften des Aufbaus behandelt wurden, konnte der eigentliche Versuch gestartet werden.

Für folgende Untersuchungen ist eine Energiekalibrierung des Aufbaus notwendig. Dazu wird das  $^{241}\text{Am}$ -Präparat direkt vor dem Detektor platziert und der Kolben evakuiert. Das Vakuum war dabei nicht perfekt und schwankte für die Dauer des Betriebs zwischen den anfänglichen  $4 \cdot 10^{-1} \text{ mbar}$  und zwischenzeitlich beobachteten  $15 \cdot 10^{-1} \text{ mbar}$ . Sobald sich der  $5,486 \text{ MeV}$ -Peak genügend herausgebildet hat, wurde der Pulser genutzt, um ein identisches Signal zu imitieren. Durch Variation der Pulserspannung konnten insgesamt die Kanalpositionen von drei verschiedenen, bekannten Energien bestimmt werden.

Zur Bestimmung der Kalibrierungsfunktion mithilfe des Pulserspektrums wird dieses über den Kanälen aufgetragen. Dabei werden die Peaks mit einer Gaußfunktion gemäß

$$f(x) = N e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (12)$$

gefittet, wobei  $N$  die Ereignisse beim Erwartungswert  $\mu$  und  $\sigma$  die Varianz darstellt. So wird ein Zusammenhang zwischen dem energiereichsten Peak, der für den Alphazerfall des Americiums bei einer Energie von  $5,486\text{MeV}$  steht, und den anderen Peaks, deren Energien durch das Verhältnis der Pulserenergien bekannt sind, hergestellt. Das Spektrum ist in Abbildung 21 einzusehen.

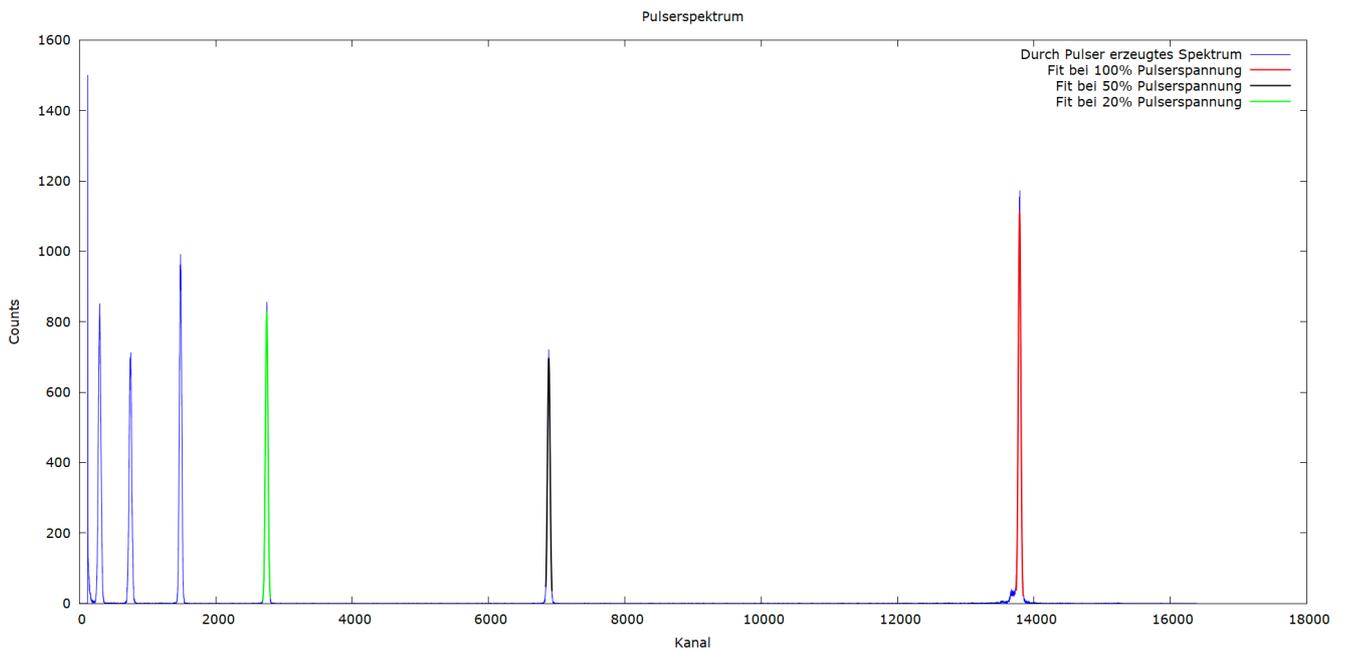


Abbildung 21: Das vom Pulser erzeugte Spektrum mit Gaußfits der Peaks. Gefittet wird nur an die drei Peaks mit der höchsten Energie (entsprechend den Farben grün, schwarz, rot), da es sich bei den drei Peaks mit niedrigerer Energie um Reflektionen der Signale im Kabel handelt und sie nicht für die Kalibrierung verwendet werden können.

Tabelle 3: Fitdaten der Gaußkurven des Pulserspektrums

	$N \pm \Delta N$	$\mu \pm \Delta\mu$	$\sigma \pm \Delta\sigma$
$f_{100\%}$	$1113,5 \pm 4,38$	$13788,2 \pm 0,09$	$18,54 \pm 0,08$
$f_{50\%}$	$695,92 \pm 2,17$	$6883,84 \pm 0,07$	$19,01 \pm 0,07$
$f_{20\%}$	$826,98 \pm 4,33$	$2747,28 \pm 0,11$	$18,89 \pm 0,11$

Die so gewonnenen Werte für  $\mu$  werden in Verbindung mit den Energien genutzt, um die Energiekalibrierung durchzuführen. Die zugehörige Kalibrierungsfunktion lautet:

$$E(k) = (0,3974 \pm 0,0002) \frac{\text{keV}}{\text{Kanal}} k + (5,82 \pm 1,4) \text{keV} \quad (13)$$

Die Gerade ist in Abbildung 22 einzusehen.

