

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	6
2. Theoretische Grundlagen	7
2.1. Halbleiter	7
2.2. Bändermodell	8
2.3. p-n Diode	9
2.3.1. Halbleiterdetektor	9
2.4. Direkte und Indirekte Halbleiter	9
3. Teil I: Vermessung der Bandlückenenergie	11
3.1. Versuchsspezifische Grundlagen	11
3.2. Versuchsaufbau und Messgeräte	11
3.2.1. Versuchsaufbau	11
3.2.2. Messgeräte	11
3.2.3. Durchführung	12
3.3. Auswertung	13
3.4. Zusammenfassung	16
4. Teil II: Haynes&Shockley-Experiment	18
4.1. Versuchsspezifische Grundlagen	18
4.1.1. Bewegungen von Ladungen in Halbleitern	18
4.1.2. Bestimmung der Konstanten	18
4.2. Versuchsaufbau	19
4.3. Versuchsdurchführung	19
5. Auswertung	21
5.1. Haynes & Shockley-Experiment	21
5.1.1. Variation des Abstands	21
5.1.2. Variation der Spannung	25
5.2. Zusammenfassung	28
6. Versuch III: Halbleiterdetektor	29
6.1. Versuchsspezifische Grundlagen	29
6.1.1. Zerfallsgesetz	29
6.1.2. Zerfallsarten	29
6.1.3. Zerfallsschemata	30
6.1.4. Wechselwirkung mit Materie	31
6.2. Versuchsaufbau	32
6.3. Versuchsdurchführung	32
6.4. Auswertung	32
6.5. Zusammenfassung	36
A. Abstandsvariation	39
B. Spannungsvariation	42

Abbildungsverzeichnis

2.1. Elementarzelle eines Elementarhalbleiter (links) im Vergleich zur Elementarzelle eines Verbindungshalbleiters (rechts) [AM, 8]	7
2.2. Verteilung der Energieniveaus von Elektronen nach Anzahl der anwesenden Atomrümpfen [AM, 9]	8
2.3. Bandlücken bei Isolator, Halbleiter und Leiter [AM, 11]	8
2.4. Bringt man beide Schichten einer Diode in Kontakt, so verschieben sich die Bänder im Energieschema gegeneinander und es kommt zur Ausbildung einer sogenannten Kontakt-Spannung [AM, 23]	9
2.5. Die direkten Übergänge bei Galliumarsenid (rechts) benötigen eine Energiemenge, die der Bandlückenenergie entspricht, während bei den indirekten Übergängen von Silizium (rechts) noch ein zusätzlicher Impuls nötig ist [AM, 17]	10
3.1. Verwendeter Versuchsaufbau zur Vermessung der Bandlückenenergie [AM, 30] . .	11
3.2. Überlappbereich bei Germanium und positiven Winkeln	14
3.3. Überlappbereich bei Germanium und negativen Winkeln	14
3.4. Überlappbereich bei Silizium und positiven Winkeln	15
3.5. Überlappbereich bei Silizium und negativen Winkeln	16
4.1. Verwendeter Versuchsaufbau für das Haynes&Shockley-Experiment [AM, 46] . .	19
5.1. Gefittete Gauß-Funktionen bei der Abstandsvariation	22
5.2. Ermittlung der Beweglichkeit bei der Abstandsvariation	23
5.3. Ermittlung der mittleren Lebensdauer bei der Abstandsvariation	24
5.4. Ermittlung der Diffusionskonstante bei der Abstandsvariation	25
5.5. Gefittete Gauß-Funktionen bei der Spannungsvariation	25
5.6. Ermittlung der Beweglichkeit bei der Spannungsvariation	26
5.7. Ermittlung der mittleren Lebensdauer bei der Variation der Spannung	27
5.8. Ermittlung der Diffusionskonstante bei der Spannungsvariation	27
6.1. Zerfallsschema von ^{57}Co	30
6.2. Zerfallsschema von ^{241}Am	31
6.3. Schematischer Versuchsaufbau für die Vermessung des Gammaspektrums von radioaktiven Proben mit Hilfe von Halbleiterdetektoren [AM, S.57]	32
6.4. Untergrundmessung des CdTe-Detektors	33
6.5. Untergrundmessung des Si-Detektors	33
6.6. Energiekanaleichung beim Si-Detektor	34
6.7. Energiekanaleichung beim CdTe-Detektor	35
A.1. Messung 07	40
C.1. Americium-Peak, CdTe-Detektor	44
C.2. Cobalt-Peak 122.06 keV, CdTe-Detektor	44
C.3. Cobalt-Peak 136.47 keV, CdTe-Detektor	45
C.4. Americium-Peak, Si-Detektor	45
C.5. Cobalt-Peak 122.06 keV, Si-Detektor	46

Tabellenverzeichnis

0.1. Ergebnisse des Haynes-Shockley-Experiments	1
3.1. Fit-Parameter für Ge bei positivem Winkel	14
3.2. Fit-Parameter für Ge bei negativem Winkel	15
3.3. Fit-Parameter für Si bei positivem Winkel	15
3.4. Fit-Parameter bei Si negativem Winkel	16
3.5. Ergebnisse Bandlückenenergie	16
5.1. Ergebnisse des Haynes-Shockley-Experiments	28
6.1. Daten zu Energiekalibrierung	34
6.2. Energiekanaleichung der beiden Detektoren	34
6.3. Vergleich der Absorptionswahrscheinlichkeiten	35
6.4. Energieauflösung der Detektoren, abhängig von der Energie	36
6.5. Daten zu Energiekalibrierung	36
6.6. Energiekanaleichung der beiden Detektoren	36
6.7. Vergleich der Absorptionswahrscheinlichkeiten	36
6.8. Energieauflösung der Detektoren, abhängig von der Energie	37

1. Einleitung

Dieser Versuch dient als grobe experimentelle Einführung in das Festkörper Gebiet der Halbleiter. Er ist in drei getrennte Versuche aufgeteilt, von denen jeder einen anderen Versuchsaufbau und Aufgabenstellung besitzt. Es werden die Halbleiter Silizium und Germanium untersucht. Im letzten Versuchsteil wird statt Germanium CdTe verwendet. Die drei Versuche haben folgende Ziele:

- **Teil 1:** Vermessung der Bandlückenenergie
- **Teil 2:** Untersuchung der Bewegungen von Ladungsträgern in Halbleitern
- **Teil 3:** Halbleiter als Strahlungsdetektor

2. Theoretische Grundlagen

Zuerst wird sich in diesem Teil mit Halbleitern im generellen befasst und anschließend wird auf versuchsspezifische Grundlagen der drei Teilen eingegangen.

2.1. Halbleiter

Im Allgemeinen kann man Materie in drei große Kategorien einteilen: Leiter, Isolatoren und Halbleiter.

Sie unterscheiden sich untereinander durch ihre speziellen Widerstände, das heißt mittels ihrer Leitfähigkeit in Präsenz einer elektrischen Spannung. Der spezifische Widerstand ρ ist wie folgt definiert:

$$\rho = R \frac{A}{l} \quad (2.1)$$

wobei A die Querschnittsfläche, l die Länge und R der Ohmsche Widerstand des Stoffes ist. Während Isolatoren einen höheren spezifischen Widerstand als Halbleiter haben, ist der von Leitern noch kleiner. Dies wird später mit dem Bändermodell anschaulich erklärt.

Halbleiter kann man anschließend auf verschiedene Art und Weisen einteilen. Die erste ist die Unterscheidung zwischen intrinsischen und extrinsischen Halbleitern. Intrinsische beschreiben den perfekten Halbleiter, der aus nur einer Art von Atomen besteht und keine Fehler in der Gitterstruktur aufweist. Folglich sind intrinsische Halbleiter nur theoretische Konstrukte, denn ein perfektes Gitter ist nicht herstellbar. Alle nicht intrinsischen Halbleiter gehören zu der Gruppe der extrinsischen Halbleiter. Diese können wiederum in Elementar- und Verbindungshalbleiter aufgeteilt werden. Dabei bestehen Elementarhalbleiter aus nur einem einzigen Material während Verbindungshalbleiter aus mehreren Elementaren (üblicherweise zwei) bestehen (siehe Abbildung 2.1). Das wichtigste Beispiel für einen Elementarhalbleiter ist Silizium während Galliumarsenid ein bekanntes Beispiel für einen Verbindungshalbleiter darstellt.

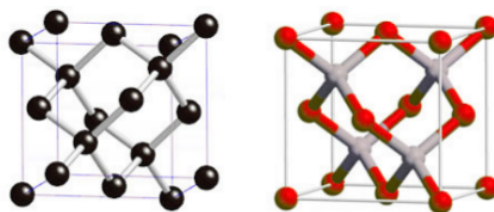


Abbildung 2.1.: Elementarzelle eines Elementarhalbleiter (links) im Vergleich zur Elementarzelle eines Verbindungshalbleiters (rechts) [AM, 8]

Eine weitere Unterteilung für Halbleiter besteht in der Unterscheidung zwischen direkten und indirekten Halbleitern. Diese werden aber erst später erklärt, weil zum Verständnis zuerst eine Einführung des Bändermodells nötig ist.

2.2. Bändermodell

Das Bändermodell ergibt sich aus der quantenmechanischen Beschreibung der Elektronen eines Atoms. Bekannterweise besitzt ein einzelnes Atom diskrete Energieniveaus. Befinden sich aber nun mehrere Atome nahe beieinander, wechselwirken die Elektronen miteinander, wodurch die einzelnen Energieniveaus „verwaschen“, da mehr Energiezustände erlaubt sind, und sogenannte Energiebänder entstehen (siehe Abbildung 2.2). Es ist zu beachten, dass höhere Energieniveaus breitere Bänder bilden als niedrigere.

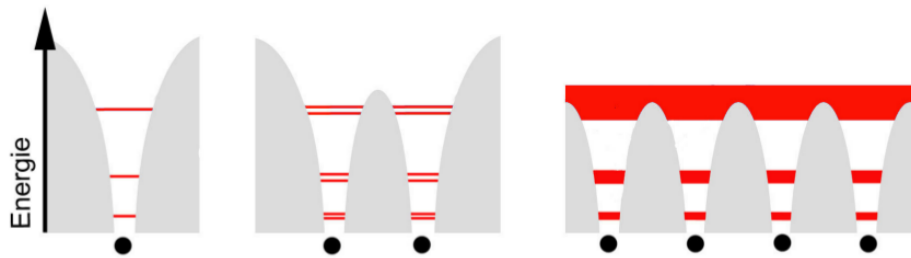


Abbildung 2.2.: Verteilung der Energieniveaus von Elektronen nach Anzahl der anwesenden Atomrümpfen [AM, 9]

In diesem Modell sind zwei Bänder vor allem von Interesse. Das erste wird als Valenzband bezeichnet. Es bezeichnet das energiereichste vollbesetzte Band. Da vollbesetzte Bänder aber nicht zur Leitfähigkeit eines Stoffes beitragen, ist das Leitungsband von noch größerem Interesse. Dieses befindet sich energetisch genau über dem Valenzband und wird selten besetzt. Im Gegensatz zum Valenzband, wo sich der Gesamtimpuls der Elektronen beim Anlegen einer Spannung zu null addiert, ist dies beim Leitungsband nicht der Fall. Folglich tragen die Elektronen im Leitungsband zur Leitfähigkeit des Stoffes bei.

Nun kann das Bändermodell auch eine anschauliche Erklärung liefern, warum manche Stoffe eine besser Leitfähigkeit als andere besitzen. Der Grund dafür sind die unterschiedlichen energetischen Abständen des Leitungsbandes zum Valenzband (siehe Abbildung 2.3). Dieser definiert die Menge an Energie, die ein Elektron benötigt um vom Valenzband ins Leitungsband angeregt zu werden und wird daher auch Bandlückenenergie genannt.

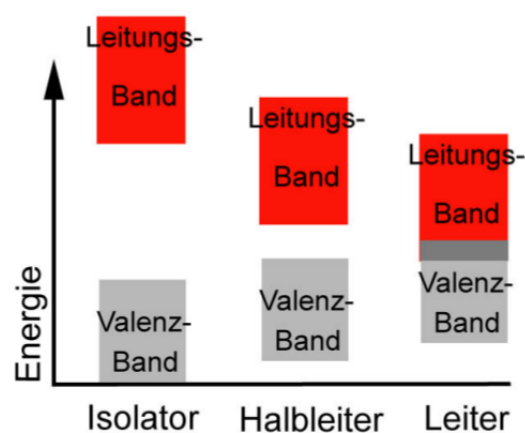


Abbildung 2.3.: Bandlücken bei Isolator, Halbleiter und Leiter [AM, 11]

Wie aus Schema 2.3 zu erkennen ist, ist die Bandlücke bei einem Isolator wesentlich größer als

bei einem Halbleiter, wohingegen sich die beiden Bänder bei einem Leiter überschneiden. Dies hat zur Folge dass Elektronen ohne energetischen Aufwand vom Valenzband ins Leitungsband übergehen können. Die Bandlücken bei Halbleitern ist in der Größenordnung von 1 eV während sie bei Isolatoren bei mehreren eV liegt. Daher können bei einem Halbleiter durch thermische Anregungen schon Elektronen ins Leitungsband übergehen und so zur Leitfähigkeit führen.

2.3. p-n Diode

Eine p-n Diode besteht aus zwei Materialschichten. Die erste Schicht besteht aus einem n-dotierten Material was bedeutet, dass in das Ionengitter des Stoffes Atome eingesetzt wurden (ungefähr 1 pro 10^7), welches ein zusätzliches Elektron im Valenzband besitzt. Dadurch kann dieses Elektron als freies Elektron betrachtet werden, da es nicht in die Ionenstruktur eingebunden ist. Die zweite Schicht besteht aus einem p-dotierten Material. Bei dieser Dotierung wird ein Akzeptoratom (ebenfalls ungefähr 1 pro 10^7) in die Ionenstruktur eingesetzt. Dieses besitzt ein Valenzelektron weniger als die Atome des zu dotierenden Materials, wodurch sogenannte Elektronenlöcher in dem Stoff entstehen.

