

---

# Alphaspektroskopie mit einem Halbleiterzähler

---

Teilnehmer: Kirill Boguslavski , Oleg Nikiforov

Betreuer: C.Klose

Datum: 18.04.2011

---



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

---

---

Wir versichern hiermit, dass wir den vorliegenden Bericht eigenständig und ohne Hilfe Dritter ausgearbeitet haben. Alle Zitate sind als solche gekennzeichnet.

---

## Inhaltsverzeichnis

---

<b>1</b>	<b>Vorbereitung</b>	<b>3</b>
1.1	pn-Übergang und Diode . . . . .	3
1.2	Oberflächenzustände und Oberflächensperrschichtdetektor . . . . .	3
1.2.1	Detektionsapparatur der Strahlung . . . . .	4
1.2.2	Halbleiterdetektor . . . . .	4
1.3	Americium-241 . . . . .	5
1.4	Alpha-Zerfall . . . . .	5
1.5	Energieverlust geladener Teilchen in der Materie . . . . .	6
1.6	Versuchsaufbau . . . . .	6
1.7	Messung . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Auswertung</b>	<b>8</b>
2.1	Eichung der Energieskala . . . . .	8
2.2	Die $\alpha$ -Linien und FWHM's . . . . .	8
2.2.1	$\alpha$ -Spektrum . . . . .	10
2.2.2	Beitrag des Präparats zur Halbwertsbreite . . . . .	10
2.3	Energieverlust der $\alpha$ -Teilchen in der Luft . . . . .	11
2.4	Fazit . . . . .	12

---

## Einleitung

---

In diesem Versuch soll die  $\alpha$ -Strahlung von  $^{241}\text{Am}$  mittels eines Halbleiterdetektors mit anschließender Messelektronik spektroskopisch untersucht werden und dann die Bethe-Formel für Abbremsung von Teilchen in Luft überprüft werden.

---

## 1 Vorbereitung

---

### Halbleiter und Leitungsmechanismen

---

Ein Halbleiter hat ein Bänderschema, das aus einem Valenz- und einem Leitungsband besteht, die durch eine schmale Bandlücke voneinander getrennt sind (sie beträgt nur wenige eV, bei einem Isolator ist die Bandlücke deutlich größer) und in dieser Lücke befindet sich das Fermi-Niveau. Bei endlichen Temperaturen gibt es wegen des Boltzmann-Faktors Elektronen im Leitungsband, sodass im Valenzband so genannte Löcher oder Defektelektronen entstehen, die als bewegliche positiv geladene Ladungsträger betrachtet werden. Je höher die Temperatur, desto besser wird also die Eigenleitung, das heißt die elektrische Leitfähigkeit des Halbleiters bei angelegter Spannung. Um das Fermi-Niveau eines Halbleiters aus der Hauptgruppe IV (z. B. Si oder Ge) zu verschieben, können Halbleiter durch Verunreinigungen mit Elementen (aus der III. oder V. Hauptgruppe) besetzt werden, was Dotierung genannt wird. Positive Dotierung entsteht, wenn die Verunreinigung durch ein Element aus der III. Hauptgruppe, ein so genannter Akzeptor, erfolgt, wodurch ein Überschuss an Löchern relativ zum 4-wertigen Haupt Halbleiter entsteht. Im Bändermodell formuliert, entstehen neue Energieniveaus knapp über dem Valenzband, sodass das Fermi-Niveau auf diesen Bereich fällt. Wegen des kleineren Energieabstands werden diese neuen Störniveaus von den Elektronen bei endlicher Temperatur besetzt (diese Elektronen sind nun lokalisiert) und im Valenzband entstehen frei bewegliche Löcher, der Halbleiter wird also p-leitend. Analog entsteht die n-Dotierung durch Hinzufügen von Elementen aus der V. Hauptgruppe (Donatoren), sodass zusätzliche Niveaus dicht unter dem Leitungsband gebildet werden und Elektronen aus diesen Niveaus in das Leitungsband angeregt werden. Bei beiden Dotierungsarten bleibt der Halbleiter allerdings elektrisch neutral. Ein p-dotierter Halbleiter hat also einen Überschuss an positiven freien Ladungsträgern (dies sind die Majoritätsladungen, entsprechend sind die negativen freien Ladungsträger die Minoritätsladungen), während ein n-dotierter einen Überschuss an negativen freien Ladungsträgern hat, sodass die Leitungsmechanismen p-Leitung (also vorwiegend erfolgt die elektrische Leitung durch Löcher) bzw. n-Leitung im Gegensatz zur Eigenleitung bei einem undotierten Halbleiter sind.