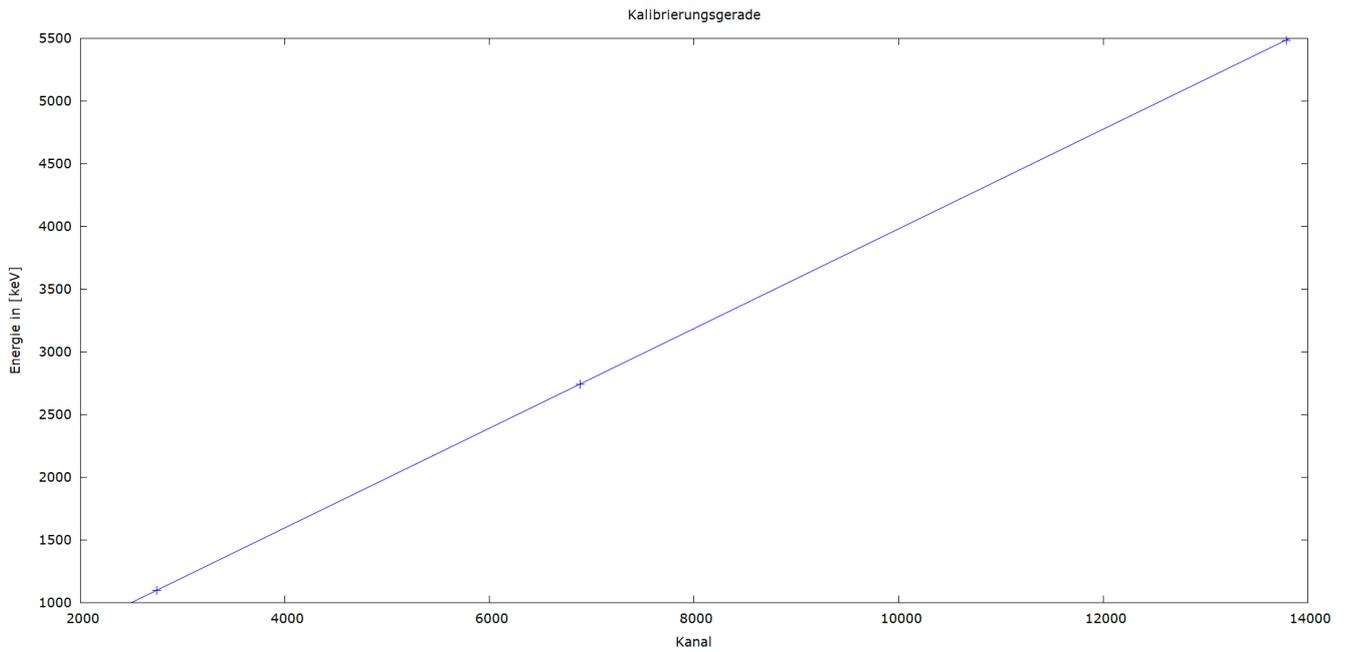


Abbildung 22: Durch das Pulserspektrum bestimmte Kalibrierungsgerade

---

## 4.2 Americiumspektrum

---

Nach Aufnahme der drei Kalibrierungsmesspunkte wird nur das vom  $^{241}\text{Am}$ -Präparat erzeugte Spektrum aufgenommen. Mit diesen Daten können einige Zerfallsenergien und ihre Auftretswahrscheinlichkeiten bestimmt werden. Dazu werden die Americiumereignisse auf den Energien aufgetragen und eine Summe aus Gauß-Funktionen und einer Gerade an das Spektrum gefittet. Die Gerade dient der Berücksichtigung von Untergrundeffekten. Die Fitfunktion hat also die in Gleichung 14 beschriebene Form:

$$f(x) = \sum_{i=1}^4 N_i e^{-\frac{(x-\mu_i)^2}{2\sigma_i^2}} + m'x + b' \quad (14)$$

Dies liefert das in Abbildung 23 einsehbare Spektrum:

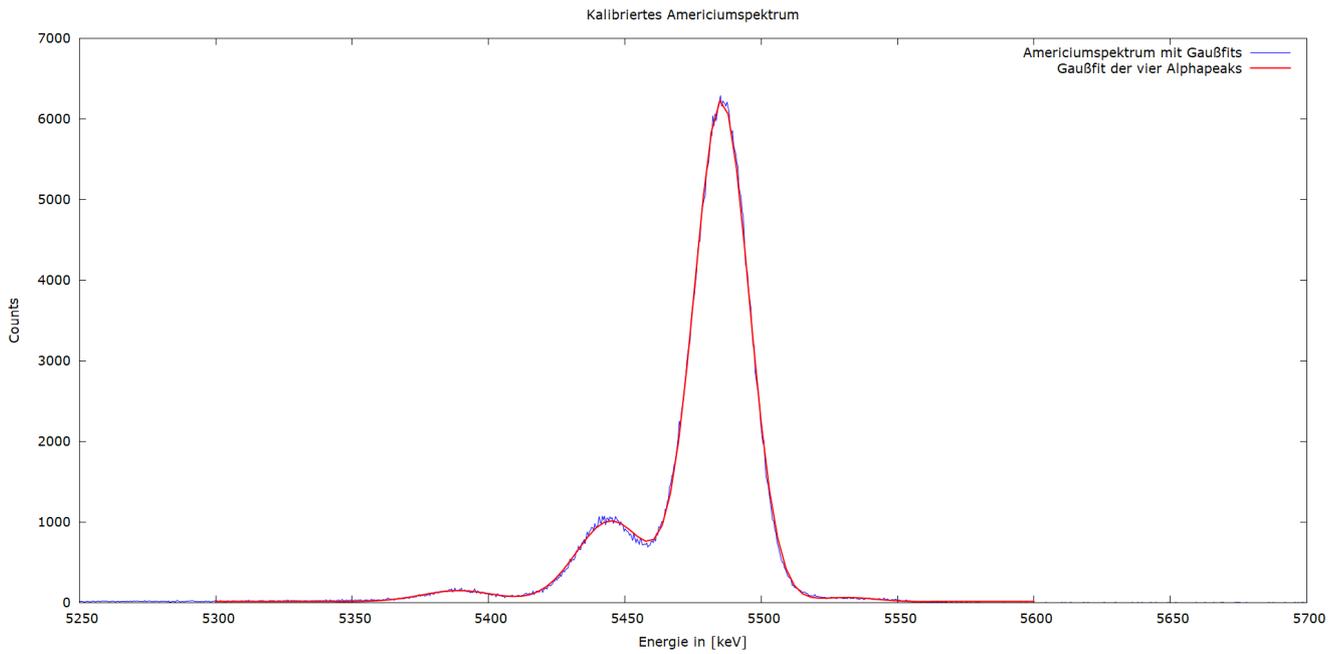


Abbildung 23: Americiumspektrum mit Fitfunktion im relevanten Bereich von  $\approx 5,3\text{MeV} - 5,6\text{MeV}$

Um die Peaks deutlicher erkennen zu können, bietet sich ein logarithmischer Fit an:

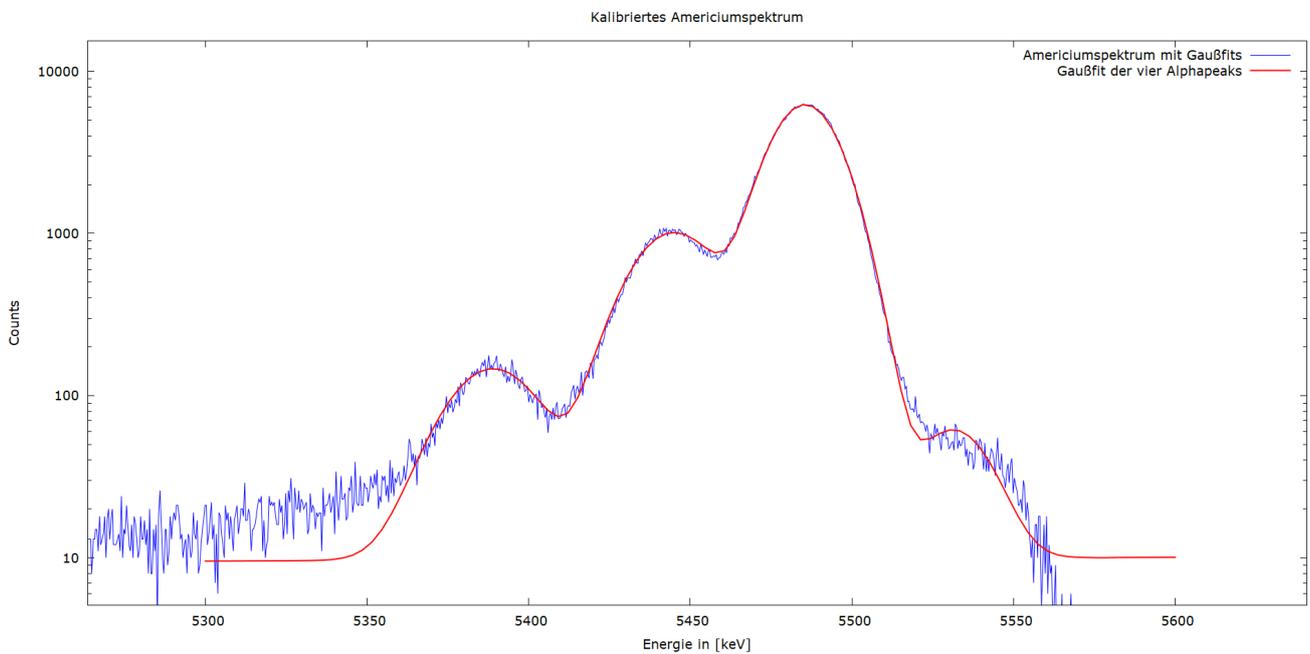


Abbildung 24: Americiumspektrum mit Fitfunktion im relevanten Bereich von  $\approx 5,3\text{MeV} - 5,6\text{MeV}$  mit logarithmischem Fit

Es ist also ersichtlich, dass das Fitmodell angemessen ist. Im Zuge der Auswertung wird derselbe Fit für Ereignisse über Kanäle erstellt und diesbezüglich die Fitdaten angegeben. Dies hat den Vorteil, dass sich anschließend die Bestimmung von Unsicherheiten übersichtlicher gestaltet.

Tabelle 4: Fitdaten der Gaußkurven des Pulverspektrums; Die Nummerierung der Fitfunktionen läuft in Abbildung 24 von links nach rechts.  $\mu$  und  $\sigma$  beziehen sich auf die Kanalnummern, nicht auf Energien.

	$N \pm \Delta N$	$\mu \pm \Delta\mu$	$\sigma \pm \Delta\sigma$	
$f_{Peak1}$	$136.32 \pm 7,63$	$13544,3 \pm 2,06$	$33,6 \pm 2,46$	$m' \quad 0 \pm 0.02$ $b' \quad 0 \pm 223,1$
$f_{Peak2}$	$1001,98 \pm 8,35$	$13684,9 \pm 0.31$	$32,09 \pm 0,34$	
$f_{Peak3}$	$6216.24 \pm 9,75$	$13787 \pm 0.05$	$25,43 \pm 0.06$	
$f_{Peak4}$	$50,38 \pm 9,67$	$13902,4 \pm 4,96$	$25,71 \pm 6,09$	

Die Daten des Geradenteils sind auch hier sehr auffällig und liefern keine Informationen über den Untergrund. Die Berücksichtigung von Untergrundeffekten ist auf diese Art und Weise nicht möglich. Allerdings ergibt dies für die weitere Auswertung keinen Unterschied, da sich ohne Geradenteil die Erwartungswerte nicht und alle anderen Werte in gleichem Maße ändern, sodass die mit Geradenteil bestimmten Werte für die Betrachtung von relativen Intensitäten immer noch nützlich sind.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Zerfall auftritt, ist nämlich durch die relative Intensität  $N_{rel,i}$  eines Peaks  $i$  gegeben:

$$N_{rel,i} = \frac{N_i}{\sum_{i=1}^4 N_i} \quad (15)$$

Die Ungenauigkeit bestimmt sich mit Gauß zu:

$$\Delta N_{rel,i} = \sqrt{\left(\frac{\sum_{j=1}^4 N_j - N_i}{(\sum_{m=1}^4 N_m)^2} \Delta N_i\right)^2 + \sum_{j=1, j \neq i}^4 \left(-\frac{N_i}{(\sum_{m=1}^4 N_m)^2} \Delta N_j\right)^2} \quad (16)$$

Nun können die bestimmten Werte für die Zerfallsenergien und ihre Auftrittswahrscheinlichkeiten mit den Literaturwerten verglichen werden. Die relativen Abweichungen  $Rel(i)$  einer Größe  $i$  sind dabei auf die Literaturwerte bezogen, d.h.

$$Rel(i) = \frac{|i_{exp} - i_{lit}|}{i_{lit}} \quad (17)$$

Die Zerfallsenergien werden durch Einsetzen der Erwartungswerte der Kanäle  $\mu$  in die Kalibrierungsgerade bestimmt.  $m$  und  $b$  beziehen sich hier also auf Gleichung 13. Für die Unsicherheiten gilt dann:

$$\Delta E_{exp} = \sqrt{(\mu \Delta m)^2 + (m \Delta \mu)^2 + (\Delta b)^2 + 2\mu Cov(m, b)} \quad (18)$$

wobei der letzte Term der Fortpflanzung von der Form

$$2 \frac{\partial E}{\partial m} \frac{\partial E}{\partial b} Cov(m, b) \quad (19)$$

ist und die statistische Abhängigkeit von Steigung und Achsenabschnitt der Kalibrierungsgeraden berücksichtigt. Das für diese Ausarbeitung verwendete Fitprogramm GnuPlot liefert dafür  $Cov(m, b) = -0,864$ .