Durch Zusammenbringen dieser beiden Stoffen wandern die überschüssigen Elektronen der n-Schicht in die p-Schicht und besetzen dort die Elektronenlöcher (siehe Abbildung 2.4). Dadurch entsteht in den beiden Stoffen eine Potentialdifferenz, welche sich durch eine innere Spannung manifestiert.

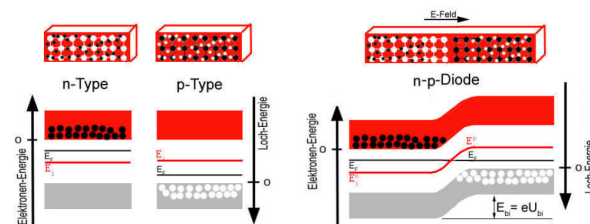


Abbildung 2.4.: Bringt man beide Schichten einer Diode in Kontakt, so verschieben sich die Bänder im Energieschema gegeneinander und es kommt zur Ausbildung einer sogenannten Kontakt-Spannung [AM, 23]

Den Bereich, in dem der Elektronenaustausch stattfindet, wird Verarmungszone genannt. Diese wird dadurch begrenzt, dass sich durch die verschobenen Ladungen, als Grenze zur Verarmungszone, eine elektrische Gegenspannung aufgebaut wird. Diese heißt Sperrspannung und begrenzt die Verarmungszone.

2.3.1. Halbleiterdetektor

Bei dieser Art von Detektor nutzt man die innere Spannung einer Diode aus, da durch Strahlung angeregte Elektronen, die aus der Sperrschicht raus beschleunigt wurden, einen Strom produzieren, der proportional zur Energie der einfallenden Strahlung ist, welcher dann gemessen wird und worüber man anschließend auf die Energie der Strahlung zurück schließen kann.

2.4. Direkte und Indirekte Halbleiter

Die Unterscheidung von direkten und indirekten Halbleitern lässt sich anhand der Abbildung 2.5 und mit Hilfe des Bändermodells anschaulich erklären. Wie bereits im Kapitel 2.2 erwähnt, zeichnen sich Halbleiter durch eine relativ schmale Energielücke zwischen Leiter und Valenzband aus. Bei direkten Übergängen entspricht die für einen Übergang benötigte Anregung gerade den Wert der Energiebandlücke. Folglich wird bei indirekten Übergang noch ein zusätzlicher Impuls

für einen Übergang benötigt. Dieser wird meist durch die Entstehung oder die Vernichtung eines Phonons erzeugt. Diese können als virtuelle Teilchen angesehen werden und sind beim indirekten Übergang essenziell, da sie im Vergleich zu ihrer Energie einen sehr hohen Impuls besitzen. Dies ist wichtig, da bei einem Übergang Impuls- und Energieerhaltung gelten muss.

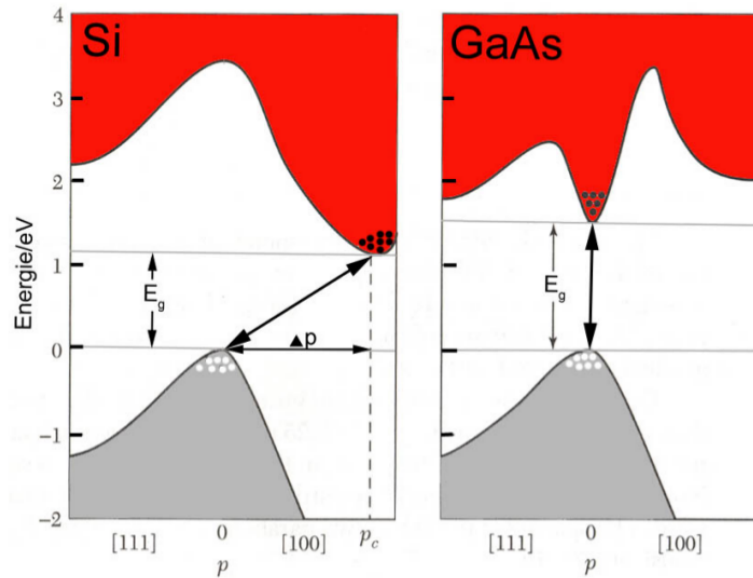


Abbildung 2.5.: Die direkten Übergänge bei Galliumarsenid (rechts) benötigen eine Energiemenge, die der Bandlückenenergie entspricht, während bei den indirekten Übergängen von Silizium (links) noch ein zusätzlicher Impuls nötig ist [AM, 17]

3. Teil I: Vermessung der Bandlückenenergie

3.1. Versuchsspezifische Grundlagen

Die Grundlagen für diesen Versuchsteil wurden alle schon in Kapitel 2 behandelt.

3.2. Versuchsaufbau und Messgeräte

3.2.1. Versuchsaufbau

In Abbildung 3.1 ist der in diesem Versuchsteil verwendete Aufbau abgebildet.

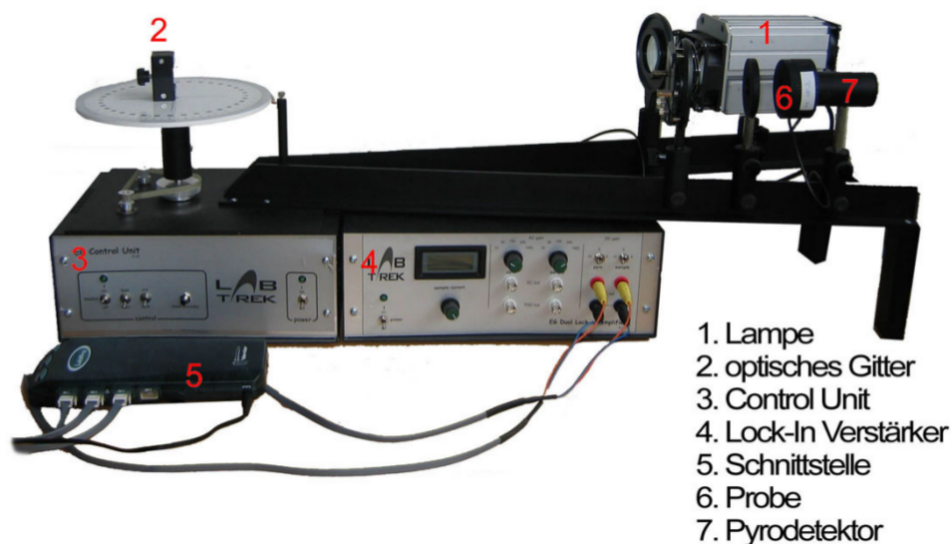


Abbildung 3.1.: Verwendeter Versuchsaufbau zur Vermessung der Bandlückenenergie [AM, 30]

Direkt vor der Linse befindet sich ein Rotor, der den Lichtstrahl auf eine Frequenz von ungefähr 70 Hz pulst. Anschließend wird der Lichtstrahl am Gitter gestreut, welches auf einer drehbaren Platte montiert ist, die über eine Schnittstelle den genauen Winkel an den Computer weitergibt. Das gestreute Licht trifft, durch einen Filter gefiltert, auf die zu vermessende Probe welche dann vom Pyrodetektor vermessen wird. Das Signal des Pyrodetektors wird anschließend mit Hilfe eines Lock-In Verstärkers gefiltert und dann über die Schnittstelle ebenfalls an den Computer weitergegeben.

3.2.2. Messgeräte

In diesem Versuchsteil werden einige eher weniger bekannte Geräte verwendet, weshalb auf diese in diesem Teil nochmal eingehen werden.

Lock-In Verstärker

Der Lock-In Verstärker wird benutzt, um das Signal, welches vom Pyrodetektor ausgegeben wird, mit einem sinusförmigen Signal zu multiplizieren, welche dann mit Hilfe eines Kondensators

anschließend integriert werden. Dies führt durch die Orthogonalität des Sinus dazu, dass Signale, die nicht mit dem Referenzsignal, welches als Frequenz die Frequenz des Choppers hat, überlagert werden, raus integriert werden.

Pyrodetektor

Der Pyrodetektor gibt eine „Flat Spectral Response“ als Signal aus. Dies bedeutet, dass der Output dieses Detektors nur von der Intensität des einfallenden Lichtes abhängig ist und folglich wellenlängenunabhängig ist. Das Gerät funktioniert mit Hilfe eines Lithium-Tantalat-Blättchens welches als Dielektrikum in einen Kondensator eingesetzt wird und dessen Dielektrizitätskonstante polarisationsabhängig ist. Daher führen Änderungen der Lichtintensität an dem Kondensator zu Spannungsänderungen welche dann aufgezeichnet werden.

Gitter und Filter

Für Silizium und Germanium werden verschiedene Gitter und Filter benutzt, da diese dafür sorgen, dass sich die gesuchten Wellenlängen, die der jeweiligen Bandlückenenergie entsprechen, beide in einem Winkel von 45° befinden. Für Germanium wird ein Gitter von 600 Linien pro Millimeter verwendet während für Silizium ein Gitter von 1200 Linien pro Millimeter verwendet wird. Um Überlagerungen zu vermeiden werden für beide Proben Filter verwendet, die bloß die Spektren erster Ordnung durchlassen.

3.2.3. Durchführung

Als erster Schritt wird überprüft, ob der Strahlengang parallel ist. Dazu wird ein Blatt Papier in den Strahlengang gehalten und kontrolliert, ob sich durch Verschieben des Blattes Unterschiede in der Intensität des Lichtes auf dem Blatt erkennen lassen. Da dies nicht der Fall ist, muss auch nicht nachjustiert werden und das Gitter für Silizium kann auf der Drehbaren Winkel Scheibe befestigt werden. Als erste Messung wird mit Hilfe des Logger-Pro Programms am Computer der Winkel 0° bei der Einstellung festgesetzt, wo das nullte Maximum des weißen Lichtes auf dem Pyrodetektor liegt. Anschließend wird eine Messung des Wellenlangenspektrums der Lampe mit dem zu verwendenden Filter aufgenommen. Dabei wird die Verstärkungen an der Kontrolleinheit so eingestellt, dass das Signal zwar maximal war aber nicht in Sättigung übergeht. Anschließend wird die Silizium Probe auf den Pyro gesteckt und wieder eine Messung des Wellenlangenspektrums durchgeführt. Beide Messungen werden mit der langsamen Einstellung des Motors gemessen. Auf dem Computer werden das Absorptionsspektrum (an der Probe) sowie das Transmissionsspektrum (am Pyro) in Abhängigkeit des Winkels aufgetragen. Anschließend werden die Schritte für Germanium wiederholt. Zum Abschluss wird noch beim Winkel eine Messung mit nicht angeschaltetem Motor 40 Sekunden lang laufen gelassen, um eine Messung für die Schwankung des Winkels zu erhalten. Es wird ebenfalls eine Messung bei ausgeschalteter Lampe durchgeführt, um eine Untergrundmessung für das Pyro zu erhalten.

3.3. Auswertung

Zunächst wird der Untergrund von den Messdaten abgezogen und auf das Maximum der Lampenintensität normiert

$$\text{Pyro}_{\text{real}}(\alpha) = \frac{\text{Pyro}(\alpha) - \text{Pyro}_{\text{Unt}}}{\text{Lampe}(\alpha)} \quad (3.1)$$

$$\text{Sample}_{\text{real}}(\alpha) = \frac{\text{Sample}(\alpha) - \text{Sample}_{\text{Unt}}}{\text{Lampe}(\alpha)} \quad (3.2)$$

$$s_{\text{Pyro}_{\text{real}}} = \sqrt{\left(\frac{s_{\text{Pyro}}}{\text{Lampe}}\right)^2 + \left(\frac{s_{\text{Unt}}}{\text{Lampe}}\right)^2 + \left(\frac{\text{Pyro}(\alpha) - \text{Pyro}_{\text{Unt}}}{\text{Lampe}^2}\right)^2} \quad (3.3)$$

$$s_{\text{Sample}_{\text{real}}} = \sqrt{\left(\frac{s_{\text{Sample}}}{\text{Lampe}}\right)^2 + \left(\frac{s_{\text{Unt}}}{\text{Lampe}}\right)^2 + \left(\frac{\text{Sample}(\alpha) - \text{Sample}_{\text{Unt}}}{\text{Lampe}^2}\right)^2} \quad (3.4)$$

wobei der Untergrund durch Mitteln der Untergrundmessung bestimmt wird. $\text{Lampe}(\alpha)$ ist die Spannung, die am Pyrodetektor bei der Messung der Lampe bei dem Winkel α anliegt. Der Fehler auf die Spannung der Lampe, des Pyrodetektors und des Samples, also der Probe, stammt aus der Messung der Unsicherheit des Winkels, in der ebenfalls die Spannungsschwankung beobachtet werden kann.

Nun werden für beide Messungen die relativen Intensitäten über die Energie aufgetragen. In den Bereichen, in denen sich Sample und Pyro schneiden, werden an den Peaks Geraden angelegt. Zusätzlich wird das Minimum des Pyros und das Maximum des Samples in dem Bereich gesucht. Der Mittelpunkt zwischen dem Schnittpunkt der Sample(Pyro)-Geraden mit dem Minimum(Maximum) bestimmt dann die Bandlückenenergie. Es gibt links und rechts (also bei positiven und negativen Winkeln) einen Überlappbereich. Es muss die Kovarianz der Fitparameter berücksichtigt werden, deshalb ergeben sich für die Schnittpunkte die Varianzen (unter Vernachlässigung des Fehlers auf das Minimum/Maximum) zu

$$s^2 = \left(\frac{s_{\text{min}}}{b}\right)^2 + \left(\frac{s_a}{b}\right)^2 + \left(\frac{\text{min} - a}{b^2} \cdot s_b\right)^2 + 2 \cdot \frac{\text{min} - a}{b^3} \text{cov}(a, b) \quad (3.5)$$

wobei min für das Minimum(Maximum) von Pyro(Sample), a für den Achsenabschnitt und b für die Steigung steht und $\text{cov}(a,b)$ die Kovarianz der beiden Fitparameter beschreibt. Aufaddieren der Varianzen auf den Minimum(Maximum)-Schnittpunkt ergibt die Varianz auf den Mittelwert, die Bandlückenenergie.