---

#### 1.1 pn-Übergang und Diode

---

Wird nun ein p-dotierter mit einem n-dotierten Halbleiter verbunden, rekombinieren die freien Ladungsträger an der Grenzschicht (s. figure 1.1<sup>1</sup>). Dadurch bleiben Ionenrümpfe zurück (Raumladungen), die beim p-dotierten negativ und beim n-dotierten positiv geladen sind und eine Sperrschicht zwischen beiden Halbleitern darstellen. Das hierdurch entstehende elektrische Feld erschwert die Rekombination der beweglichen Ladungsträger, bis sich ein dynamisches Gleichgewicht zwischen der Rekombination und der Bildung von Elektron-Loch-Paaren einstellt (dies ist die Raumladungszone, RLZ). Im Bändermodell formuliert, ist das chemische Potential bei beiden Halbleitern gleich, also haben sich auch ihre Fermi-Energien angeglichen (C steht in der Abbildung für Conduction und V für Valence, übersetzt Leitung und Valenz, womit die Bänder gemeint sind). Wird nun eine Spannung angelegt, dann muss zwischen der Sperr- und Durchlassrichtung unterschieden werden. In Sperrrichtung (Pluspol am n- und Minuspol am p-dotierten Halbleiter) wird die RLZ vergrößert und es können nur die Minoritätsladungen fließen, es entsteht nur ein kleiner (Sperr-)Strom. Wird die Spannung in umgekehrter Richtung angelegt, verkleinert sich die RLZ und es können Majoritätsladungen fließen, was einem viel größeren elektrischen Strom entspricht. Dies ist die Funktionsweise einer (Halbleiter-)Diode. Dabei sollte erwähnt werden, dass sich die RLZ in Richtung des weniger stark dotierten Halbleiters erstreckt.

---

#### 1.2 Oberflächenzustände und Oberflächensperrschichtdetektor

---

Oben sind wir von einem Fermi-Niveau in der Bandlücke ausgegangen. Bei Oberflächenzuständen kann man dies präzisieren: Betrachten wir die Oberfläche eines Halbleiters, so können wir sie definieren als diejenige Schicht, die vom Halbleitervolumen abweichende Bindungsverhältnisse und -symmetrien aufweist (vgl. References [2]). Diese Schicht umfasst meist nur wenige Atomlagen und ist daher äußerst dünn. Aus der Definition folgt (fast) schon die Aussage, dass es Energie-Niveaus in der Bandlücke gibt, die Oberflächenzustände genannt werden. Falls

---

<sup>1</sup> aus <http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/a/a3/Sperrschicht.png>

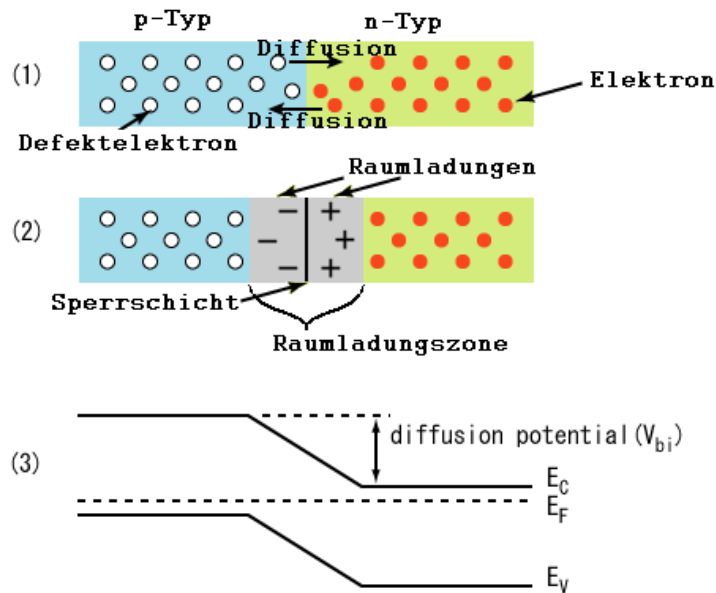


Abbildung 1.1: p-n Übergang

genug solcher Zustände vorhanden sind, liegt die Fermi-Energie in diesem Bereich, das heißt, es existieren weitere Niveaus dicht über der Fermi-Energie, die die Leitungselektronen des Halbleitervolumens bei einem n-dotierten Halbleiter bzw. die Valenzlöcher eines p-dotierten Halbleiters aufzufüllen versuchen. Wenn bei einem n-dotierten Halbleiter eine sehr dünne p-dotierte Schicht beispielsweise aufgedampft ist (Oberflächenbarriere), kann dieses Konstrukt als n-p-Zähler zur Spektroskopie bzw. p-n-Zähler bei umgekehrter Dotierung verwendet werden. Für die  $\alpha$ -Spektroskopie bietet sich ein p-n-Zähler mit Oberflächensperrschicht (also ein Oberflächensperrschichtdetektor) an, bei dem die positiv geladenen Teilchen auf die sich an der Oberfläche befindende RLZ treffen und Elektron-Loch-Paare bilden, deren Anzahl der Energie der Teilchen proportional ist.

### 1.2.1 Detektionsapparatur der Strahlung

### 1.2.2 Halbleiterdetektor

Der Energie-Aufwand zur Bildung eines Elektron-Loch-Paares beträgt 3,6 eV bei Silizium und 2,9 eV bei Germanium (vgl. [3]) und ist deutlich höher als die Bandlücke, die 1 eV beträgt, was daran liegt, dass zur Bildung eines Paares zusätzlich ein Phonon erzeugt werden muss. Die Anzahl der gebildeten Paare  $N = E/w$  ( $w$  ist der oben genannte Energie-Aufwand, bei Silizium also 3,6 eV) schwankt mit  $\Delta N_{paar} = \sqrt{N \cdot F}$ , sodass die Halbwertsbreite der Energie aufgrund dieser Störung

$$E_{FWHM,Fano} = 2,355w\sqrt{N \cdot F} = 2,355\sqrt{E \cdot w \cdot F} \quad (1.1)$$

beträgt.  $F$  ist der so genannte Fano-Faktor (bei Silizium 0,15), der das Verhältnis der realen Varianz mit der Varianz der Poisson-Verteilung angibt, wobei der Erwartungswert und die Varianz einer Poisson-verteilten Größe bekanntlich gleich sind. Die Messelektronik trägt insgesamt ebenfalls zur Verbreiterung einer monochromatischen Linie hinzu (elektronisches Rauschen).