Tabelle 5: Gegenüberstellung der Fitdaten des Pulverspektrums und der Literaturwerte

	$E_{exp}$ in [keV]	$E_{lit}$ in [keV]	$Rel(E)$ in [%]	$I_{rel,exp}$ in [%]	$I_{rel,lit}$ in [%]	$Rel(I)$ in [%]
Peak 1	$5388,99 \pm 1,4$	5388	0,02	$1,84 \pm 0,11$	$1,66 \pm 0,02$	10,84
Peak 2	$5444,87 \pm 1,16$	$5442,8 \pm 0,13$	0,05	$13,53 \pm 0,11$	$13,1 \pm 0,3$	3,28
Peak 3	$5485,45 \pm 1,16$	$5485,56 \pm 0,12$	0,002	$83,95 \pm 0,17$	$84,8 \pm 0,5$	1
Peak 4	$5531,16 \pm 2.29$	$5544,5 \pm 1,6$	0,24	$0,68 \pm 0,13$	$0,37 \pm 0,03$	83,78

Die Literaturwerte wurden durch das Experiment gut reproduziert. Die Positionen der Peaks stimmen bei den ersten drei bis auf weniger als 0,05% überein. Die Abweichung des vierten Peaks fällt etwas größer aus, was aber auch zu erwarten ist, da er im Spektrum kaum ausgeprägt ist.

Die Wahrscheinlichkeiten der Zerfälle überschreiten nur bei den beiden am wenigsten ausgeprägten Peaks eine

5%-Grenze. Besonders die Abweichung der 5544,5keV-Linie sticht hervor, ist aber auch hier durch Betrachtung der aufgenommenen Spektren erklärbar. Weiterhin könnte eine Überlagerung des vierten mit dem wesentlich mehr ausgeprägteren dritten Peak dafür verantwortlich sein.

Die Unsicherheitsbereiche von Experiment und Literatur (soweit vorhanden) überschneiden sich dabei aber nicht. Erklärungen für diese Abweichungen sind im Versuchsaufbau zu suchen: Wie bereits beschrieben schwankte die Qualität des Vakuums während der Messung stark und das Alter des Versuchsaufbaus könnte an nicht einsehbaren Stellen einen Einfluss nehmen. Zudem war die Messdauer von  $\approx 18min$  nicht allzu groß, sodass statistische Fehler hier ins Gewicht gefallen sein könnten.

### 4.3 Bestimmung der Halbwertsbreite

Mit den bestimmten Daten lässt sich statistische und aufbaubedingte Einflüsse auf das gemessene Spektrum bestimmen. Dies wird hier indirekt durch die Bestimmung der theoretisch zu erwartenden natürlichen Halbwertsbreite  $E_{nat}$  des prominentesten Alphapeaks bei 5,486MeV bewerkstelligt.

Unter der Annahme, dass der Einfluss des elektrischen Rauschens durch die Halbwertsbreite der Pulserlinie  $\Delta E_{puls}$  (hier wird die Pulserlinie gewählt, die zuerst auf den durch den Alphazerfall gegebenen Peak hin eingestellt wurde) gegeben ist, die statistische Schwankung der Elektronen-Loch-Paare durch den Fanofaktor zu  $\Delta E_{stat}$  (Vgl. Gleichung 10) bestimmt ist und sich diese Effekte mit dem Beitrag des endlich ausgedehnten Alphastrahlers  $\Delta E_{nat}$  quadratisch addieren, liefert dies einen Ausdruck für die experimentell bestimmte Halbwertsbreite  $\Delta E_{exp}$ :

$$\Delta E_{exp}^2 = \Delta E_{puls}^2 + \Delta E_{stat}^2 + \Delta E_{nat}^2 \quad (20)$$

Dies umgeformt nach der zu erwartenden natürlichen Halbwertsbreite liefert:

$$\Delta E_{nat} = \sqrt{\Delta E_{exp}^2 - \Delta E_{puls}^2 - \Delta E_{stat}^2} \quad (21)$$

Für den Zusammenhang zwischen Halbwertsbreite  $\Delta$  und Standardabweichung einer Gauß-Kurve  $\sigma$  findet sich der Zusammenhang:

$$\Delta = 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma \quad (22)$$

Abgesehen von dieser Umrechnung sind die Werte in Tabellen gegeben.

Die Halbwertsbreite des experimentell bestimmten Peaks ist aus Tabelle 4 bei  $f_{peak3}$  abzulesen. Die Ungenauigkeit ergibt sich zu

$$\Delta(\Delta E_{exp}) = \sqrt{(2\sqrt{2\ln(2)}\Delta\sigma_{E,exp})^2} \quad (23)$$

Der Wert des Pulserbeitrags ist in Tabelle 3 bei  $f_{100\%}$  zu finden, muss aber noch mithilfe der Kalibrierungsgeraden von Kanälen in Energien umgerechnet werden. Die Ungenauigkeit ist hier gegeben durch:

$$\Delta\sigma_{E,puls} = \sqrt{(\sigma_k\Delta m)^2 + (m\Delta\sigma_k)^2} \quad (24)$$

$$\Delta(\Delta E_{puls}) = \sqrt{(2\sqrt{2\ln(2)}\Delta\sigma_{E,puls})^2} \quad (25)$$

Speziell ist der statistische Beitrag, für ihn gilt Gleichung 10, wobei die Energie der einfallenden Teilchen hier der Energie der Alphateilchen von 5,486MeV entspricht.

Die Halbwertsbreiten und ihre Ungenauigkeiten sind in Tabelle 6 angegeben.

Tabelle 6: Standardabweichungen, Halbwertsbreiten und ihre Ungenauigkeiten (sofern eine Angabe möglich) in Bezug auf Kanäle und Energien

	Experimentell	Pulser	Statistisch
$\sigma_k$		18,54 ± 0,08	
$\sigma_E$ in [keV]	10,16 ± 0,02	7,42 ± 0,04	
$\Delta E$ in [keV]	23,92 ± 0,05	17,46 ± 0,09	4,05

Dies liefert für die natürliche Halbwertsbreite einer Linie:

$$\Delta E_{nat} = 15,84 \quad (26)$$

$$\Delta(\Delta E_{nat}) = \sqrt{\left(\frac{\Delta E_{exp}}{\Delta E_{nat}} \cdot \Delta(\Delta E_{exp})\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_{puls}}{\Delta E_{nat}} \cdot \Delta(\Delta E_{puls})\right)^2} = 0,12 \quad (27)$$

Der statistische Einfluss der Messung überwiegt weder die durch Alphateilchen, noch die durch den Versuchsaufbau selbst erzeugten Signale. Allerdings überwiegt der Einfluss der Elektronik den des Alphastrahlers.