Germanium

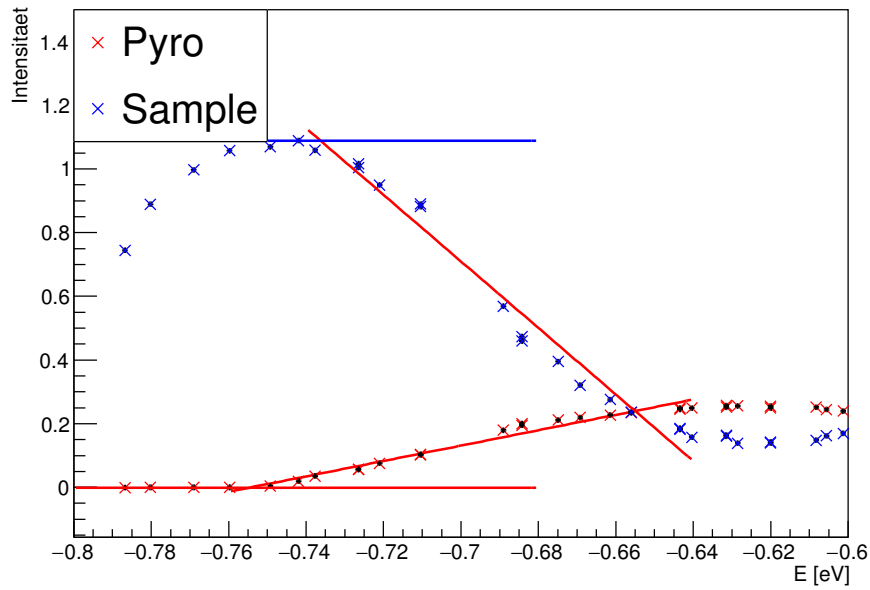


Abbildung 3.2.: Überlappbereich bei Germanium und positiven Winkeln

Tabelle 3.1.: Fit-Parameter für Ge bei positivem Winkel

Detektor	Achsenabschnitt	Steigung
Pyro	(1.844 ± 0.003)	$-(2.472 \pm 0.004) \text{ eV}^{-1}$
Sample	$-(5.007 \pm 0.007)$	$(8.075 \pm 0.010) \text{ eV}^{-1}$

Damit ergibt sich die Bandlückenenergie $E_g = (0.73 \pm 0.16) \text{ eV}$.

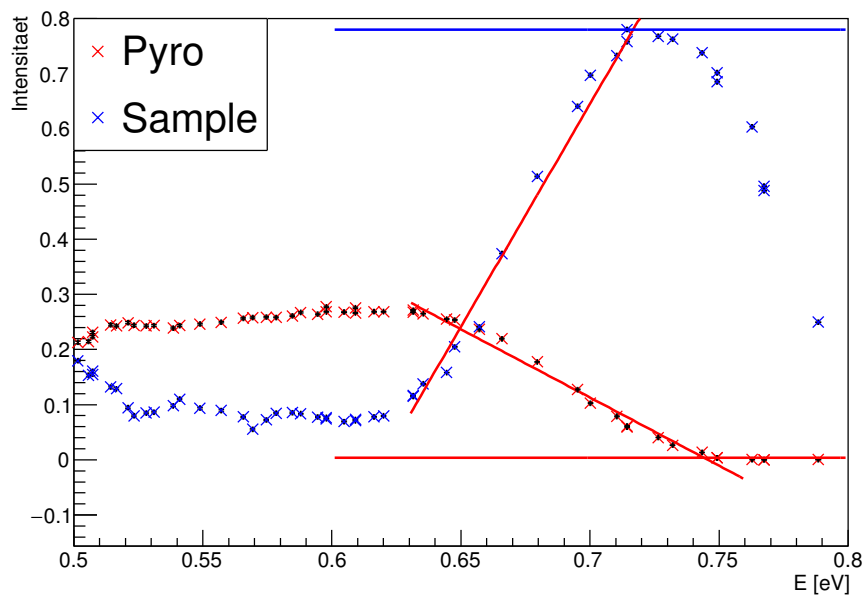


Abbildung 3.3.: Überlappbereich bei Germanium und negativen Winkeln

Tabelle 3.2.: Fit-Parameter für Ge bei negativem Winkel

Detektor	Achsenabschnitt	Steigung
Pyro	(1.822 ± 0.007)	$(2.415 \pm 0.009) \text{ eV}^{-1}$
Sample	$-(6.604 \pm 0.012)$	$(-10.448 \pm 0.018) \text{ eV}^{-1}$

Hier ergibt sich die Bandlückenenergie zu $E_g = (0.75 \pm 0.16) \text{ eV}$. Durch Bildung des Mittelwerts ergibt sich für Germanium eine Bandlückenenergie von

$$E_g = (0.74 \pm 0.11) \text{ eV} \quad (3.6)$$

wobei der Nennwert von 0.66 eV im einfachen σ -Bereich liegt. **Silizium**

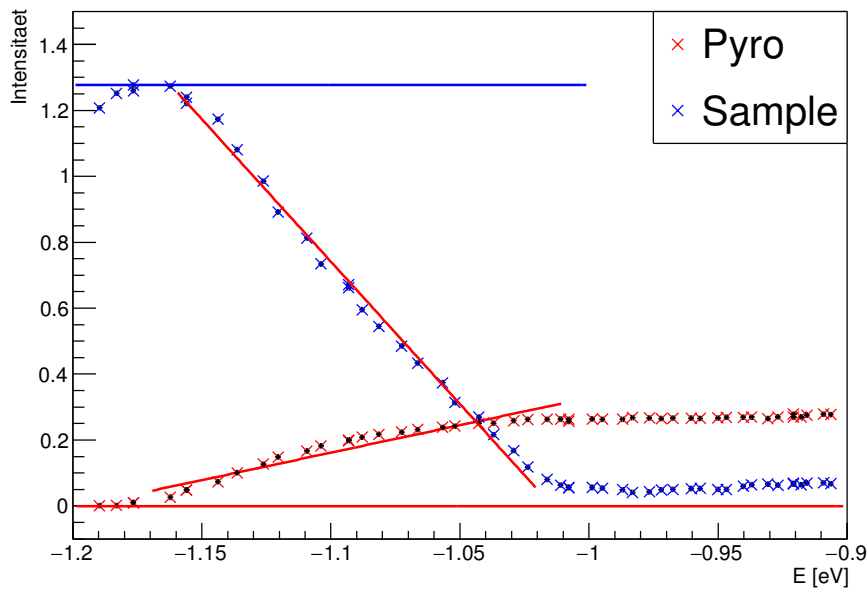


Abbildung 3.4.: Überlappbereich bei Silizium und positiven Winkeln

Tabelle 3.3.: Fit-Parameter für Si bei positivem Winkel

Detektor	Achsenabschnitt	Steigung
Pyro	(1.648 ± 0.002)	$(-1.276 \pm 0.001) \text{ eV}^{-1}$
Sample	$-(8.147 \pm 0.008)$	$(7.640 \pm 0.007) \text{ eV}^{-1}$

Damit ergibt sich die Bandlückenenergie $E_g = (1.3 \pm 0.5) \text{ eV}$.

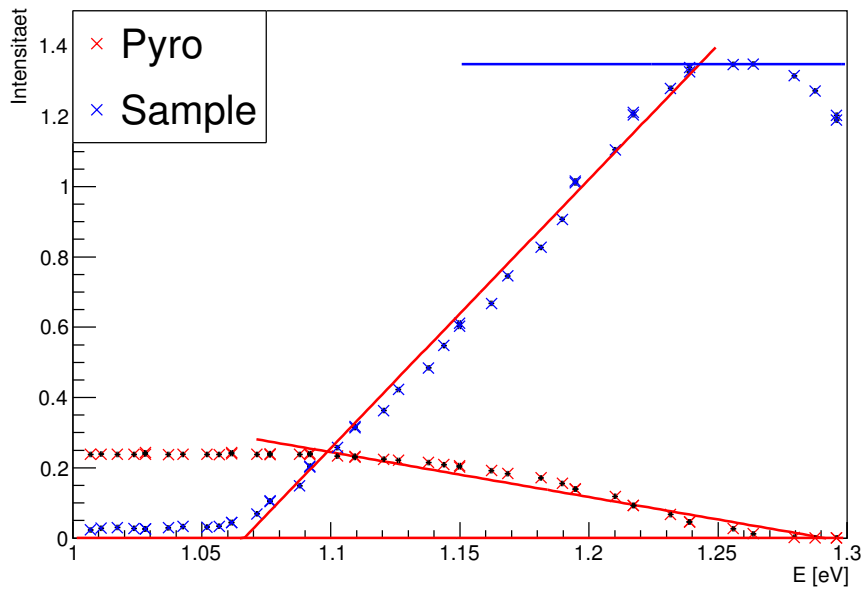


Abbildung 3.5.: Überlappbereich bei Silizium und negativen Winkeln

Tabelle 3.4.: Fit-Parameter bei Si negativem Winkel

Detektor	Achsenabschnitt	Steigung
Pyro	(1.996 ± 0.004)	$(1.667 \pm 0.004) \text{ eV}^{-1}$
Sample	$-(8.763 \pm 0.015)$	$(-8.640 \pm 0.014) \text{ eV}^{-1}$

Hier ergibt sich die Bandlückenenergie zu $E_g = (1.2 \pm 0.3) \text{ eV}$. Auch hier ergibt sich durch Bildung des Mittelwertes für Silizium eine Bandlückenenergie von

$$E_g = (1.3 \pm 0.3) \text{ eV} \quad (3.7)$$

Damit liegt der Nennwert von 1.12 eV im einfachen Unsicherheitsintervall.

3.4. Zusammenfassung

Es wurde die Bandlückenenergie von Silizium und Germanium ermittelt. Die Literaturwerte lagen jeweils im einfachen Fehlerbereich der Messwerte

Tabelle 3.5.: Ergebnisse Bandlückenenergie

Probe	Messwert	Literaturwert
Si	$(1.3 \pm 0.3) \text{ eV}$	1.12 eV
Ge	$(0.73 \pm 0.16) \text{ eV}$	0.66 eV

Fehlerdiskussion

Zunächst ist zu sagen, dass die Unsicherheiten sehr groß ausgefallen sind. Dies liegt wohl an den jeweiligen Kovarianzen bei den Schnittpunkten. Diese führen zu einer größeren Unsicherheit

auf den Schnittpunkt und damit auch zu einer höheren Unsicherheit auf die Mittelwerte der beiden Messungen. Auch eine falsche Nullstellung wurde nicht berücksichtigt, da die Peaks im Spektrum recht symmetrisch waren.

Systematische Fehler liegen beispielsweise in den Verunreinigungen des Gitters. Dadurch könnte die Lichtstreuung beeinflusst worden sein. Daraus folgt eine andere Energie für die gemessene Winkeleinstellung. Außerdem sind die Proben schon alt, sodass die Proben möglicherweise weitere Defekte aufwiesen, die die Lichtintensität bei unterschiedlichen Wellenlängen unterschiedlich beeinflusst haben könnte. Auch ein Fehler an dem Chopper und dadurch eine schlechtere Funktionsweise des Lock-In-Verstärkers wären möglich. Die Blende, die Linsen und die Reflektion an der Wand führten möglicherweise dazu, dass wellenlängenabhängig mehr oder weniger Licht in die Probe traf. Der Filter kann ebenfalls Kratzer aufweisen oder Reflektionen herbeiführen, die das Ergebnis beeinflussen.

Zuletzt ist die Temperaturabhängigkeit der Halbleiter zu benennen, die das Ergebnis total verfälschen können.

4. Teil II: Haynes&Shockley-Experiment

4.1. Versuchsspezifische Grundlagen

4.1.1. Bewegungen von Ladungen in Halbleitern

Durch Anregen von Elektronen im Valenzband können diese in das Leitungsband übergehen. Diese sind dann quasifrei und können, falls der Halbleiter unter Spannung steht, zum Pluspol der Spannungsquelle wandern. Durch das Verlassen des angeregten Elektrons entsteht im Valenzband ein „Loch“, welches von Elektronen gefüllt wird und theoretisch als positive Ladung zum Minuspol fließt. Nach einer mittleren Lebenszeit τ rekombinieren die Elektronen wieder mit einem anderen Loch im Valenzband. Dies ist eine wichtige Größe für einen Halbleiter. Durch die Präsenz des elektrischen Feldes E können die Geschwindigkeiten der Ladungen folgendermaßen ausgedrückt werden (siehe [AM, S. 15]):

$$\vec{v}_n = -\frac{e\tau}{m_n} \cdot \vec{E} = -\mu_n \cdot \vec{E} \quad (4.1)$$

$$\vec{v}_p = -\frac{e\tau}{m_p} \cdot \vec{E} = -\mu_p \cdot \vec{E} \quad (4.2)$$

Dabei bezeichnen die Indizes p und n die positiven bzw. negativen Ladungen und μ_i steht für die jeweilige Beweglichkeit. Die kinetische Energie der Ladungsträger sind für diesen Ausdruck irrelevant, da es sich um thermisch induzierte Fluktuationen handelt und sie sich daher im Mittel aufheben.

Ein weiterer Effekt, den man bei Ladungsträgern in Leitern sehen kann, ist Diffusion. Dies bedeutet, dass eine beliebige Konzentration an Ladungsträgern sich zeitlich durch Zusammenstöße untereinander auseinander treibt, also diffundiert. Für Herleitungen der Gleichungen der Stromdichten j_i der negativen und positiven Ladungen sei auf Gleichung 2.28 von [AM, S. 15] verwiesen:

$$\vec{j}_n = -e\mu_n n(\vec{r})\vec{E} - eD_n \vec{\nabla} n(\vec{r}) \quad (4.3)$$

$$\vec{j}_p = -e\mu_p p(\vec{r})\vec{E} - eD_p \vec{\nabla} p(\vec{r}) \quad (4.4)$$

dabei sind D_i die jeweiligen Diffusionskonstanten und $i(\vec{r})$ die jeweiligen Ladungsträgerkonzentrationen. Die Diffusionskonstante und die Beweglichkeit sind über die Einstein-Gleichungen ([AM, S. 16]) verknüpft:

$$D_i = \frac{kT}{e} \mu_i \quad (4.5)$$

Dies führt ebenfalls dazu, dass Diffusionskonstante und Bewegungsgeschwindigkeit der Ladungsträger direkt linear von der Temperatur T abhängig sind.