Prinzipiell ist die Impulsanstiegszeit eine komplizierte Funktion, die von Detektor bezogenen Größen sowie von der Energie, der Masse und der Richtung der einfallenden Teilchen abhängt, die aber beim Oberflächensperrschichtdetektor im Nanosekundenbereich liegt. Die Sammelzeit ist überwiegend von den Halbleitern bzw. ihren Ladungsträgerkonzentrationen sowie von der Beweglichkeit der Ladungsträger abhängig. Wegen der hohen Beweglichkeit und der dichten Anordnung der Atomerümpfe ist die Sammelzeit bei uns mit wenigen Nanosekunden relativ kurz.

---

## Signalverstärkung

---

Wie oben erklärt, ist die gebildete Ladungsmenge proportional zur deponierten Energie im Detektor. Da aber das Signal äußerst schwach ist, muss es mittels eines ladungssensitiven Vorverstärkers verstärkt werden. Dafür wird eine Emitterschaltung benutzt, die die Ladungsmenge (also den Strom) vergrößert. Dieses Signal gelangt nun in einen Spektroskopie-Verstärker (linear pulse shape amplifier), wonach eine Pulsformung mit einem CR-RC-Glied erfolgt. Ein Analog-Digital-Konverter (ADC) wandelt dieses Signal in ein digitales um und es kann anschließend auf dem Computer gespeichert werden.

---

### 1.3 Americium-241

---

Americium ist ein chemisches künstlich hergestelltes Element  ${}_{95}\text{Am}$  aus der Gruppe der Actinoiden. Der Isotop  ${}^{241}\text{Am}$  ist ein reiner Alphastrahler mit dem auf der folgenden Tabelle skizzierten Energiespektrum.

E /keV	Intensität
5388,23	0,016
5442,8	0,13
5485,56	0,845
5511,47	0,0022
5544,5	0,0034

Die mittlere Lebensdauer von Americium-241 beträgt 432,21y.

---

### 1.4 Alpha-Zerfall

---

Beim Alpha-Zerfall wird ein  $\alpha$ -Teilchen aus einem Kern ausgesendet, wobei der Restkern 2 Protonen und 2 Neutronen weniger besitzt. Die Abb. 1.2 zeigt schematisch das Kernpotential, welches aus einem anziehendem (bis ca. 2 fm) und einem repulsiven Teil (bis ins Unendliche, durch der Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Nukleonen hervorgerufen) besteht. Die Nukleonen im anziehenden Teil befinden sich in gebundenen Zuständen in einem Potentialtopf mit unendlich dicken Wänden. Durch Bildung der energetisch günstigen  $\alpha$ -Teilchen Konfigurationen im Kern wird Energie freigesetzt, die dieses  $\alpha$ -Teilchen in einen quasigebundenen Zustand ( $E > 0$ ) anhebt. In dieser Situation hat der Coulomb-Wall eine endliche dicke und es tritt der sogenannte "Tunneleffekt" auf: die Wellenfunktion des  $\alpha$ -Teilchens ausserhalb des Potentialtopfs wird auch endlich. Der Transmissionskoeffizient ist  $T$  ist gegeben durch:

$$T = \frac{|\psi_t|^2}{|\psi_e|^2} \quad (1.2)$$

mit  $\psi_{e(t)}$ -Wellenfunktionen der einlaufenden (transmittierten) Welle, die durch die Lösung der zeitunabhängigen Schrödingergleichung sich ergeben:

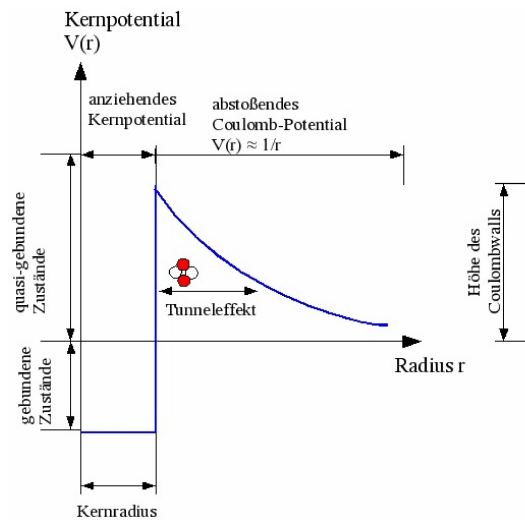
$$\hat{H}|\psi\rangle = \left( \frac{-\hbar^2 \Delta}{2m} - V(r) - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2} \right) |\psi\rangle = E|\psi\rangle \quad (1.3)$$

mit  $V(r)$ -Coulomb-Potential, wobei der letzte Term eine Korrektur des Potentials aufgrund des Kerndrehimpulses darstellt. Das Einsetzen der Lösungen obiger Gleichung in 1.2 und viel Rechnung ergibt:

$$T \approx e^G \text{ mit } G = \frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} \int_R^{R'} \sqrt{\frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} - E} dr \quad (1.4)$$

wobei  $G$  als Gamow-Faktor bezeichnet wird.

Die Wahrscheinlichkeit für einen  $\alpha$ -Zerfall ist gegeben durch  $\lambda = \lambda_0 \cdot T$ , wo  $\lambda_0$  die Wahrscheinlichkeit für die Besetzung eines quasigebundenen Zustands durch ein Alpha-Teilchen und  $T$  der Transmissionskoeffizient ist.