---

#### 4.4 Bestimmung des Energieverlusts von Alphateilchen in Luft

---

Der Versuchsaufbau ermöglicht die Untersuchung des Energieverlusts von geladenen Teilchen in Luft. Dazu wird das Vakuum abgestellt und der Abstand  $L$  des Präparats wird von  $0\text{mm}$  auf  $25\text{mm}$  in  $5\text{mm}$ -Schritten (i. F. sei diese Schrittweite  $L' = 5\text{mm}$ , wobei die Ungenauigkeit als  $\Delta L' = 1\text{mm}$  angenommen wurde) variiert und pro Position so lange Ereignisse gemessen, bis ungefähr 60 Ereignisse pro Position vorliegen.

Beim Belüftungsvorgang selbst ist bereits eine deutliche Veränderung des Spektrums beobachtbar, siehe Abbildung 25.

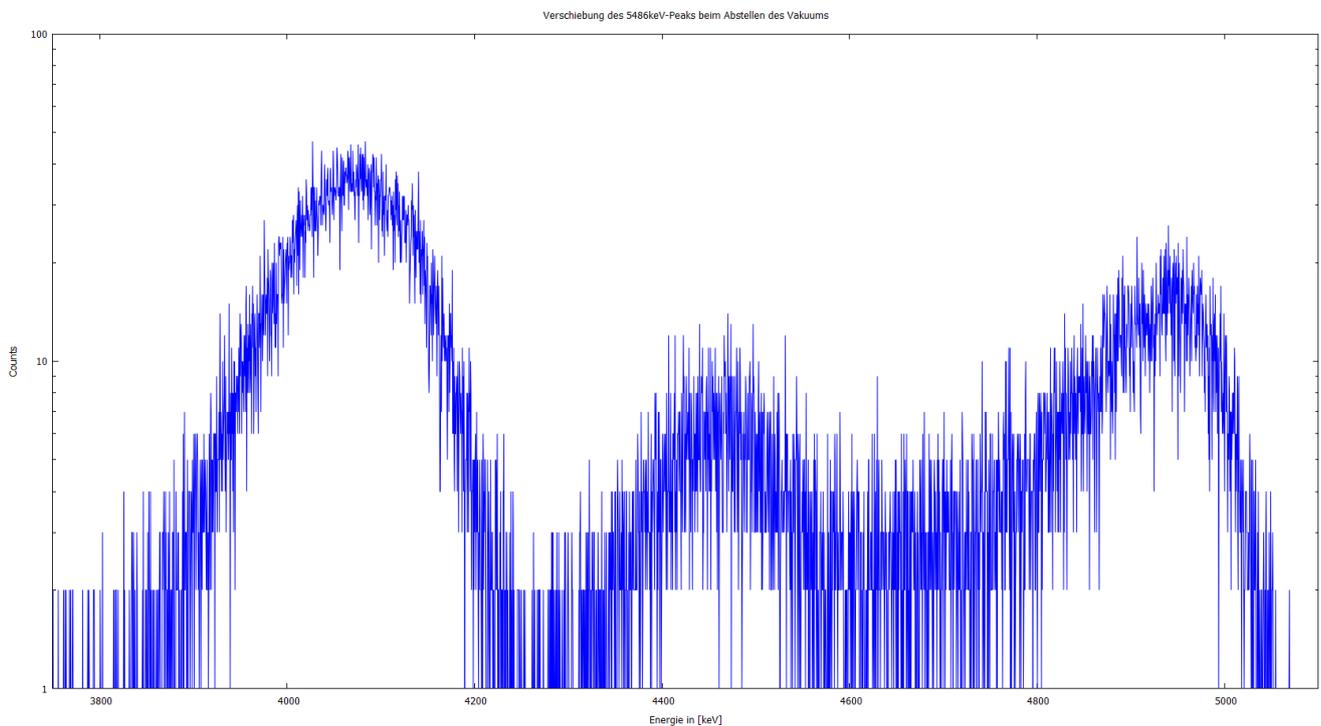


Abbildung 25: Verschiebung des Spektrums beim Belüftungsvorgang der im kürzesten Abstand zum Detektor platzierten Probe. Der rechte Peak stellt den  $5486\text{keV}$ -Peak dar, der bereits durch die Luftzufuhr ein wenig nach links (zu niedrigeren Energien hin) verschoben wurde, sodass er sich in dieser Abbildung bereits unterhalb von  $5000\text{keV}$  befindet. Der mittlere Peak ist eine weitere Verschiebung des  $5486\text{keV}$ -Peaks zu niedrigeren Energien hin. Dass sich dieser und der vorherige Peak so deutlich herausbilden, zeigt, dass die Luftzufuhr unregelmäßig verlief. Der linke Peak zeigt die Position der  $5486\text{keV}$ -Linie bei vollständig abgebauten Vakuum. Die Höhe der Peaks ist dabei repräsentativ für die Dauer, die die Alphateilchen die zugehörige Energie aufwiesen.

Durch Platzieren der Probe bei sechs verschiedenen Abständen zum Detektor entstand das in Abbildung 26 einzusehende Spektrum.