4.1.2. Bestimmung der Konstanten

Die Differentialgleichung der Ladungsträgerwolke kann folgendermaßen beschrieben werden :

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \tilde{\mu} \vec{E} \vec{\nabla} c + \tilde{D} \Delta c - \frac{c - c_0}{\tau_n} \quad (4.6)$$

Mit der Differentialgleichung lässt sich erklären, warum die Form der Ladungsträgerwolke am Oszilloskop einer Gaußglocke entspricht. Die Lösung von (4.6) hat die Form

$$c(t, x) = C \cdot e^{\frac{t}{\tau n}} \frac{1}{\sqrt{4\pi \bar{D}t}} e^{-\frac{(x + \bar{\mu}Et)^2}{4\bar{D}t}} \quad (4.7)$$

was einer Gauß-Verteilung entspricht.

4.2. Versuchsaufbau

Der Aufbau besteht aus einem p-dotierten $4 \times 4 \times 30 \text{ mm}^3$ Germanium-Block. Dieser steht unter einer gepulsten Spannung, die so geschaltet ist, dass sich der Germanium-Block in 98% der Zeit abkühlt und nur zu 2% unter Spannung steht. Dies ist notwendig, da wie bereits in den Grundlagen erwähnt, die Bewegung von Ladungsträgern stark temperaturabhängig ist. Die Spannung wird mit Hilfe von ohmschen Kontakten an dem Block angelegt. Am Block ist auf der Oberfläche eine Nadel befestigt, die mit dem Block Kontakt hat. Diese Nadel wird als Input für das Oszilloskop verwendet und zeichnet die Spannung im Block auf. Im Unterschied zum historischen Haynes&Shockley-Experiment, wird in diesem Versuch an Stelle einer zweiten Nadel ein gepulster Laser im Infrarot-Bereich für die Anregung der Ladungsträgerwolke im Germanium verwendet. Dieser verhindert so das Überhitzen des Blockes, und ist ebenfalls ein effektiverer Weg die Elektronen anzuregen. Der Laser wird als Trigger für das Oszilloskop verwendet, wodurch man auf dem Oszi den Spannungsverlauf direkt ablesen kann. Der Laser ist auf einer verstellbaren Schraube montiert, sodass der Abstand zwischen Nadel und Laser variiert werden kann.



Abbildung 4.1.: Verwendeter Versuchsaufbau für das Haynes&Shockley-Experiment [AM, 46]

4.3. Versuchsdurchführung

Als Erstes wird der Laser eingeschaltet, welcher durch ein Piepsen signalisiert, dass er an ist, da er nicht mit bloßem Auge erkennbar ist. Als nächster Schritt wird der Offset zwischen Lichtleiter und Nadel mit einem Messschieber bestimmt, ohne dabei den Lichtleiter zu berühren, da dieser sehr zerbrechlich ist. Anschließend wird die Spannung auf 50 Volt eingestellt und in unterschiedlichen Abständen mehrere Messungen durchgeführt, wobei die Abstände zwischen Lichtleiter und Nadel jeweils mit dem Messschieber gemessen werden. Für die Messung wird der Lichtleiter des Lasers zuerst so weit wie möglich nach links gedreht, wo man aber trotzdem noch ein erkennbares Signal erhält. Danach wird der Abstand kontinuierlich verringert. Dies ist wichtig, da sich der Lichtleiter durch die Verschiebung leicht verbiegt und dies zu einem Fehler des Abstands führt. Wird der Laser jedoch kontinuierlich in eine Richtung bewegt, kann dieser Fehler vernachlässigt werden, da er lediglich ein Offset auf den Abstand herbeiführt. Anschließend wird ein fester Abstand eingestellt, und mehrere Messungen mit unterschiedlichen Spannungen durchgeführt. Da das Signal bei großen Distanzen und bei kleinen Spannungen

stark schwankt, müssen die Einstellungen am Oszilloskop mehrmals nachjustiert werden. Für die benutzten Einstellungen sei hier auf das Messprotokoll im Anhang verwiesen.

5. Auswertung

5.1. Haynes & Shockley-Experiment

5.1.1. Variation des Abstands

Als Erstes wird die Variation des Abstandes ausgewertet.

Fitergebnisse

Durch alle 19 Aufnahmen sollen Gauß-Fits gelegt werden.

Dazu wird zunächst aus den aufgenommenen Daten das Maximum und das Minimum bestimmt. Der Zeitwert des Minimums bestimmt die Zeit des Laserpulses und das Maximum den Erwartungswert der Gauß-Funktion. Um das Auswerten zu erleichtern, wird angenommen, dass der Offset innerhalb einer Messung konstant ist. Dafür werden zunächst alle Spannungswerte gemittelt und von den Messwerten abgezogen. Nun wird ein Gauß-Fit durchgeführt. Da bisher der Peak beim Mitteln miteinbezogen wurde, wird nun dieser nicht mehr berücksichtigt, indem nur noch von Beginn der Messungen bis drei Standardabweichungen vor dem Erwartungswert gemittelt wird. Auf die Spannungswerte wird eine Toleranz von 0.001 V abgeschätzt, wodurch sich die Standardabweichung von $s_U = 0.0006$ V auf jeden Messwert ergibt. Danach wird ein Gauß-Fit

$$f(x) = A \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(x - x_c)^2}{\sigma^2}\right) \quad (5.1)$$

durchgeführt. Die einzelnen Graphiken sind im Anhang zu finden. Die Messung 07 wird vernachlässigt, da das Signal am Ende abreißt. Die Gauß-Funktionen sind in Abbildung 5.1 zu sehen. Mit den sich daraus ergebenden Fitergebnissen werden die Beweglichkeit μ_n , die mittlere Lebensdauer τ_n und die Diffusionskonstante D_n ermittelt. Dazu werden die ermittelten Gauß-Funktionen mit (4.7) verglichen. Wenn mehrere Messungen mit demselben Abstand vorhanden sind, werden die Fitergebnisse gewichtet gemittelt

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=0}^N \frac{x_i}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=0}^N \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad (5.2)$$

$$\sigma_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=0}^N \frac{1}{\sigma_i^2}}} \quad (5.3)$$

wobei σ_i für die jeweilige Standardabweichung des Parameters ist.

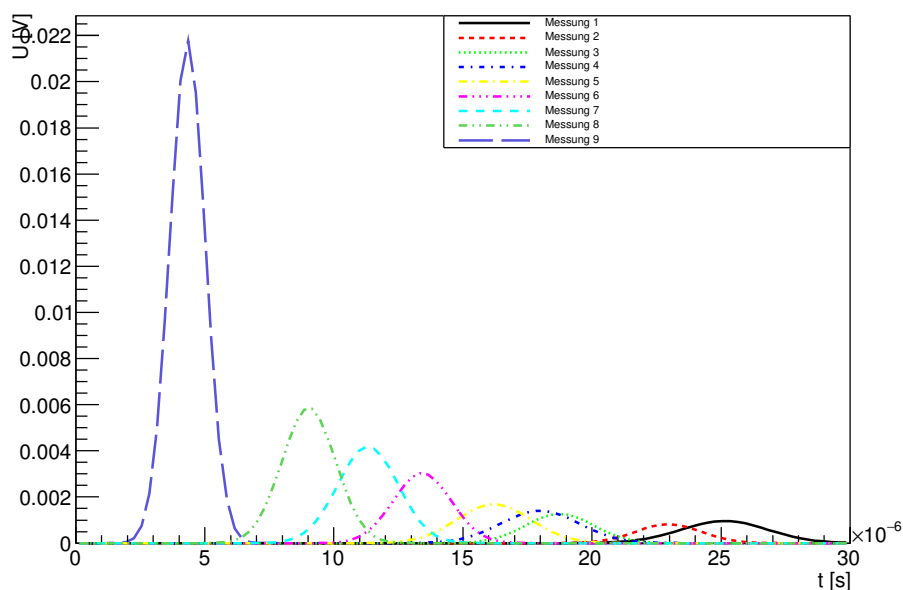


Abbildung 5.1.: Gefittete Gauß-Funktionen bei der Abstandsvariation

Beweglichkeit

Für den Erwartungswert der Gauß-Funktionen findet sich der Zusammenhang

$$x_c(\text{mm}) = \mu_n \cdot E \cdot t \quad (5.4)$$

wobei $E = \frac{U}{l}$ und $t \equiv x_c(\text{s})$. Die Spannung beträgt $U = (48.0 \pm 0.4) \text{ V}$ und die Länge der Ge-Probe $l = 30 \text{ mm}$. Somit folgt $E = (1.60 \pm 0.01) \text{ V mm}^{-1}$. $x_c(\text{s})$ ergibt sich aus der zeitlichen Differenz zwischen Erwartungswert der Gauß-Funktion und Laserpeak. $x_c(\text{mm}) \equiv d$ beschreibt den Abstand zwischen Lichtleiter und Nadel. Die Fehler betragen $s_d = 0.2 \text{ mm}$ und $s_{x_c(\text{s})} \approx \sigma$, wobei σ die Standardabweichung der jeweiligen Gauß-Funktion ist. Damit ergibt sich die Beweglichkeit zu

$$\mu_n = \frac{p1}{E} = (2900 \pm 300) \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1} \quad (5.5)$$

Damit liegt der Literaturwert aus [AM, S. 74] von $\mu_{n,\text{lit}} = 3900 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ im 4σ Bereich.

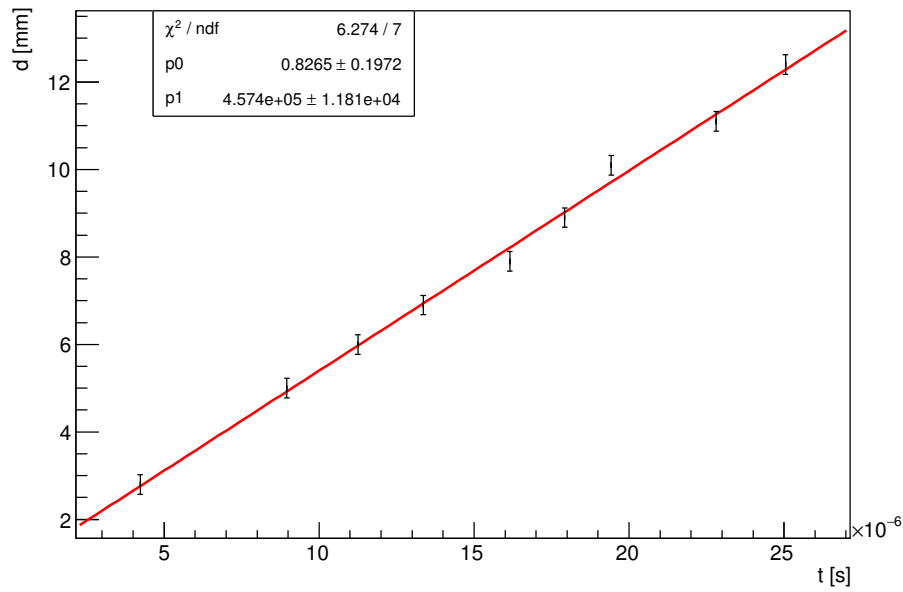


Abbildung 5.2.: Ermittlung der Beweglichkeit bei der Abstandsvariation

Ermittlung der mittleren Lebensdauer

Für die mittleren Lebensdauer folgt der Zusammenhang

$$A(x_c(s)) = C \exp\left(-\frac{x_c(s)}{\tau_n}\right) \quad (5.6)$$

Diese Form wird an die Messdaten angepasst, siehe Abbildung 5.3. Die mittlere Lebensdauer entspricht dem Parameter p1, also

$$\tau_n = p1 = (4.2 \pm 0.2) \mu\text{s} \quad (5.7)$$

Dieser weicht bedeutsam vom Nennwert aus [AM, S. 74] von $\tau_{n,\text{lit}} = (45 \pm 2) \mu\text{s}$ ab.

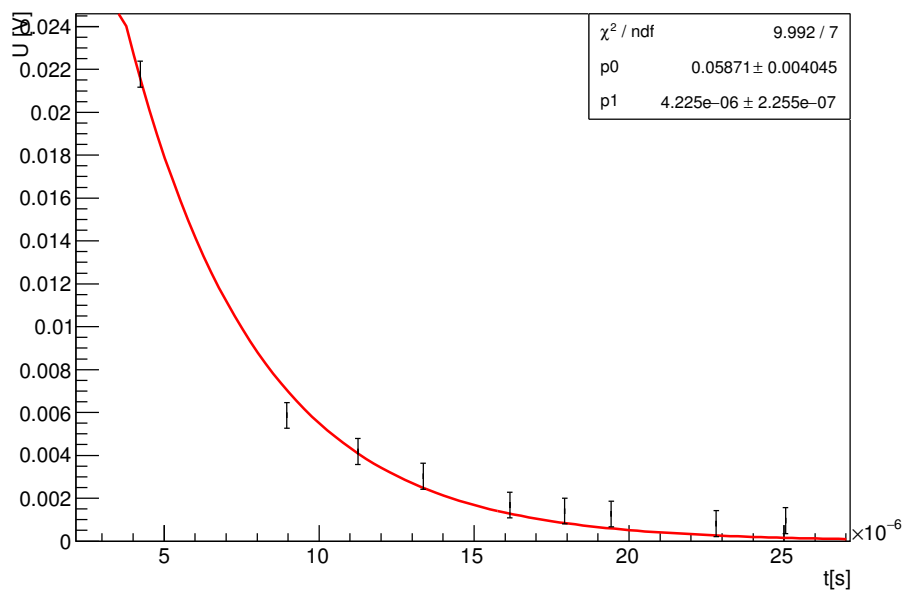


Abbildung 5.3.: Ermittlung der mittleren Lebensdauer bei der Abstandsvariation

Ermittlung der Diffusionskonstante

Die Diffusionskonstante lässt sich durch den Zusammenhang der räumlichen Standardabweichung $\sigma(\text{mm})$ und dem zeitlichen Erwartungswert der Gauß-Funktionen

$$\sigma(\text{mm}) = \sigma(\text{s}) \cdot v \quad (5.8)$$

$$s_{\sigma(\text{mm})} = \sigma(\text{mm}) \cdot \sqrt{\left(\frac{s_{\sigma(\text{s})}}{\sigma(\text{s})}\right)^2 + \left(\frac{s_v}{v}\right)^2} \quad (5.9)$$

$$\sigma(\text{mm}) = \sqrt{2 \cdot D_n \cdot x_c(\text{s})} + \text{const} \quad (5.10)$$

ermitteln, wobei v dem Fitparameter $p1$ aus Abbildung 5.2 entspricht. Damit entspricht D_n dem Parameter $p0$ aus Abbildung 5.4

$$D_n = (86 \pm 6) \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad (5.11)$$

Damit liegt der Nennwert aus [AM, S. 74] von $D_{n,\text{lit}} = 101 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ im 3σ Bereich, wobei angenommen wird, dass dort eine falsche Einheit verwendet wird. Aufgrund des Zusammenhangs (4.5) können die Einheiten der Beweglichkeit und der Diffusionskonstante nicht gleich sein.