**Abbildung 1.2:** Schematische Darstellung des Kernpotentials und des  $\alpha$ -Zerfalls (Quelle: <http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Datei:Coulomb-Barriere.gif&filetimestamp=20070616002159>)

## 1.5 Energieverlust geladener Teilchen in der Materie

Für Energieverlust  $\frac{dE}{ds}$  eines Teilchens mit der Masse  $M$ , Ladung  $ze$  und Geschwindigkeit  $v$  gilt die Bethe-Bloch Formel:

$$\frac{dE}{ds} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} N Z \left[ \ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (1.5)$$

wobei  $N$  - Atomdanzahl pro  $cm^3$  Volumen,  $Z$  - die Protonenzahl und  $I = kZ$  die mittlere Ionisationsenergie ist, wobei  $k$  eine empirische Konstante ist. Für Geschwindigkeiten  $c(Z/137) \ll v \ll c$  gilt dann folgende Näherung:

$$\frac{dE}{ds} = \frac{4\pi e^2 Q}{m_0 v^2} N B \quad \text{mit } B = Z \ln \frac{2m_0 v^2}{I} \quad (1.6)$$

## 1.6 Versuchsaufbau

Der  $\alpha$ -Strahler sitzt am Ende eines beweglichen Metallstabes in einem evakuierten Behälter, in dem auch der Silizium-Halbleiterzähler (ein Oberflächensperrschichtdetektor) befestigt ist. Das Vakuum wird mittels einer Vakuumpumpe erzeugt, der Detektor ist über einen Vorverstärker, einen Spektroskopieverstärker und einen ADC mit dem PC verbunden.

## 1.7 Messung

Als erstes wurde die Apparatur evakuiert und eine Messung des gesamten Spektrums des Präparats durchgeführt. Daraufhin wurde der Pulser angeschlossen und eine Eichung der Energie zur Kanalnummern vorgenommen. Und

---

als Abschluss fand die Messung des Energieverlustes der  $\alpha$ -Teilchen in der Luft statt. Die Messdaten gingen unglücklicherweise verloren, da die Anordnung schon ziemlich alt ist. Im Weiteren sind deshalb die Messergebnisse einer anderen Gruppe ausgewertet worden.



## 2 Auswertung

Wegen eines Datenverlusts konnten wir unsere ursprünglichen Daten nicht verwenden. Deswegen mussten alle Peaks neu vermessen werden, indem sie durch Gauß-Funktionen der Art  $g(K) = G \cdot e^{-\frac{(K-m)^2}{d}}$  angefitet wurden, wobei eine Gauß-Funktion die Form hat:  $f(x) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2\right)$ . Dabei ist  $\sigma$  die Standardabweichung der Gauss-Funktion und die Halbwertsbreite beträgt  $FWHM = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \sigma$ . Hieraus ergibt sich:  $\mu = m$ ,  $\sigma = \sqrt{d/2}$  und die Fläche unter der Gaußkurve  $A = G\sqrt{\pi d}$ , was daraus folgt, dass  $\int_{\mathbb{R}} f(x)dx = A \int_{\mathbb{R}} \frac{f(x)}{A} dx = A$ , und aus dem Vergleich mit  $g(K)$  erhält man aus  $G = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma}$ , woraus die Behauptung resultiert. Für die Gauß-Fortpflanzung folgt  $\Delta\mu = \Delta m$ ,  $\Delta\sigma = \frac{1}{\sqrt{8}} \frac{\Delta d}{\sqrt{d}}$  und  $\Delta A = \sqrt{(\Delta G \sqrt{\pi d})^2 + \left(G \frac{\Delta d \sqrt{\pi}}{2\sqrt{d}}\right)^2}$ .

### 2.1 Eichung der Energieskala

Um die gemessenen Kanalnummern auf die jeweiligen Energien zu übersetzen, wurde eine Eichung mittels eines Pulsers wie folgt durchgeführt: Zunächst setzte man eine Pulserlinie, die von einem mit der Apparatur verbundenen Pulsgenerator erzeugt wurde, auf die 5485,56 keV  $\alpha$ -Linie (eigentlich kann dieses Setzen nicht absolut genau sein, aber der Fehler, der für die Eichung resultiert, ist vernachlässigbar klein). Danach wurden die Pulserlinien gemessen, die der halben, der Viertel-, der Achtel- und der Zehntelenergie der gesetzten Pulserlinie entsprachen (s. Tabelle 2.1). Die erste Spalte ist das Verhältnis der jeweiligen Pulserlinienenergie zur Energie der gesetzten Pulserlinie. Die weiteren Spalten bezeichnen die oben eingeführten Parameter der Gaußfunktionen. Gefittet wurde die ganze Messreihe durch eine Summe von Gauß-Funktionen mit einem konstanten Offset  $c$  (vgl. Abb. 2.1). Wir sehen, dass die G-Spalte der Tabelle annähernd die gleichen Counts und ihre Fehler zeigt, was in der Aufgabenstellung verlangt war. Die Abweichung  $\Delta m$  ist bei allen Werten vernachlässigbar klein und wird bei der Eichung nicht berücksichtigt. Da wir später die Halbwertsbreite (FWHM) des elektronischen Rauschens benötigen, wird ohne Zwischenschritte die mittlere Halbwertsbreite der Pulser angegeben, die sich mithilfe der unten beschriebenen Eichung als Energie schreiben lässt (dabei wurden zuerst die FWHM's für jede Pulserlinie ausgewertet und dann der Mittelwert über diese gebildet). Es gilt  $E_{FWHM,pu} = 16,625 \pm 0,207$  keV.