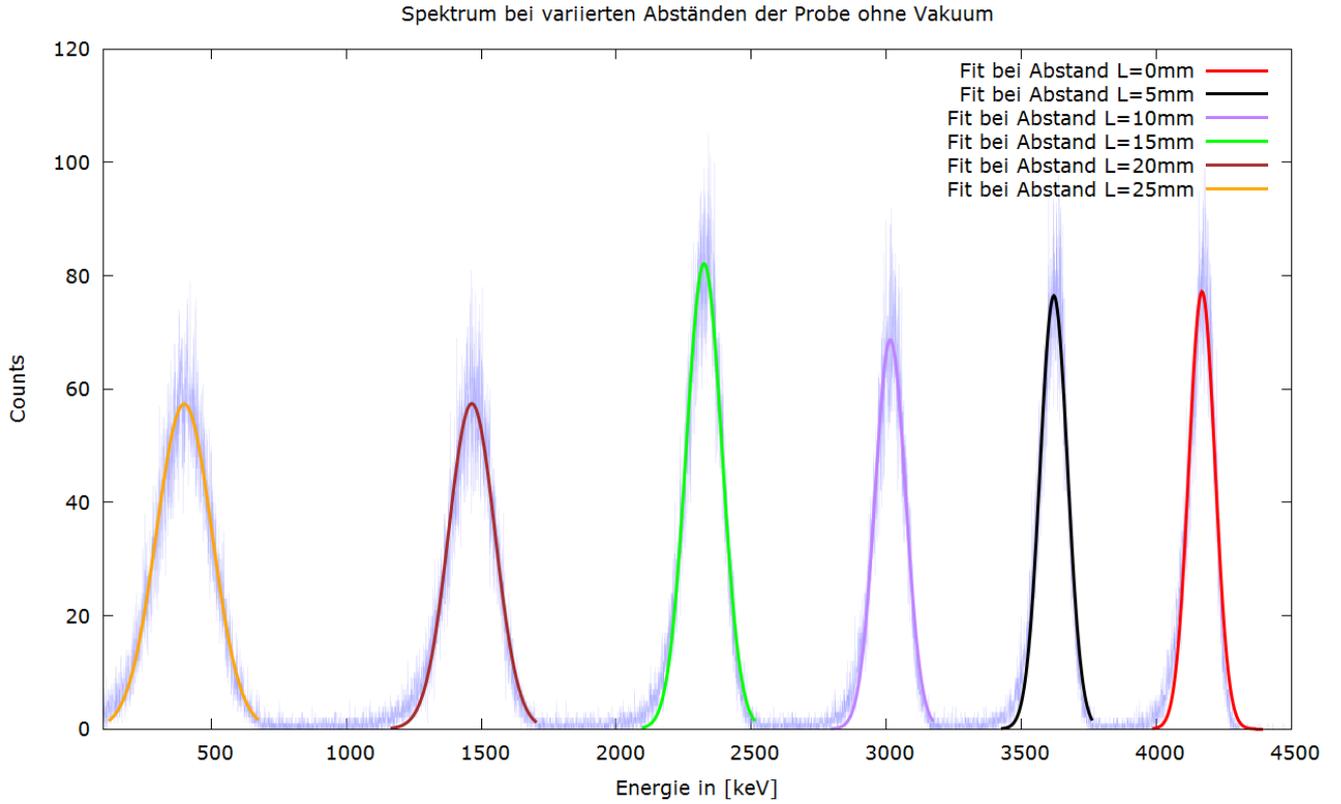


Abbildung 26: Gemessene Ereignisse bei verschiedenen Abständen des Präparats zum Detektor mit lokal gefitteten Gaußkurven

Tabelle 7: Fitdaten der Gaußkurven des Spektrums ohne Vakuum

	$N \pm \Delta N$	$\mu \pm \Delta\mu$	$\sigma \pm \Delta\sigma$
$f_{L=0mm}$	$77.2117 \pm 0.5358$	$4168.55 \pm 0.3872$	$48.2786 \pm 0.3868$
$f_{L=5mm}$	$76.4704 \pm 0.5331$	$3620.13 \pm 0.4092$	$50.8108 \pm 0.41$
$f_{L=10mm}$	$68.7067 \pm 0.463$	$3014.59 \pm 0.4391$	$56.4223 \pm 0.4401$
$f_{L=15mm}$	$82.1705 \pm 0.4557$	$2325 \pm 0.422$	$65.9009 \pm 0.4229$
$f_{L=20mm}$	$57.4417 \pm 0.3422$	$1464.8 \pm 0.589$	$85.6316 \pm 0.5907$
$f_{L=25mm}$	$57.3638 \pm 0.304$	$399.85 \pm 0.6275$	$102.644 \pm 0.633$

Die höchste in diesem Versuch beobachtete Zerfallsenergie beträgt  $\approx 5545keV$ . Dies entspricht nicht relativistisch gerechnet einer kinetischen Energie von relativistischen Faktor von  $\beta \approx 0,055$ . Da bereits diese nicht durch Luft abgeschwächten Teilchen auch nur annähernd Lichtgeschwindigkeit erreichen, kann für die folgende Betrachtung die Bethe-Bloch-Formel vereinfacht als

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\alpha}{E_{kin}} \ln(\gamma E_{kin}) \quad (28)$$

geschrieben werden, wobei  $\alpha, \gamma$  entsprechende Proportionalitätsfaktoren sind.

Es müssen nun noch Werte für den Energieverlust gefunden werden. Dafür wird für benachbarte Energiewerte der Energieverlust gemäß

$$\frac{dE_L}{dx} = \frac{E_L - E_{L+5mm}}{L'} \quad (29)$$

$$\Delta \frac{dE_L}{dx} = \sqrt{\left(-\frac{E_L - E_{L+5mm}}{L'^2} \Delta L'\right)^2 + \left(\frac{1}{L} \Delta E_L\right)^2 + \left(-\frac{1}{L} \Delta E_{L+5mm}\right)^2} \quad (30)$$

bestimmt. Dies liefert bei sechs Energien fünf Energiedifferenzen, sodass diese den Mittelwerten der benachbarten Energien

$$\overline{E}_L = \frac{E_L + E_{L+5mm}}{2} \quad (31)$$

$$\Delta \overline{E}_L = \sqrt{\left(\frac{1}{L} \Delta E_L\right)^2 + \left(\frac{1}{L} \Delta E_{L+5mm}\right)^2} \quad (32)$$

zugeordnet werden. Dies liefert die in Tabelle 8 angegebenen Werte für den Fit der Bethe-Bloch-Formel.

Tabelle 8: Abschwächung der Alphateilchen und zugehörige Mittelwerte der Teilchenenergien

Mittelwert in [keV]	Differentieller Energieverlust in $\left[\frac{\text{keV}}{\text{mm}}\right]$
$3894,34 \pm 0,28$	$109,68 \pm 21,94$
$3317,36 \pm 0,3$	$121,11 \pm 24,22$
$2669,8 \pm 0,3$	$137,92 \pm 27,58$
$1894,9 \pm 0,36$	$172,04 \pm 34,41$
$932,33 \pm 0,43$	$212,99 \pm 42,6$

Die Auftragung des theoretischen und des gefitteten Verlaufs finden sich in Abbildung 27.