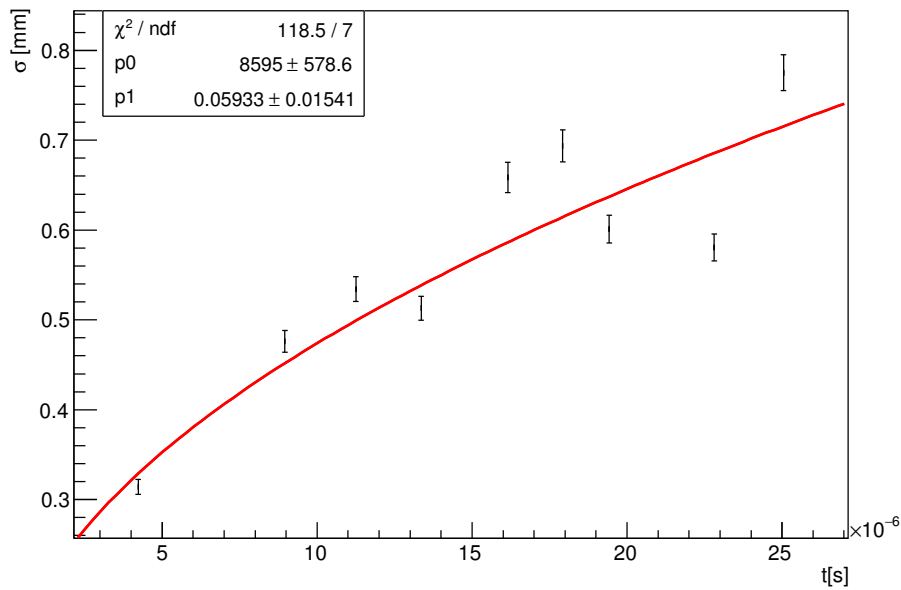


Abbildung 5.4.: Ermittlung der Diffusionskonstante bei der Abstandsvariation

5.1.2. Variation der Spannung

Beinahe analog wird dieselbe Auswertung bei der Messreihe durchgeführt, in der die Spannungen variiert werden.

Fitergebnisse

Wie in Kapitel 5.1.1 werden die aufgenommenen Daten gefittet. Die Messungen 23 und 24 werden vernachlässigt, da bei diesen beiden Messungen neben dem Peak der Offset sehr unterschiedlich ist. In Abbildung 5.5 sind die Funktionen dargestellt, die verwendet werden.

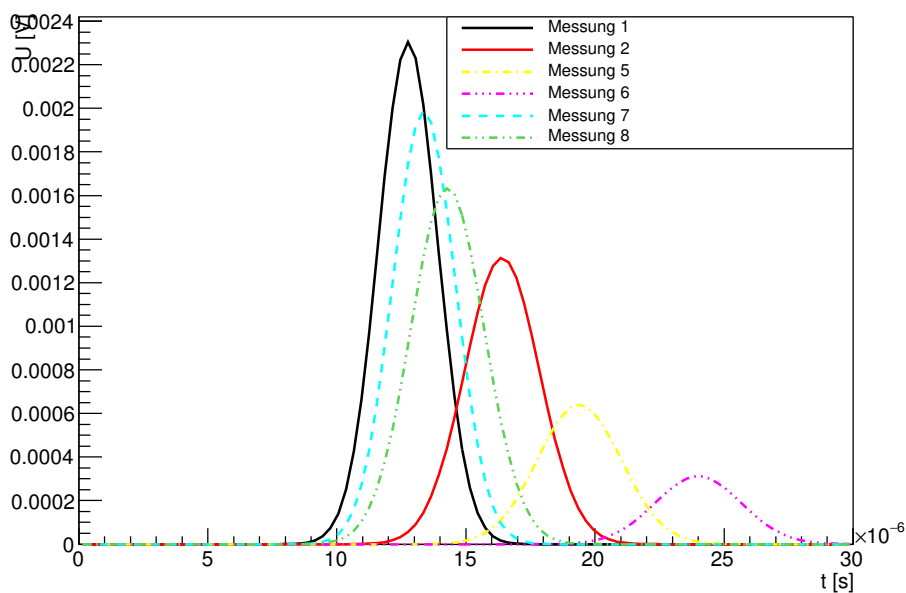


Abbildung 5.5.: Gefittete Gauß-Funktionen bei der Spannungsvariation

Beweglichkeit

Um die Beweglichkeit zu ermitteln, wird (5.4) zu

$$\frac{x_c(\text{mm}) \cdot l}{\mu_n \cdot U} = x_c(\text{s}) \quad (5.12)$$

umgeformt und an die ermittelten Daten angepasst. Dies ist in Abbildung 5.6 aufgetragen. Die Beweglichkeit ergibt sich zu

$$\mu_n = (3254 \pm 1) \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1} \quad (5.13)$$

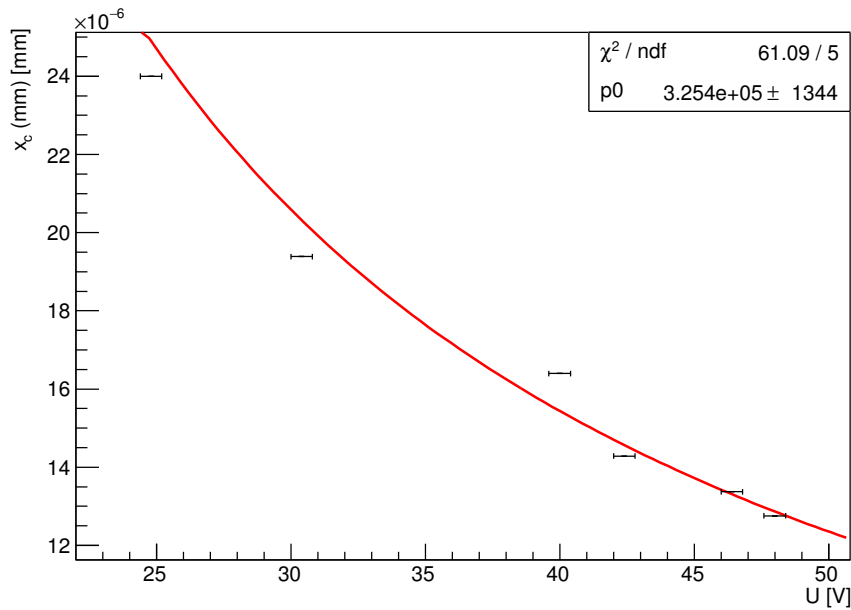


Abbildung 5.6.: Ermittlung der Beweglichkeit bei der Spannungsvariation

Ermittlung der mittleren Lebensdauer

Nach exakt analoger Rechnung wie bei der Variation des Abstandes ergibt sich

$$\tau = (6 \pm 2) \mu\text{s} \quad (5.14)$$

als mittlere Lebensdauer. Der Fit ist in Abbildung 5.7 zu sehen.

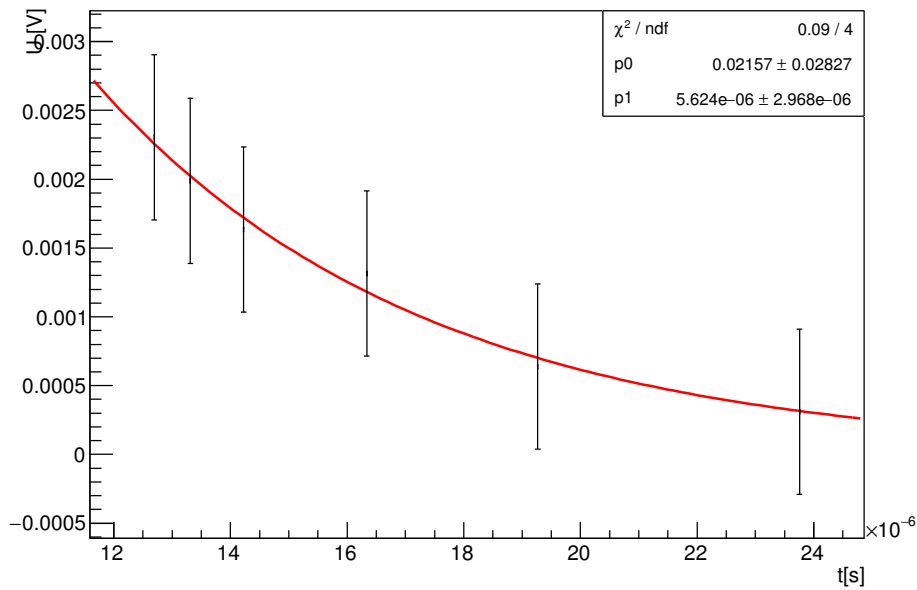


Abbildung 5.7.: Ermittlung der mittleren Lebensdauer bei der Variation der Spannung

Ermittlung der Diffusionskonstante bei der Spannungsvariation

Ebenfalls analog wird die Diffusionskonstante zu

$$D_n = (94 \pm 2) \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad (5.15)$$

bestimmt und der Fit ist in Abbildung 5.8 zu sehen.

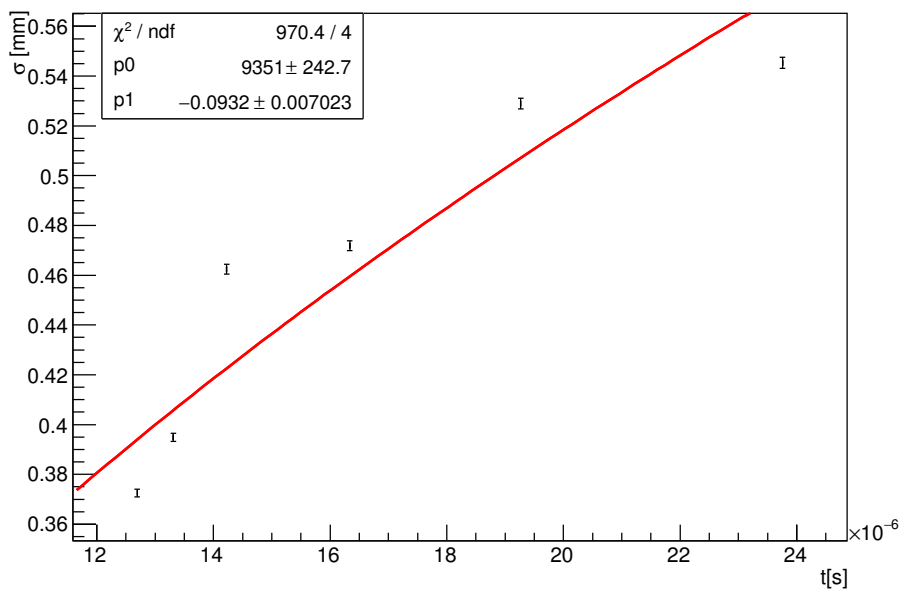


Abbildung 5.8.: Ermittlung der Diffusionskonstante bei der Spannungsvariation

5.2. Zusammenfassung

Es wurden zweifach die mittlere Lebensdauer, die Beweglichkeit und die Diffusionskonstante ermittelt. Diese sind in Tabelle 5.1 zu sehen.

Tabelle 5.1.: Ergebnisse des Haynes-Shockley-Experiments

Variation	Beweglichkeit	mittlere Lebensdauer	Diffusionskonstante
Abstand	$(2900 \pm 300) \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$	$(4.2 \pm 0.2) \mu\text{s}$	$(86 \pm 6) \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$
Spannung	$(3254 \pm 1) \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$	$(6 \pm 2) \mu\text{s}$	$(94 \pm 2) \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$
Literaturwert	$3900 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$	$(45 \pm 2) \mu\text{s}$	$101 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$

Damit liegt die Beweglichkeit bei der Abstandsvariation im 4σ -Bereich, während sie bei der Spannungsmessung extrem hoch ist. Die Abweichung von 4σ kann beispielsweise durch Knicke im Lichtleiter oder der Nadel. Außerdem könnten Oberflächendefekte am Germaniumblock zur Änderung der Beweglichkeit Führen. Gitterdefekte führen zum selben Ergebnis. Spannungsschwankungen wurde besonders bei der Abstandsmessung nicht berücksichtigt, da das Oszi nicht auf die Größenordnung für die Rechteckspannung eingestellt war. Des Weiteren spiel auch die Temperatur hier eine bedeutende Rolle.