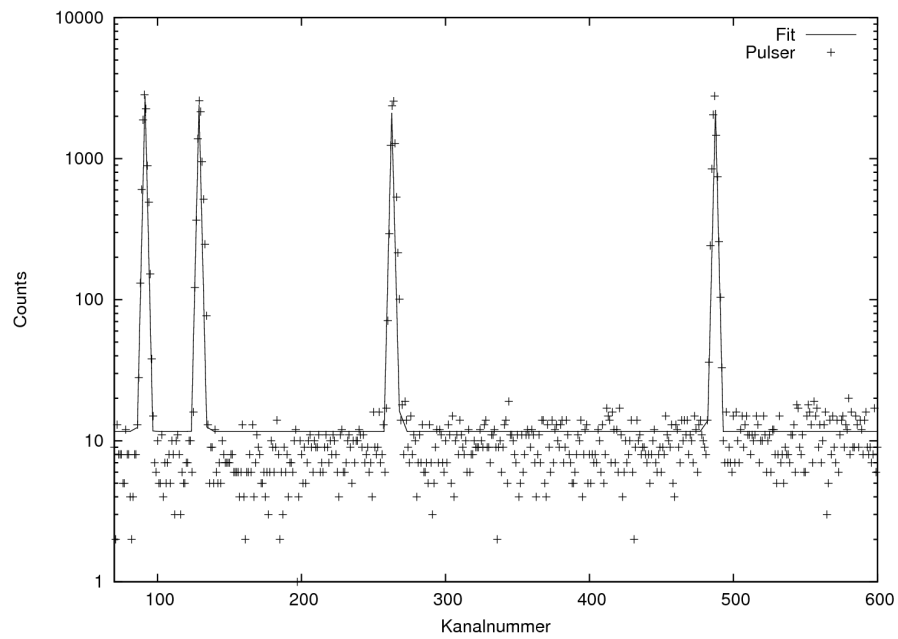
Für die Eichung selbst wurde auch die  $\alpha$ -Linie mit hineingenommen (s. Tabelle 2.2). In der zweiten Spalte stehen die jeweiligen Energien der Pulse, die sich aus der gesetzten  $\alpha$ -Linie ergeben, wobei aus einem Gauß-Fit der Mittelwert  $m = 976$  für diese abgelesen wurde. Die lineare Fitfunktion hat die Form  $E = a \cdot (K - 976) + 5485,56$  mit Kanalnummer  $K$  und es ergibt sich  $a = 5,6552 \pm 0,0372$ , also mit einem Fehler von nur 0,658%. Wir haben auch andere lineare Funktionen, u.a. mit zwei Parametern, ausprobiert, jedoch waren die Fehler größer als bei dieser Fitfunktion. Nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung gilt  $\Delta E = \Delta a \cdot K$ , da  $\Delta K$  vernachlässigbar klein ist, wie wir gesehen haben (schließlich ist das  $K$  in der Eichfunktion die Kanalnummer  $m$  beim Maximalwert der angefiteten Gauß-Kurve). Hieraus lassen sich die übrigen  $\alpha$ -Linien und die Halbwertsbreiten bestimmen.

### 2.2 Die $\alpha$ -Linien und FWHM's

Die FWHM's werden wie folgt umgerechnet: Eine Kanalbreite ist die Differenz der beiden Energien  $E_{\pm} = a \cdot (K \pm \frac{K_{FWHM}}{2} - 976) + 5485,56$ , also  $E_{FWHM} = a \cdot K_{FWHM}$ . Aus der zuletzt genannten Formel lässt sich die Fehlerfortpflanzung berechnen zu  $\Delta E_{FWHM} = \sqrt{(\Delta a \cdot K_{FWHM})^2 + (a \cdot \Delta K_{FWHM})^2}$ , da hier anders als bei den Maxima der

Anteil	m	$\Delta m$	d	$\Delta d$	G	$\Delta G$
0,5	486,84	0,01	3,025	0,066	2635	25
0,25	263,57	0,01	3,200	0,068	2628	24
0,125	129,34	0,01	3,042	0,067	2552	24
0,1	91,16	0,01	3,201	0,063	2821	24