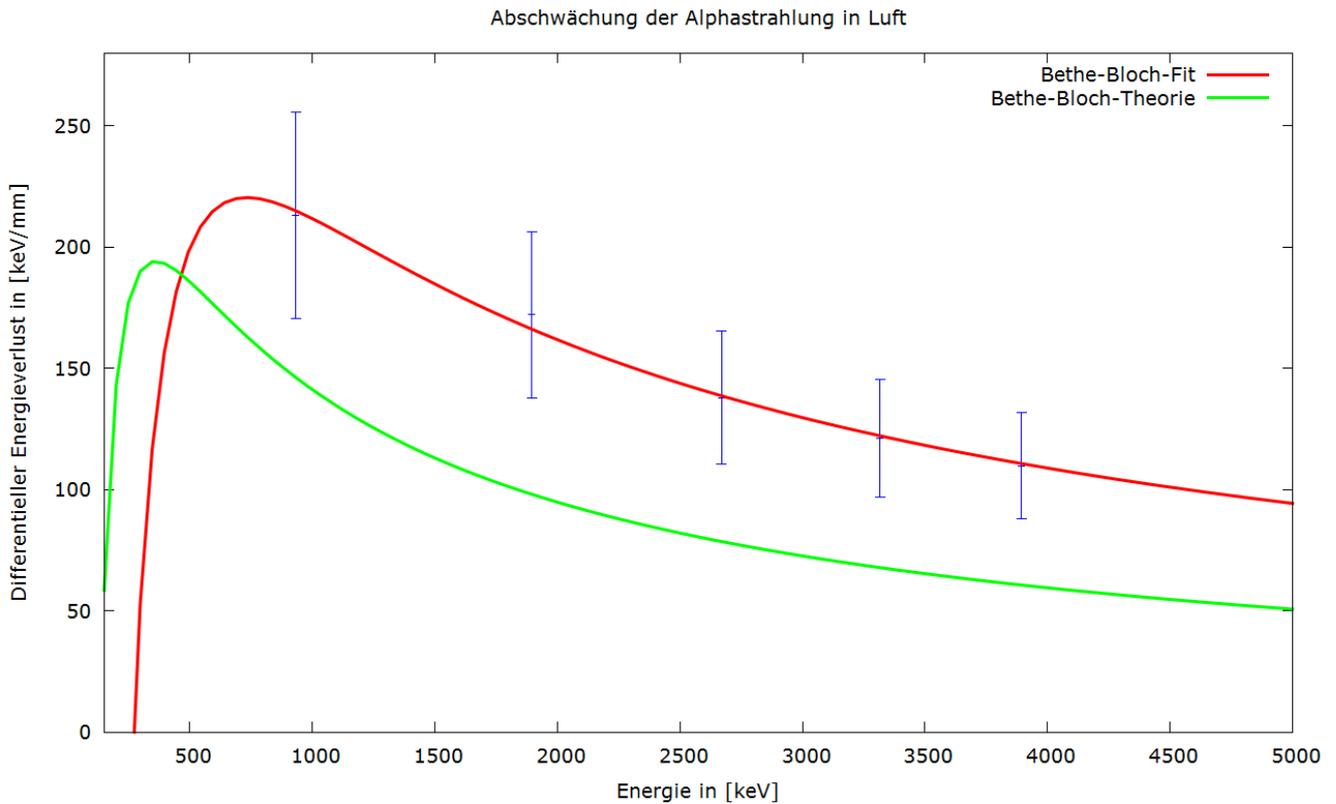


Abbildung 27: Theoretischer und experimentell bestimmter Verlauf des Energieverlusts von Alphateilchen in Luft

Tabelle 9: Gegenüberstellung der theoretischen und experimentell bestimmten Werte für  $\alpha$  und  $\gamma$ .

	Theoretisch	Fit
$\alpha$ in $\left[\frac{(\text{keV})^2}{\text{mm}}\right]$	$6,981 \cdot 10^4$	$16,1393 \cdot 10^4 \pm 0,5285 \cdot 10^4$
$\gamma$ in $\left[\frac{1}{\text{keV}}\right]$	$7,559 \cdot 10^{-3}$	$3,71 \cdot 10^{-3} \pm 2,3 \cdot 10^{-4}$

---

In Abbildung 27 ist einsehbar, dass der Energieverlust von Alphateilchen einer Energie von über  $\approx 500\text{keV}$  in Luft größer ausfällt, als durch die Bethe-Bloch-Theorie beschrieben. Unterhalb dieser Grenze sollte der Energieverlust kleiner ausfallen, als vorhergesagt. Letztere Beobachtung lässt sich im Rahmen dieses Versuches weder bestätigen noch widerlegen, da in diesem Bereich keine Messwerte aufgenommen wurden und eine Beurteilung allein auf Grundlage von Werten überhalb der  $500\text{keV}$ -Grenze nicht möglich ist.

Die Abweichung von der Theorie ist vor allem durch das verwendete Auswertungsmodell zu erklären. Da nur wenige Messwerte aufgenommen wurden, musste der Übergang von  $\frac{dE}{dx}$  zu  $\frac{\Delta E}{\Delta x}$  gemacht werden, der nur als grobe Näherung gelten kann. Zudem wurde der Abstand nur per Augenmaß eingestellt, die relative Ungenauigkeit beläuft sich dadurch auf  $\frac{L'}{L} = 20\%$  und ist ausschlaggebend für die großen Ungenauigkeiten der experimentell bestimmten differentiellen Energieverluste. Weiterhin ist die Ausbreitung der Alphastrahlung isotrop, d. h., dass sie keine bevorzugte Ausbreitungsrichtung hat. Insbesondere folgt die Strahlung also keiner geraden Linie, wie es für die Bethe-Bloch-Formel angenommen wird, und die Abschwächung ist damit nicht nur vom Abstand sondern auch von der Kugelsegmentoberfläche abhängig, die den Detektor abdeckt.

Der Detektor/Aufbau selbst könnte aufgrund seines Alters auch auf die Messung eingewirkt gehabt haben. Neben dem nicht optimalen Vakuum und eventuellen Störeinflüssen der Elektronik könnten auch Verunreinigungen wie Oxidschichten auf der Detektoroberfläche einen Einfluss auf die Messung darstellen.

Dennoch ist zumindest ein ähnlicher Verlauf festzustellen. Die Überlegung, dass der Energieverlust von Alphateilchen höher wird, je langsamer diese sind, da sie so eher mit anderen Teilchen wechselwirken können, kann somit bestätigt werden.

---

## 5 Fazit

---

In diesem Versuch wurde zunächst der Alphastrahler  $^{241}\text{Am}$  untersucht.