Bei der Spannungsvariation fällt der Fehler auf die Beweglichkeit extrem niedrig aus. Dies liegt daran, dass der Fehler auf die Standardabweichung sehr gering ausfällt. Bei der vorherigen Messungen wurde der Abstand zwischen Lichtleiter und Nadel selbst gemessen, wodurch relativ hohe Unsicherheiten auf die y -Achse entstanden. Hier dagegen stammen die Fehler aus einem anderen Fit, wodurch sie sehr viel kleiner ausfallen. Daraus resultiert ein beinahe verschwindender Fehler.

Bei der Diffusionskonstante sind dieselben Argumente zu nennen. Wie weit genau der Literaturwert entfernt liegt, ist schwer zu sagen, da bei diesem höchstwahrscheinlich die Näherung eines idealen Gases verwendet wurde, die nicht direkt auf Halbleiter übertragbar ist. Die Größenordnung ist aber höchstwahrscheinlich korrekt. Damit liegen die gemessenen Diffusionskonstanten etwa im 3σ -Bereich.

Die extreme Diskrepanz der mittleren Lebensdauer kann größtenteils durch die Gitterdefekte erklärt werden. Des Weiteren wird die mittlere Lebensdauer durch die Dotieren verringert. Da die Größenordnung der Einflüsse nicht bekannt, aber als sehr hoch eingeschätzt wird, ist es wahrscheinlich, dass, nebst der Temperatur, diese beiden Faktoren die mittlere Lebensdauer drastisch verkürzt haben.

6. Versuch III: Halbleiterdetektor

In diesem letzten Versuchsteil werden die Fähigkeiten eines Halbleiters untersucht Strahlung detektieren zu können.

6.1. Versuchsspezifische Grundlagen

Für diesen Versuchsteil sind Kenntnisse über das Zerfallsgesetz, die unterschiedlichen Zerfallsarten, die Zerfälle von ^{57}Co und ^{241}Am und die Wechselwirkung von Strahlung mit Materie nötig. Diese werden im Folgenden erläutert.

6.1.1. Zerfallsgesetz

Viele Isotope von Elementen sind instabil. Das heißt, dass sie zerfallen können. Dieser Prozess ist statistisch, wobei die zeitliche Änderung der Anzahl der Atome durch

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda \cdot N \quad (6.1)$$

gegeben ist. Hierbei bezeichnet λ die isotopenspezifische Zerfallskonstante. Dies liefert nach Integration das Zerfallsgesetz

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (6.2)$$

wobei $N_0 = N(0)$ entspricht. Bei radioaktiven Zerfällen ist die sogenannte Halbwertszeit $T_{1/2}$

$$N(T_{1/2}) = 0.5 \cdot N_0 \quad (6.3)$$

$$\Leftrightarrow T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (6.4)$$

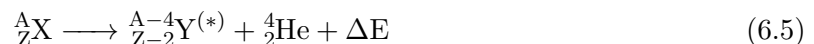
interessant, die angibt, nach welcher Zeit die Hälfte der Atome zerfallen sind.

6.1.2. Zerfallsarten

Es gibt verschiedene Arten von radioaktiven Zerfällen.

α -Zerfall

Kerne mit großen Kernladungszahlen sind häufig instabil. Das liegt daran, dass es für den Kern Energie günstiger ist, unter Aussendung eines Helium Kerns in einen Tochterkern zu zerfallen.



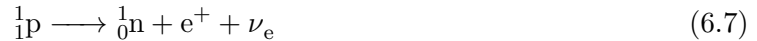
β^- -Zerfall

Bei einem Neutronenüberschuss kann es zu einem β^- -Zerfall kommen. Dabei wandelt sich ein Neutron im Kern unter Aussendung eines Elektrons und eines Antineutrinos in ein Proton um. Deshalb erhöht sich die Kernladungszahl um eins. Das Elektron und das Antineutrino können problemlos „fliehen“, da sie als Leptonen nicht der starken Wechselwirkung unterliegen:



β^+ -Zerfall

Bei protonenreichen Elementen kann es im Kern zur Umwandlung eines Protons in ein Neutron, ein Positron und ein Elektronneutrino kommen. Das Neutron bleibt im Kern, während die anderen beiden wieder „fliehen“ können.



Durch diesen Zerfall verringert sich die Kernladungszahl um eins, was bedeutet, dass das Atom in das benachbarte Element im Periodensystem umgewandelt wird.

γ -Zerfall

Unter γ -Zerfall versteht man die Aussendung eines hochenergetischen Photons durch angeregte Atome. Diese angeregten Atome entstehen oft als Tochterkerne bei den oben bereits genannten α - und β -Zerfällen. Durch Aussendung des γ -Quants stabilisiert sich die energetische Situation des Atom Kerns und dieser wird in einen energetisch günstigeren Zustand versetzt. Röntgenstrahlung ist zum Beispiel eine Art der γ -Strahlung.

6.1.3. Zerfallsschemata

${}^{57}\text{Co}$

In Abbildung 6.1 ist das Zerfallsschema von ${}^{57}\text{Co}$ abgebildet.

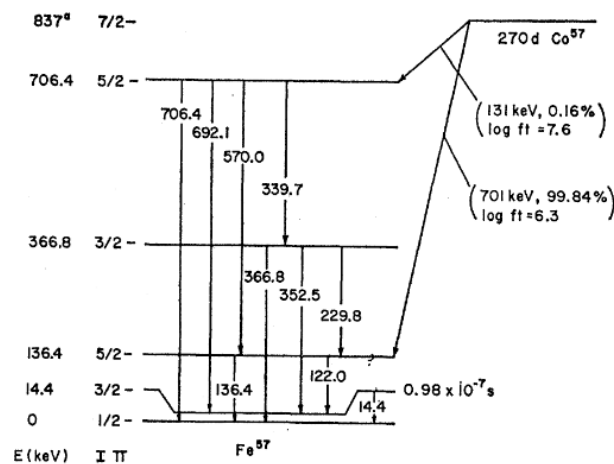


Abbildung 6.1.: Zerfallsschema von ${}^{57}\text{Co}$
[OC]

Wie in dem Diagramm zusehen ist, zerfällt ${}^{57}\text{Co}$ in 99,84% der Fälle in den 136.4 keV Zustand von ${}^{57}\text{Fe}$. Dieser zerfällt entweder direkt in den Grundzustand oder zuerst durch Aussendung eines 122.0 keV Photons und anschließend durch Aussendung eines 14.4 keV Photons in den Grundzustand.

^{241}Am

In der folgenden Abbildung ist das Zerfallsschema von ^{241}Am abgebildet.

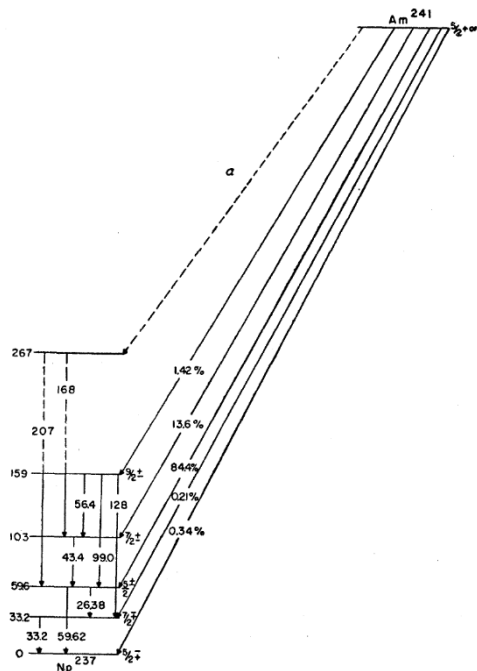


Abbildung 6.2.: Zerfallsschema von ^{241}Am
[JAP]

^{241}Am zerfällt zu 84,4% in den 59,62 keV Zustand von ^{237}Np . Von diesem geht es entweder direkt oder über den 33,2 keV Zustand in den Grundzustand über. Die Differenz zwischen dem zweiten und ersten angeregten Zustand beträgt 26,48 keV.

6.1.4. Wechselwirkung mit Materie

Da man elektromagnetische Strahlung nur indirekt detektieren kann, macht man sich dafür die Wechselwirkung mit Materie zunutze. Es gibt verschiedene Arten von Wechselwirkungen. Im Folgenden werden die drei dominierende Arten erklärt. Ihr Vorkommen ist abhängig von der Kernladungszahl Z und vom Wirkungsquerschnitt des Materials. Für die Relevanz gelten folgende Richtlinien:

- Photoeffekt : $E_\gamma \leq 200 \text{ keV}$
- Comptoneffekt : $200 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 5 \text{ MeV}$
- Paar-Bildung: minimal benötigte Energie $E_\gamma \geq 1,022 \text{ MeV}$

Photoeffekt

Unter dem Photoeffekt versteht man den Prozess, bei dem ein Elektron in der Atomhülle durch Emission oder Absorption eines Photons seinen Energiezustand ändert. Diese Photonen haben quantisierte Energien, weil die Elektronen quantisierte Zustände haben. Das Photon wird bei der Emission restlos absorbiert. Durch diese Quantisierung der Energie kann die kinetische Energie

eines Elektrons, das durch den Photoeffekt angeregt wird, beschrieben werden als:

$$E_{kin} = h \cdot \nu - E_{Bindung} \quad (6.8)$$

Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Frequenz des Photons.

Der Wirkungsquerschnitt σ des Photoeffekts ist von der Kernladungszahl Z und von der Energie des Photons E in folgender Weise abhängig [VER]:

$$\sigma \propto \frac{Z^5}{E^{3,5}} \quad (6.9)$$

Comptoneffekt

Der Comptoneffekt beschreibt die Streuung von Photonen an freien Elektronen. Bei diesem Vorgang überträgt das Photon einen Teil seiner Energie auf das Elektron und setzt anschließend seine Bewegung mit verminderter Energie um den Winkel α verändert fort.

6.2. Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau dieses letzten Versuchs besteht aus einer Kontrolleinheit, die an einer Spannungsversorgung angeschlossen ist und einen Vorverstärker und einen Shaping Amplifier beinhaltet. An die Elektronik ist ebenfalls ein Mehrkanal-Analysator angeschlossen, welcher die gemessenen Daten an den Computer übermittelt. An die Elektronik kann man entweder einen Si- oder einen CdTe-Detektor anschließen. Die ohmschen Kontakte am CdTe bestehen aus feinen Goldfäden wodurch dieser Detektor extrem vorsichtig gehandhabt werden muss. Zum Versuchsaufbau gehören auch die beiden Proben von ^{241}Am und ^{57}Co die gemessen werden sollen.

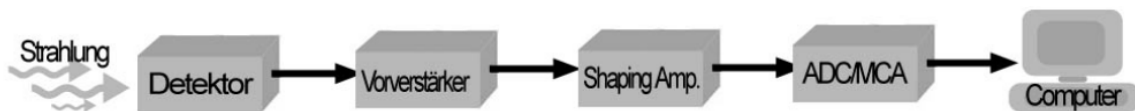


Abbildung 6.3.: Schematischer Versuchsaufbau für die Vermessung des Gammaskpektrums von radioaktiven Proben mit Hilfe von Halbleiterdetektoren [AM, S.57]

6.3. Versuchsdurchführung

Als erster Schritt wird die Spannungsversorgung des Detektors angeschaltet. Da die gesamte Elektronik bereits voreingestellt ist, muss und kann hier auch nichts weiter nachjustiert oder eingestellt werden. Zuerst wurde der Silizium Detektor eingesetzt und die Kobalt Probe auf einen markierten Bereich über dem Detektor gelegt. Anschließend wird das Computerprogramm ADMCA gestartet und das Kobalt-Spektrum 60 Minuten gemessen. Als nächstes wird die Probe wieder eine Stunde mit dem CdTe-Detektor gemessen. Zum Austausch des Detektors wird die Spannung abgeschaltet. Für Americium wird gleich verfahren. Als letztes wird eine Untergrundmessung von einer halben Stunde durchgeführt obwohl dies nicht verlangt ist.

6.4. Auswertung

Für niedrige Kanäle ist ein Störpeak zu sehen. Deshalb werden die ersten 75 Kanäle vernachlässigt. Des Weiteren ist die Signalhöhe bei hohen Kanälen im Prinzip null, weshalb nur Kanäle bis 1000 berücksichtigt werden.

Untergrundmessung

Die Untergrundmessung des CdTe ist in Abbildung 6.4 und von Si in Abbildung 6.5 zu sehen. Die Messzeit beträgt bei beiden Messungen $\Delta t = 1800$ s.