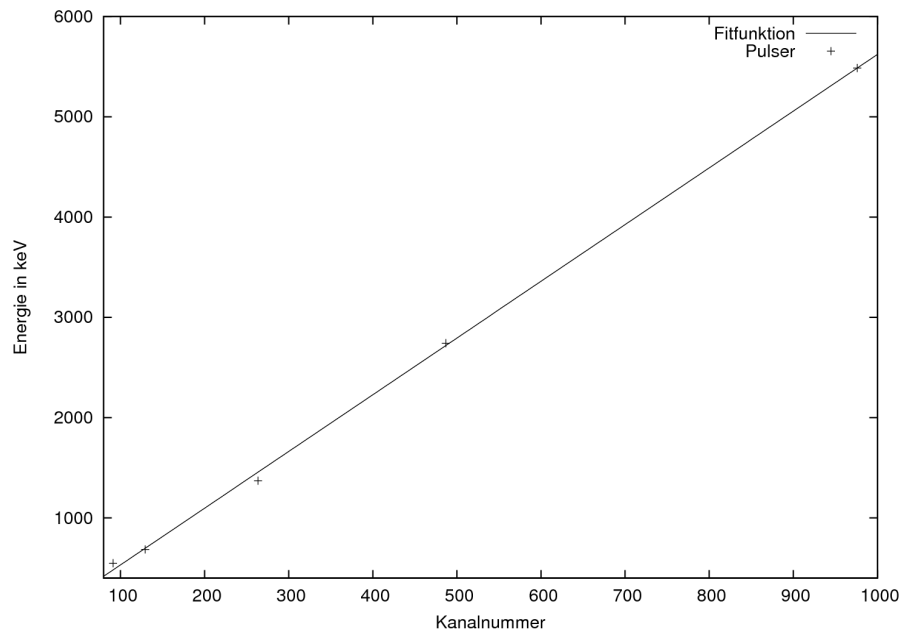
Tabelle 2.1: Pulserfit-Werte



**Abbildung 2.1: Pulsierlinien-Fit**

Anteil	$E_{lit} / \text{keV}$	m
1	5485,56	976
0,5	2742,78	486,84
0,25	1371,39	263,57
0,125	685,70	129,34
0,1	548,56	91,16

**Tabelle 2.2: Pulsereicherung**



**Abbildung 2.2: Energieeichung**

Linie	m	$\Delta m$	d	$\Delta d$	G	$\Delta G$
1	976,11	0,06	6,01	0,41	40167	997
2	968,93	0,38	9,42	3,33	6292	851
3	959,08	2,85	6,42	20,11	694	939

**Tabelle 2.3:** Fitwerte des gemessenen  $\alpha$ -Spektrums

$E_{lit}/keV$	$A_{lit}$	$E_{mess}/keV$	$\Delta E_{mess}/keV$	$A_{mess}$	$\Delta A_{mess}$	$V_E$	$V_A$
5485,56	84,5	5486,18	36,3112548	82,37	5,92	$1,12 \cdot 10^{-4}$	2,5 %
5442,80	13,0	5445,59	36,0442704	16,16	3,72	$5,12 \cdot 10^{-4}$	24,2 %
5388,23	1,6	5389,89	35,6778504	1,47	3,04	$3,07 \cdot 10^{-4}$	8,1 %

**Tabelle 2.4:** Energien und Intensitäten des  $\alpha$ -Spektrums

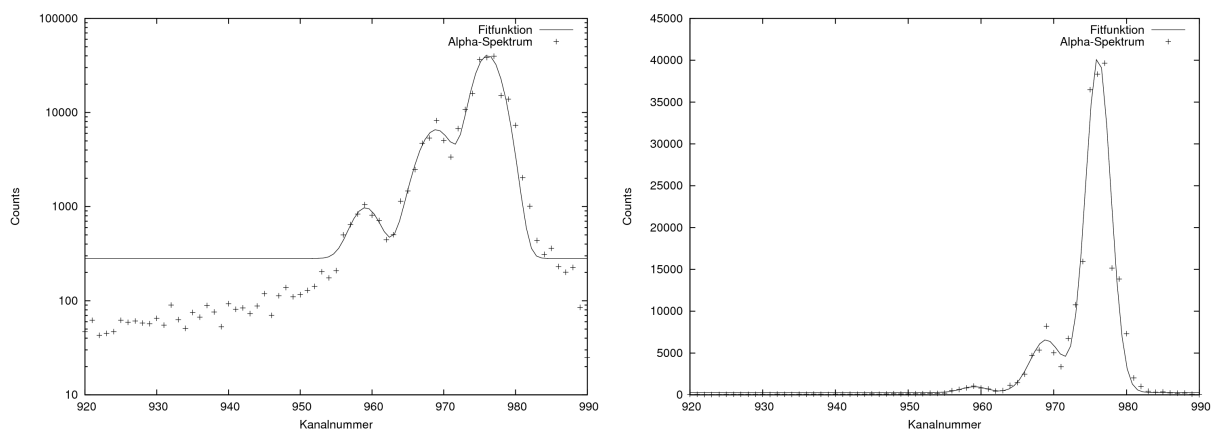
Gauß-Kurven die Fehler der d-Werte groß sind. Die angefitzten Werte stehen in Tabelle 2.3, wobei die gleiche Methode angewandt wurde wie bei den Pulserfits. Dabei wurde zuerst jeder Peak mit einer Gauß-Funktion gefittet und dann die Summe dieser drei Gauß-Funktionen und eines konstanten Untergrundes (wird hier als Fitfunktion bezeichnet, vgl. Abb. 2.3) an die Messdaten angefitzt.

### 2.2.1 $\alpha$ -Spektrum

Aus den obigen Betrachtungen und Formeln ergeben sich die Werte, wie sie in Tabelle 2.4 zu sehen sind. Dabei sind  $E_{lit}$  die Literatur- und  $E_{mess}$  die gemessenen Energien (in keV), analog  $A_i$  die Literatur- bzw. gemessenen Intensitätsanteile (in %) und  $V_E$  bzw.  $V_A$  die differentiellen Vergleiche zwischen Literatur- und gemessenen Werten. Man erkennt, dass die Energien trotz des relativ großen  $\Delta E_{mess}$  sehr dicht bei den Literaturwerten liegen (da  $V_E$  sehr klein sind) und dass sich auch die gemessenen Intensitätsanteile kaum von den Literaturwerten unterscheiden (jeweils bis auf wenige Prozent). Auch hier erscheint der Messfehler  $\Delta A_{mess}$  aus der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung unnötig groß zu sein.