Mithilfe eines Pulsers konnte eine prominente Zerfallsenergie nachgestellt und durch Variation der Pulserenergie ein Spektrum erstellt werden. Dieses erlaubte die Bestimmung einer Kalibrierungsfunktion, die Kanalnummer und Energie in einen Zusammenhang setzt. Dabei zu beachten ist, dass das hierfür erzeugte Vakuum nicht perfekt war und sich dadurch Einflüsse für die restliche Auswertung ergeben können.

Durch Kalibrierung konnten mehrere Peaks von  $^{241}\text{Am}$  identifiziert werden. Die Abweichungen der Energien eines Peaks von der Literatur überschritt dabei nicht  $0,15\%$ . Die relativen Intensitäten der Peaks mit den laut Literatur höchsten Auftretswahrscheinlichkeiten stimmen gut mit dieser überein, die beiden mit den niedrigsten Energien weichen deutlicher ab, was wohl ihrer zu geringen Ausprägung im Spektrum geschuldet ist.

Die Bestimmung der Halbwertsbreite zeigte dabei unter geeigneten Annahmen auf, dass das direkt gemessene Spektrum nicht dasjenige des Alphastrahlers ist. Einen wesentlichen Beitrag liefert das Rauschen der Messelektronik, während statistische Effekte des Aufbaus weniger ins Gewicht fallen. Eine Erhöhung der Messdauer und somit eine Verringerung statistischer Effekte des Präparats beeinflussen eine Messung natürlich weiterhin positiv.

Zuletzt erfolgte eine Untersuchung der Bethe-Bloch-Formel, die Voraussagen über den Energieverlust von schweren, geladenen Teilchen in Materie macht. Eine Gegenüberstellung von Theorie und experimentell bestimmten differentiellen Energieverlusten stimmte zumindest vom Verlauf her überein. Die Abweichungen sind vor allem durch großzügige Näherungen beim Fit und eventuell durch den Aufbau gegeben.

Insgesamt konnten viele Eigenschaften von  $^{241}\text{Am}$  sowohl quantitativ als auch qualitativ nachvollzogen werden. Die Bestätigung der Bethe-Bloch-Formel ist nur qualitativ möglich.

---

## 6 Quellenverzeichnis

---

- [1][https://de.wikipedia.org/wiki/Gamow-Faktor#/media/File:Tunneleffekt\\_alpha\\_zerfall.svg](https://de.wikipedia.org/wiki/Gamow-Faktor#/media/File:Tunneleffekt_alpha_zerfall.svg), Stand: 12.03.2018 17:30 Uhr
- [2]<https://www.nds-iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>, Stand: 12.03.2018 18:42 Uhr
- [3]<https://vignette.wikia.nocookie.net/physik/images/5/57/Bandstruktur2.gif/revision/latest?cb=20090104183252&path-prefix=de>, Stand: 14.03.2018, 21:07 Uhr
- [4]<https://en.wikipedia.org/wiki/P%E2%80%93junction#/media/File:Pn-junction-equilibrium-graphs.png>, Stand: 14.3.2018, 21:02 Uhr
- [5][http://www.christoph-weiser.de/physik/hj\\_11\\_II/diode\\_sperr.gif](http://www.christoph-weiser.de/physik/hj_11_II/diode_sperr.gif), Stand: 14.03.2018, 21:04 Uhr
- [6][http://www.christoph-weiser.de/physik/hj\\_11\\_II/diode\\_durchlass.gif](http://www.christoph-weiser.de/physik/hj_11_II/diode_durchlass.gif), Stand: 14.03.2018, 21:05 Uhr
- [7]<https://www.elektronik-kompodium.de/sites/bau/diagramm/02011131.gif>, Stand: 13.03.2018 13:36 Uhr
- [8][https://www.tf.uni-kiel.de/matwis/amat/mw2\\_ge/kap\\_6/illustr/o\\_v\\_2.gif](https://www.tf.uni-kiel.de/matwis/amat/mw2_ge/kap_6/illustr/o_v_2.gif), Stand: 13.03.2018 15:33 Uhr
- [9][https://www.tf.uni-kiel.de/matwis/amat/mw2\\_ge/kap\\_6/illustr/o\\_v\\_3.gif](https://www.tf.uni-kiel.de/matwis/amat/mw2_ge/kap_6/illustr/o_v_3.gif), Stand: 13.03.2018 15:40 Uhr
- [10][http://vorsam.uni-ulm.de/vs/Versuche/G/PDF/G\\_011F00.PDF](http://vorsam.uni-ulm.de/vs/Versuche/G/PDF/G_011F00.PDF), Stand: 13.03.2018 15:41 Uhr

- [11] Versuchsanleitung Tu-Darmstadt FP 2.3 [http://www.ikp.tu-darmstadt.de/media/ikp/lehre\\_ikp/fpraktikum\\_anleitungen/vers23.pdf](http://www.ikp.tu-darmstadt.de/media/ikp/lehre_ikp/fpraktikum_anleitungen/vers23.pdf), Stand: 12.03.2018 14:57 Uhr  
 [12] Tipler Physik Spektrum Verlag 3. Nachdruck der 1. Auflage 1994, Deutsche Fassung ISBN:3-86025-122-8  
 [13] Literaturmappe TU-Darmstadt Fortgeschrittenen Praktikum Versuch 2.3 Stand: 31.05.2005

7 Laborbuch

Detektor (Kupfer/Gold bedampft) wurde eingesetzt  
 Das Präparat  $^{241}\text{Am}$  wurde eingesetzt  
 Vakuumpumpe angestellt

Druck  $\sim 4 \cdot 10^{-1}$  mbar  
 nach 10min  $5,6 \cdot 10^{-1}$   
 nach 10min  $6,1 \cdot 10^{-1}$  mbar

112 mV  
25  $\mu$ s  
 Hauptverstärker  
 Unipolar (Bild)  
 Bipolar (Bild)

Pulser auf bekanntem prominenten Peak  
 gestellt bei: 130785 Kanal / Marker  
 Kanal  $\frac{1}{1000}$  0,3582V Hauptpeak  
 6880 - 50%  
 2780 - 20%  
 - 10%  
 - 5%  
 - 2% } von 100% Hauptpeak  
 zur Kalibrierung

Aufnahme der Daten beim Ruten mit atm.

Abschirmung bei 1. atm

bis ca. 80 counts

1. Messung am Anschlag (kleinsten)

dann zurück bis zum 1. Ring

1. 10500  $\rightarrow$  1400
2. 9100  $\rightarrow$  1500
3. 7600  $\rightarrow$  1800
4. 5900  $\rightarrow$  2100
5. 3700  $\rightarrow$  2700
6. 100  $\rightarrow$  2700

Ringe