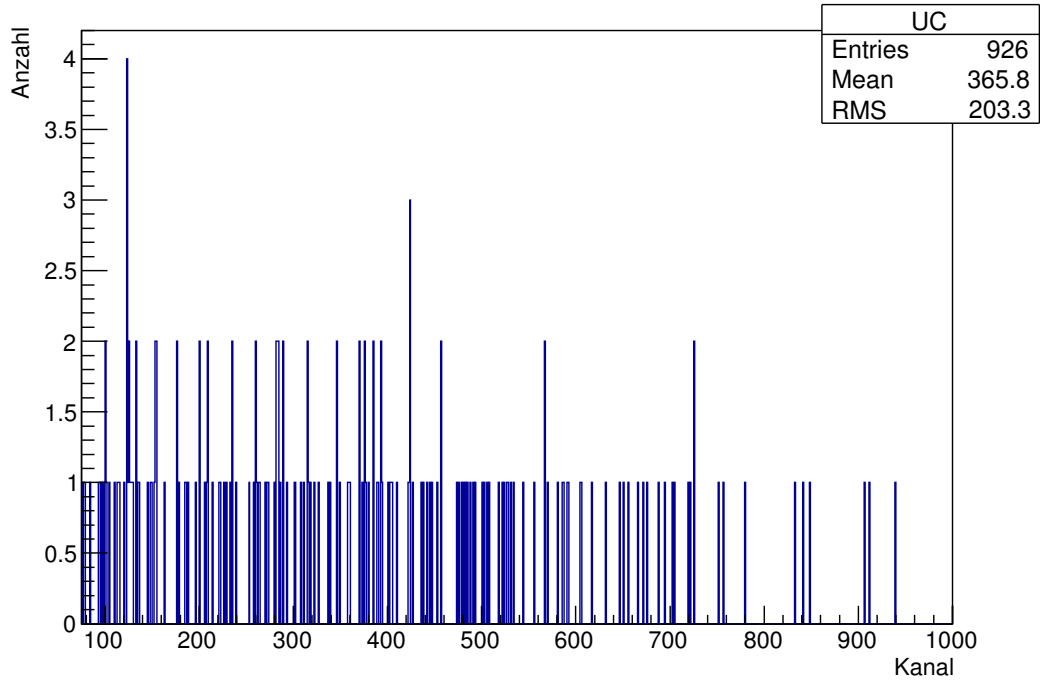


Abbildung 6.4.: Untergrundmessung des CdTe-Detektors

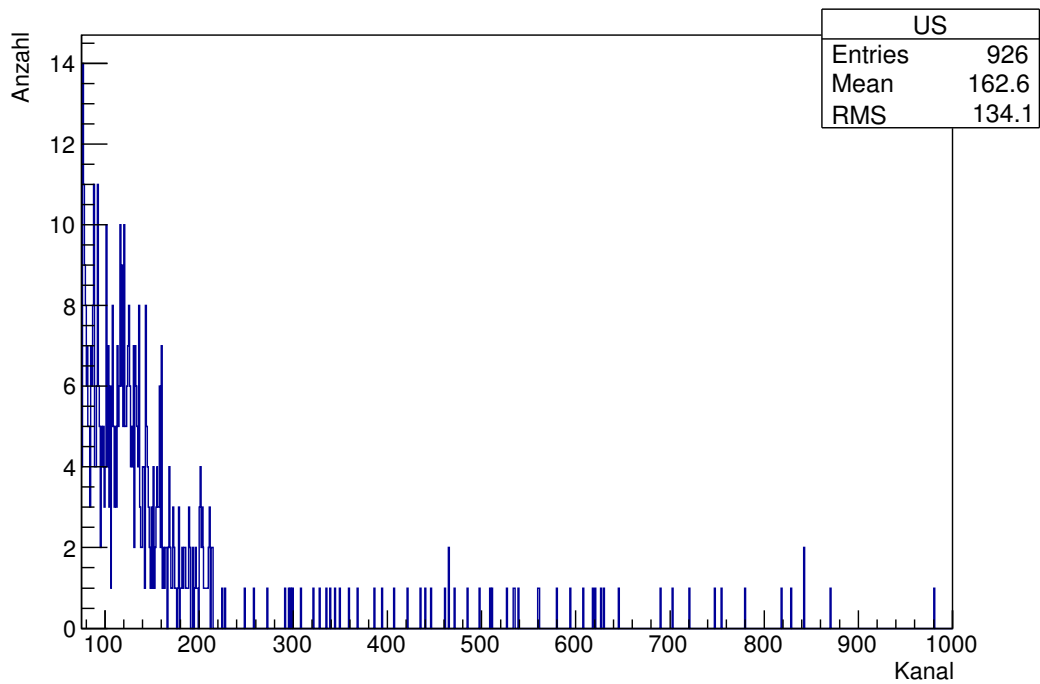


Abbildung 6.5.: Untergrundmessung des Si-Detektors

Energiekanaleichung

Mithilfe der Spektren wird für beide Detektoren eine Energiekalibrierung durchgeführt. Dafür werden die erwarteten Peaks mithilfe von Gauß-Funktionen gefittet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 zu sehen. Die zugehörigen Fits sind im Anhang zu finden. Der 136.47 keV Peak von ^{57}Co kann nicht aufgelöst werden.

Tabelle 6.1.: Daten zu Energiekalibrierung

Material	Bekannter Peak	Kanal Si	Kanal CdTe
^{241}Am	59.5 keV	301 ± 1	309 ± 1
^{57}Co	122.06 keV	620 ± 1	639 ± 1
^{57}Co	136.47 keV	-	713 ± 1

Die Werte aus Tabelle 6.1 werden graphisch aufgetragen und eine Gerade wird angepasst, siehe Abbildungen 6.6 und 6.7. Die Fit-Parameter sind in Tabelle 6.2 eingetragen. Da maximal ein Freiheitsgrad für die Bestimmung der Geraden übrig bleibt, ist die Signifikanz der Geraden sehr gering.

Tabelle 6.2.: Energiekanaleichung der beiden Detektoren

Detektor	Steigung	Achsenabschnitt
Si	$(0.1961 \pm 0.0009) \text{ keVKanale}^{-1}$	$(0.5 \pm 0.4) \text{ keV}$
CdTe	$(0.1902 \pm 0.0006) \text{ keVKanale}^{-1}$	$(0.7 \pm 0.4) \text{ keV}$

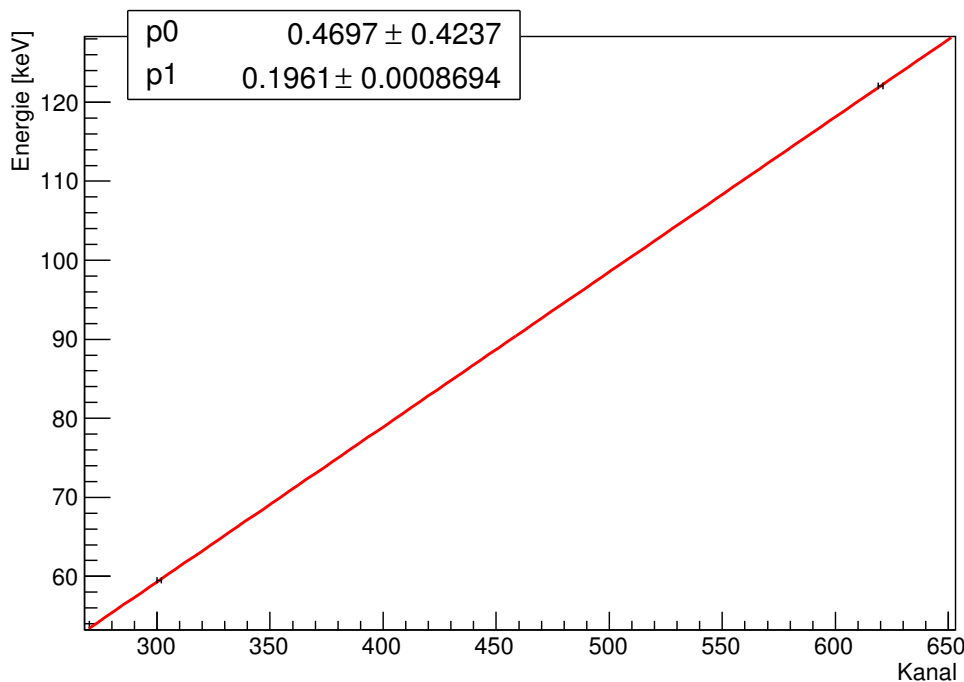


Abbildung 6.6.: Energiekanaleichung beim Si-Detektor

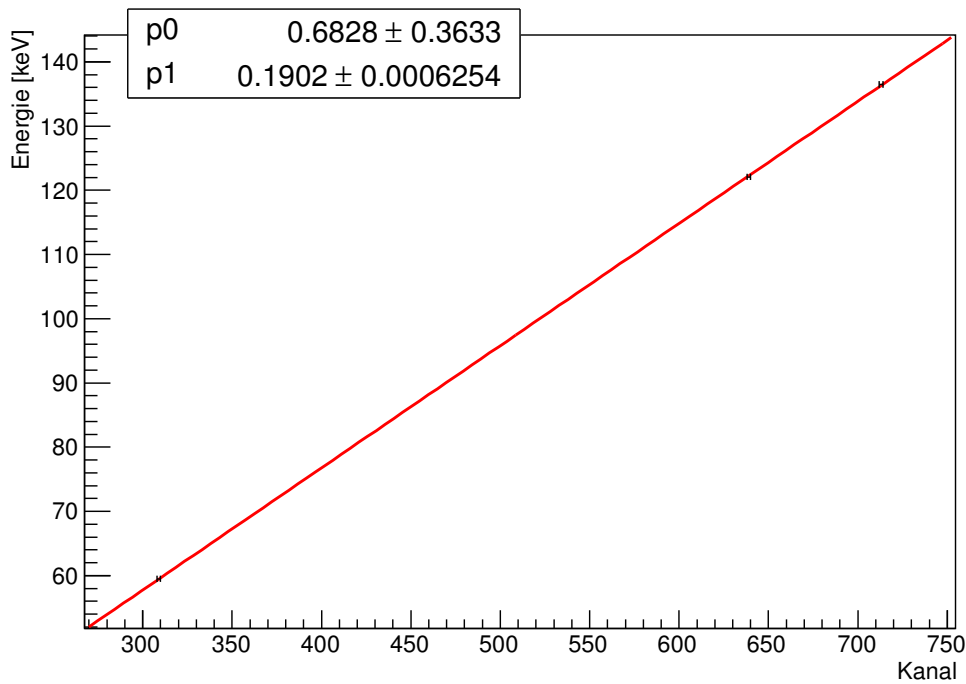


Abbildung 6.7.: Energiekanaleichung beim CdTe-Detektor

Absorptionswahrscheinlichkeiten

Die Absorptionswahrscheinlichkeit wird mithilfe der Konstanten A der einzelnen Gauß-Funktionen verglichen. Nach [VER, S. 17] ermittelt sich diese durch

$$\frac{\text{Abs}_{\text{Si}}}{\text{Abs}_{\text{CdTe}}}(E) = \frac{A_{\text{Si}}}{A_{\text{CdTe}}} \frac{a_{\text{CdTe}}}{a_{\text{Si}}} \quad (6.10)$$

wobei $a_{\text{Si}} = 100 \text{ mm}^2$ und $a_{\text{CdTe}} = 23 \text{ mm}^2$. Die Unsicherheiten ermitteln sich durch Fehlerfortpflanzung der Fit-Unsicherheiten. Die sich so ergebenden Absorptionswahrscheinlichkeiten sind in Tabelle 6.3 zu sehen. Der Wert für den 136.47 keV Peak von ^{57}Co kann nicht ermittelt werden.

Tabelle 6.3.: Vergleich der Absorptionswahrscheinlichkeiten

Energie	Verhältnis der Absorptionswahrscheinlichkeiten
59.5 keV	$1.4 \pm 0.8 \%$
122.06 keV	$0.07 \pm 0.05 \%$

Energieauflösung

Die Energieauflösung der Detektoren lässt sich (aus [VER, S. 17]) durch

$$\text{RER}(E) \approx \frac{2.35\sigma(E)}{E} \quad (6.11)$$

$$(6.12)$$

ermitteln. $\sigma(E)$ beschreibt die Standardabweichung der Gauß-Funktionen, nachdem sie in Energie umgerechnet wird. Dies ergibt sich durch

$$\sigma(E) = \sigma(\text{Kanal}) \cdot p1 \quad (6.13)$$

$$s_{\sigma(E)} = \sigma(E) \cdot \sqrt{\left(\frac{s_{\sigma(\text{Kanal})}}{\sigma(\text{Kanal})}\right)^2 + \left(\frac{s_{p1}}{p1}\right)^2} \quad (6.14)$$

mit $\sigma(\text{Kanal})$ als ermittelte Standardabweichung der Gauß-Funktion und $p1$ der Steigung der jeweiligen Eichgeraden. Damit lassen sich die Energieauflösungen ermitteln und die Ergebnisse sind in Tabelle 6.4 zu sehen.

Tabelle 6.4.: Energieauflösung der Detektoren, abhängig von der Energie

Detektor	Energie	Energieauflösung
CdTe	59.5 keV	8.21 ± 0.09 %
	122.06 keV	4.87 ± 0.07 %
	136.46 keV	5.27 ± 0.34 %
Si	59.5 keV	9.12 ± 0.43 %
	122.06 keV	4.56 ± 0.28 %

6.5. Zusammenfassung

Die Ergebnisse sind in den folgenden Tabellen 6.5-6.8 zu sehen.

Tabelle 6.5.: Daten zu Energiekalibrierung

Material	Bekannter Peak	Kanal Si	Kanal CdTe
²⁴¹ Am	59.5 keV	301 ± 1	309 ± 1
⁵⁷ Co	122.06 keV	620 ± 1	639 ± 1
⁵⁷ Co	136.47 keV	-	713 ± 1

Tabelle 6.6.: Energiekanaleichung der beiden Detektoren

Detektor	Steigung	Achsenabschnitt
Si	(0.1961 ± 0.0009) keVKanale ⁻¹	(0.5 ± 0.4) keV
CdTe	(0.1902 ± 0.0006) keVKanale ⁻¹	(0.7 ± 0.4) keV

Tabelle 6.7.: Vergleich der Absorptionswahrscheinlichkeiten

Energie	Verhältnis der Absorptionswahrscheinlichkeiten
59.5 keV	1.4 ± 0.8 %
122.06 keV	0.07 ± 0.05 %

Tabelle 6.8.: Energieauflösung der Detektoren, abhängig von der Energie

Detektor	Energie	Energieauflösung
CdTe	59.5 keV	8.21 ± 0.09 %
	122.06 keV	4.87 ± 0.07 %
	136.46 keV	5.27 ± 0.34 %
Si	59.5 keV	9.12 ± 0.43 %
	122.06 keV	4.56 ± 0.28 %

Leider konnte der 136.47 keV Peak von ^{57}Co mit dem Si nicht detektiert werden. Allgemein war die Zählrate beim Si-Detektor sehr niedrig. Dies kann daran liegen, dass ein äußerer Defekt vorlag, der die Übertragung beeinträchtigte. Prinzipiell wäre es auch möglich, dass die Proben auf dem Si-Detektor ineffizienter als auf dem CdTe-Detektor lagen, sodass die Zählrate extrem verringert war.