### 2.2.2 Beitrag des Präparats zur Halbwertsbreite

Wir nehmen an, dass gilt  $E_{FWHM, Linie}^2 = E_{FWHM, \alpha}^2 + E_{FWHM, Pu}^2 + E_{FWHM, Fano}^2$ , woraus wir  $E_{FWHM, \alpha}$  berechnen müssen. Der Fano-Term berechnet sich mithilfe von Gleichung 1.1 zu  $E_{FWHM, Fano} = 4,053 \pm 0,013$  keV. Außerdem gilt  $E_{FWHM, Linie} = 23,085 \pm 0,794$  keV und  $E_{FWHM, Pu} = 16,625 \pm 0,207$  keV. Damit erhält man  $E_{FWHM, \alpha} = 15,5 \pm 1,2$  keV. Somit liegt dieser Beitrag in der Größenordnung der Pulserbreite (also des elektronischen Rauschens).



**Abbildung 2.3:**  $\alpha$ -Spektrum logarithmisch und nicht logarithmisch

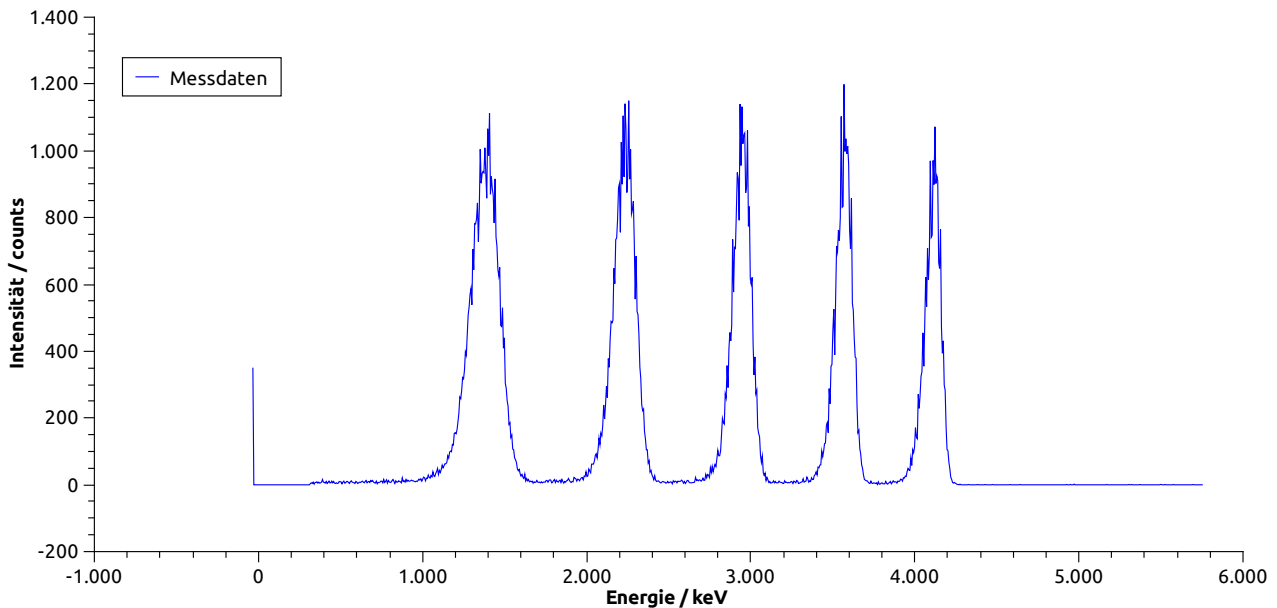


Abbildung 2.4: Messung zur Bestimmung des Energieverlustes der  $\alpha$ -Teilchen in der Luft

$s / cm$	$\Delta s / cm$	$\bar{E} / keV$	$\Delta \bar{E} / keV$	FWHM / keV	$\Delta$ FWHM / keV	$\frac{dE}{ds} / \frac{keV}{cm}$	$\Delta \frac{dE}{ds} / \frac{keV}{cm}$
0	0,05	4112,7	1,2	109,97	3,30		
0,5	0,05	3568,9	1	115,86	2,83	1087,6	108,80
1	0,05	2946,3	97,9	127,63	2,59	1245,2	232,05
1,5	0,05	2232,6	0,9	153,58	2,40	1427,4	242,31
2	0,05	1381,47	1,1	198,37	3,34	1702,26	170,25

### 2.3 Energieverlust der $\alpha$ -Teilchen in der Luft

Auf der Abb. 2.4 sind die Peaks der  $\alpha$ -Teilchen mit der Energie  $E = 5485,56 keV$  dargestellt, weil dieses Zerfall am öftesten vorkommt. Die fünf Peaks sind entstanden, indem die Apparatur belüftet worden ist und die Entfernung zwischen dem Präparat und dem Sensor schrittweise um  $5mm$  vergrößert wurde. Durch die Interpolation einzelner Peaks durch Gauss-Funktionen ergaben sich folgende Werte für diese Peaks: mit:

$$\frac{dE}{ds} = \frac{E_i - E_{i-1}}{0,5cm} \quad (2.1)$$

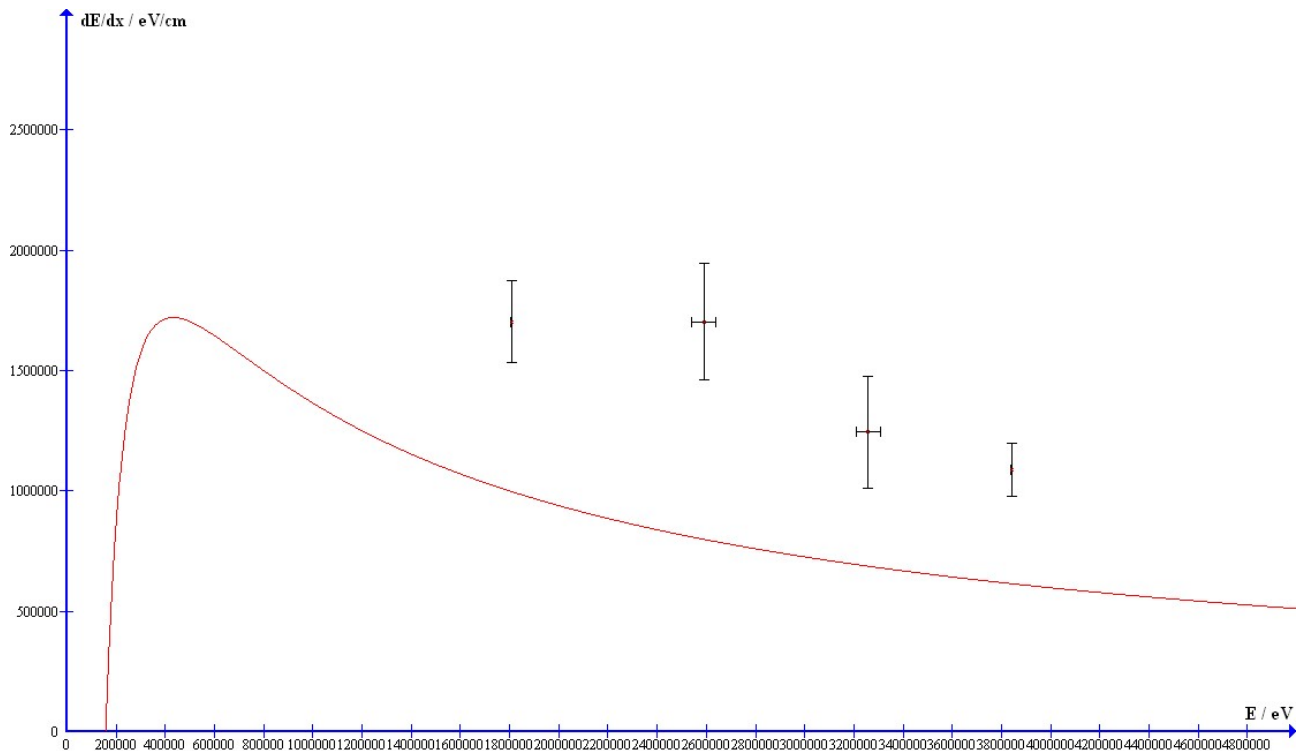
Man erkennt, dass der Energieverlust nicht linear ist, sondern mit der geringeren kinetischen Energie größer wird. Zum Vergleich der Messwerte zur Theorie wird die Formel 1.6 umgeformt:

$$\frac{dE}{ds} = \frac{e^4 z^2 m_\alpha N Z}{8\pi \epsilon_0^2 m_e E_{kin}} \ln \frac{4m_e E_{kin}}{Im_\alpha} \quad (2.2)$$

mit  $N = \frac{N_A \rho}{M_L}$  und folgenden Variablen:

- $N_A = 6,02214 \cdot 10^{23} 1/mol$  -Avogadro-Kontante,
- $\rho = 1,2928 kg/m^3$  die Luftdichte
- $M_L = 28,964 g/mol$  die molare Masse von Luft,
- $e = 1,6 \cdot 10^{-19} C$  die Ladungeines Elektrons,

- $z = 2$  Anzahl der Protonen im  $\alpha$ -Teilchen,
- $Z = 7,2$  die mittlere Ladung der Luft,
- $m_\alpha = 6,695 \cdot 10^{-27} \text{kg}$ ,  $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$  die Massen eines  $\alpha$ -Teilchens bzw. eines Elektrons,
- $I = 86 \text{eV}$  mittlere Ionisationsenergie der Luft.



**Abbildung 2.5:** Energieverlust der Alpha-Teilchen in der Luft und der Graph der Bethe-Bloch Formel

Auf der Abb.2.5 ist  $\frac{dE}{ds}$  skizziert. Die erwartete Kurve liegt unterhalb der gemessenen Werte etwa auf der Hälfte der gemessenen Werte, was durch mehrere Näherungen bei der Herleitung der Formel 2.2 hervorgerufen werden könnte.

## 2.4 Fazit

Leider ist die Durchführung des Versuchs nicht reibungsfrei abgelaufen, zum großen Teil weil die Messergebnisse verloren gegangen sind. Ausserdem kann erwähnt werden, dass aufgrund des Alters der Apparatur das Vakuum bei den ersten Messungen nicht sehr hoch war. Die Abweichungen der Messwerte von der Theorie in der letzten Aufgabe können auch auf die Plot-Anwendungen zurückgeführt werden, da verschiedene Programme diese Funktion entweder gar nicht, oder mit starken Variationen geplottet haben.

---

## Literaturverzeichnis

---

- [1] <http://atom.kaeri.re.kr/ton/nuc9.html>
- [2] [http://www.tf.uni-kiel.de/matwis/amat/mw2\\_ge/kap\\_6/backbone/r6\\_1\\_2.html](http://www.tf.uni-kiel.de/matwis/amat/mw2_ge/kap_6/backbone/r6_1_2.html)
- [3] Literaturmappe zu diesem Versuch, insbesondere "Instruction manual - surface barrier detectors"
- [4] <http://nucleardata.nuclear.lu.se/database/nudat/isotope.asp?iZA=950241>