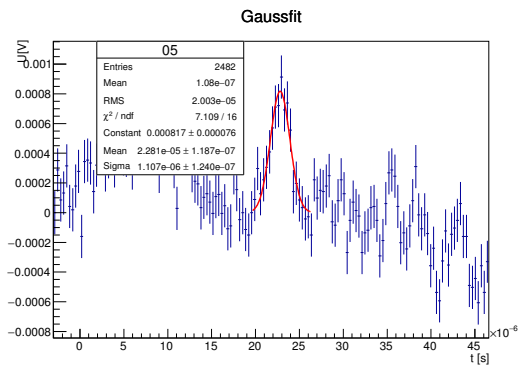
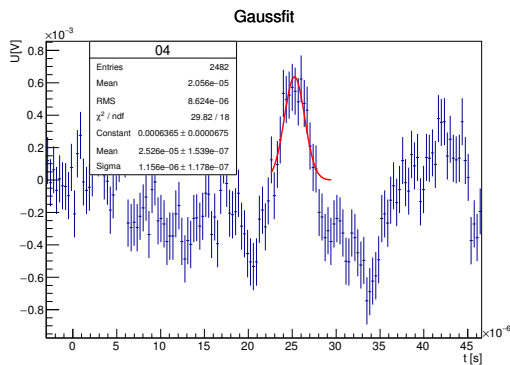
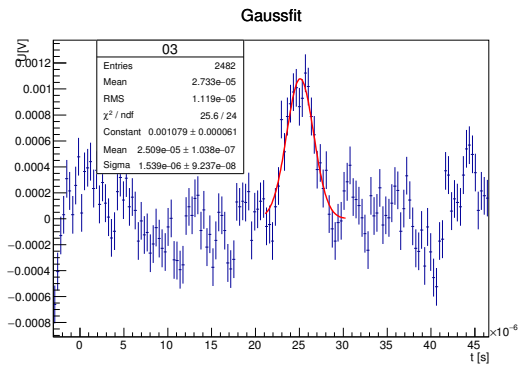
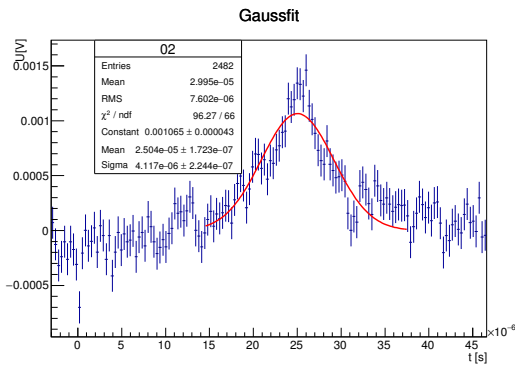
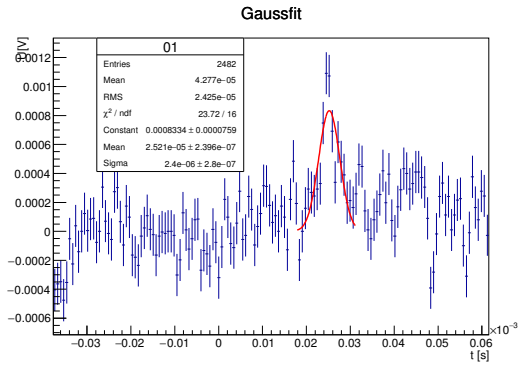
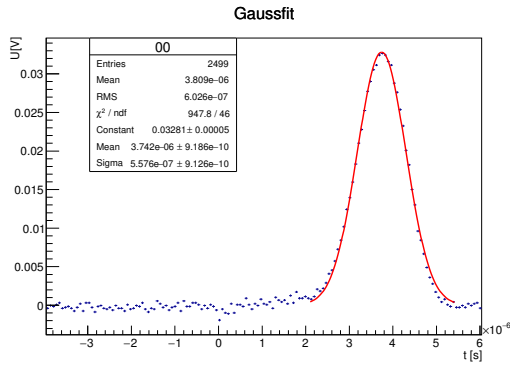
Beim CdTe-Detektor dagegen sind die Peaks so wie erwartet.

Literaturverzeichnis

- [AM] AMREIM, SIMON, *Halbleiter & Halbleiterdetektoren*, Staatsexamensarbeit. Universität Freiburg, 1. April 2008.
- [VER] *Versuchsanleitung, Fortgeschrittenen Praktikum Teil 1, Lange Halbwertszeiten*, Universität Freiburg, 26. Juni 2012.
- [OC] O.C. KISTNER, A.W. SUNYAR, *Excited States of ^{57}Fe Populated in ^{57}Co Decay*, Physical Review, 139. Ausgabe Nummer 2B, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, 26. Juli 1965
<https://journals.aps.org/pr/pdf/10.1103/PhysRev.139.B295>
- [JAP] H. JAPE, T.O. PASSELL, C.I. BROWNE, AND I. PERLMAN, *Gamma and X-Radiation in the Decay of ^{241}Am* , Physical Review, 97. Ausgabe Nummer 1, California, 7. September 1954
<https://journals.aps.org/pr/pdf/10.1103/PhysRev.97.142>

A. Abstandsvariation

Hier folgen alle Fits für die Abstandsvariation. In den Graphiken ist die jeweilige Messungen in der Box zu sehen.



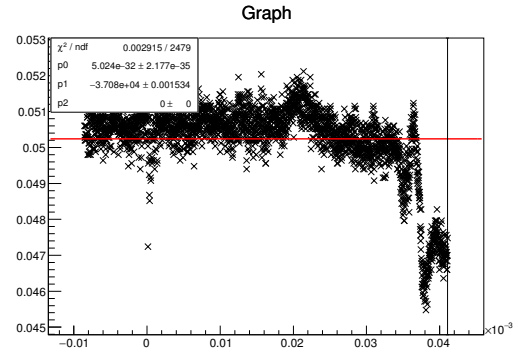
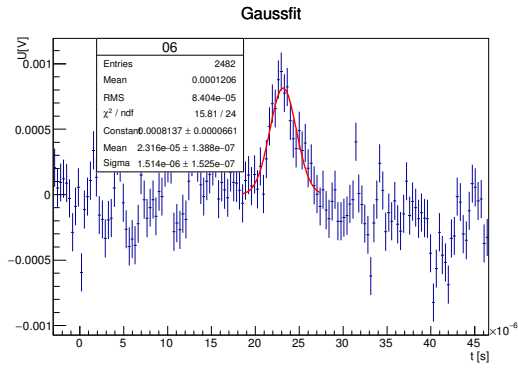
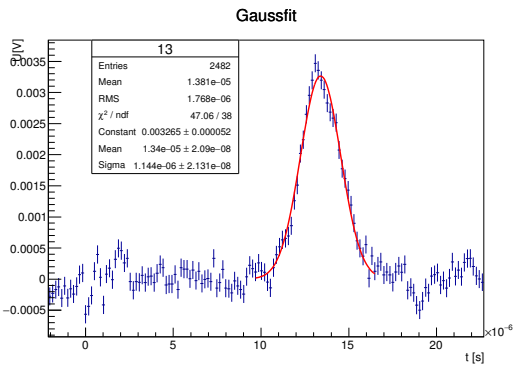
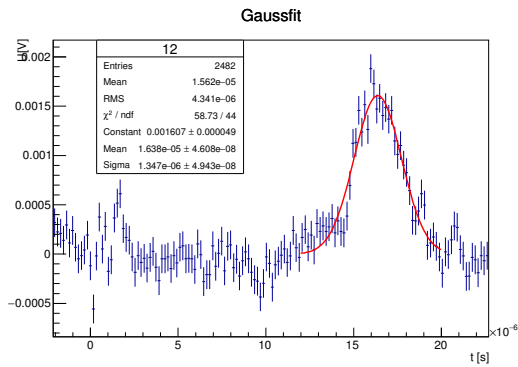
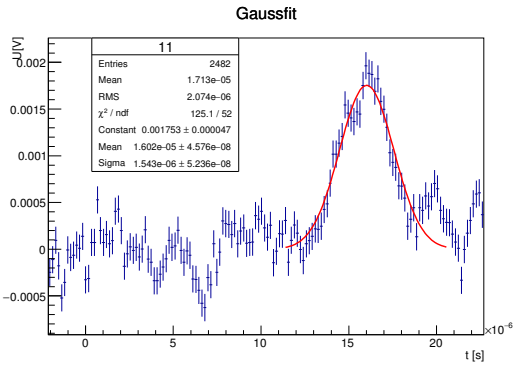
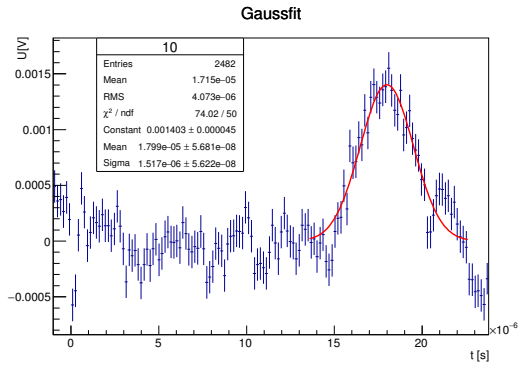
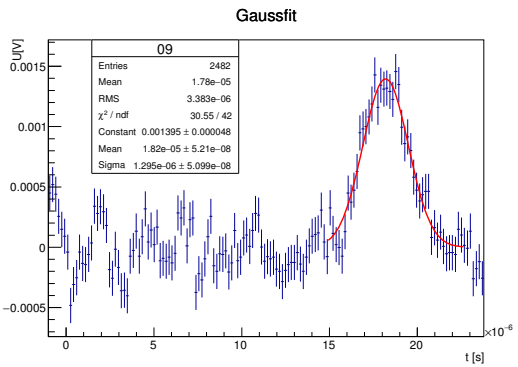
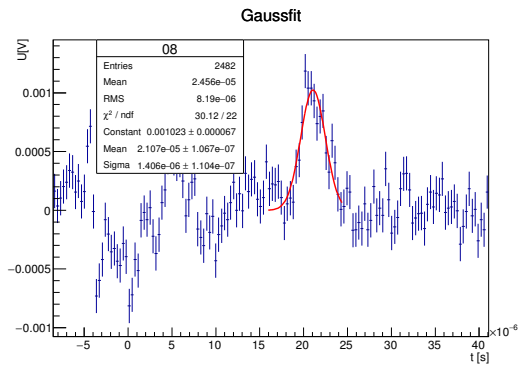
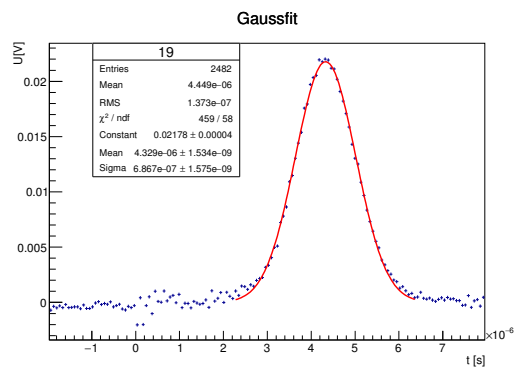
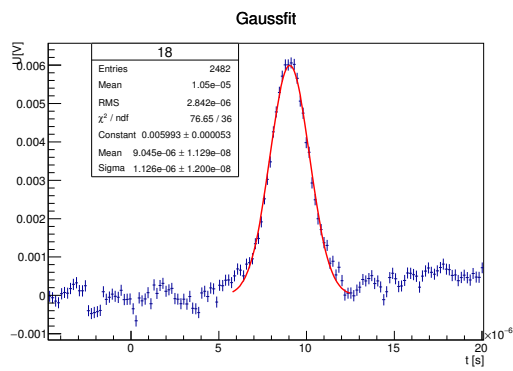
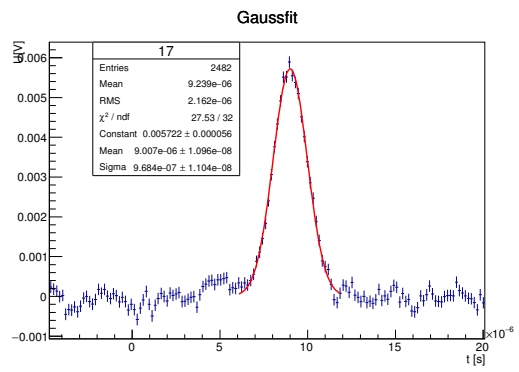
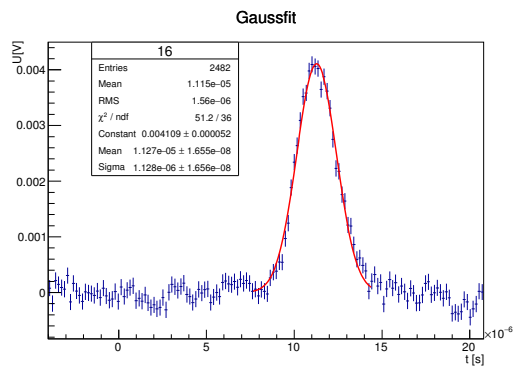
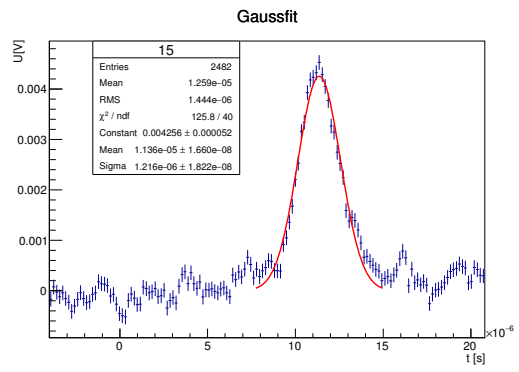
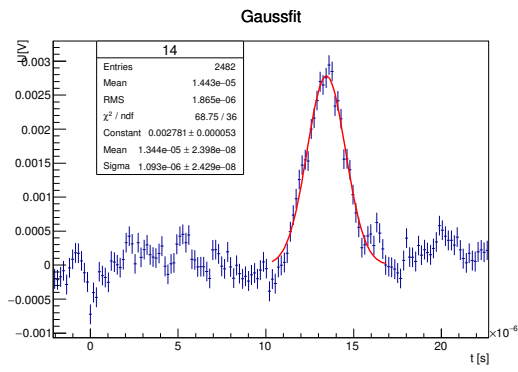


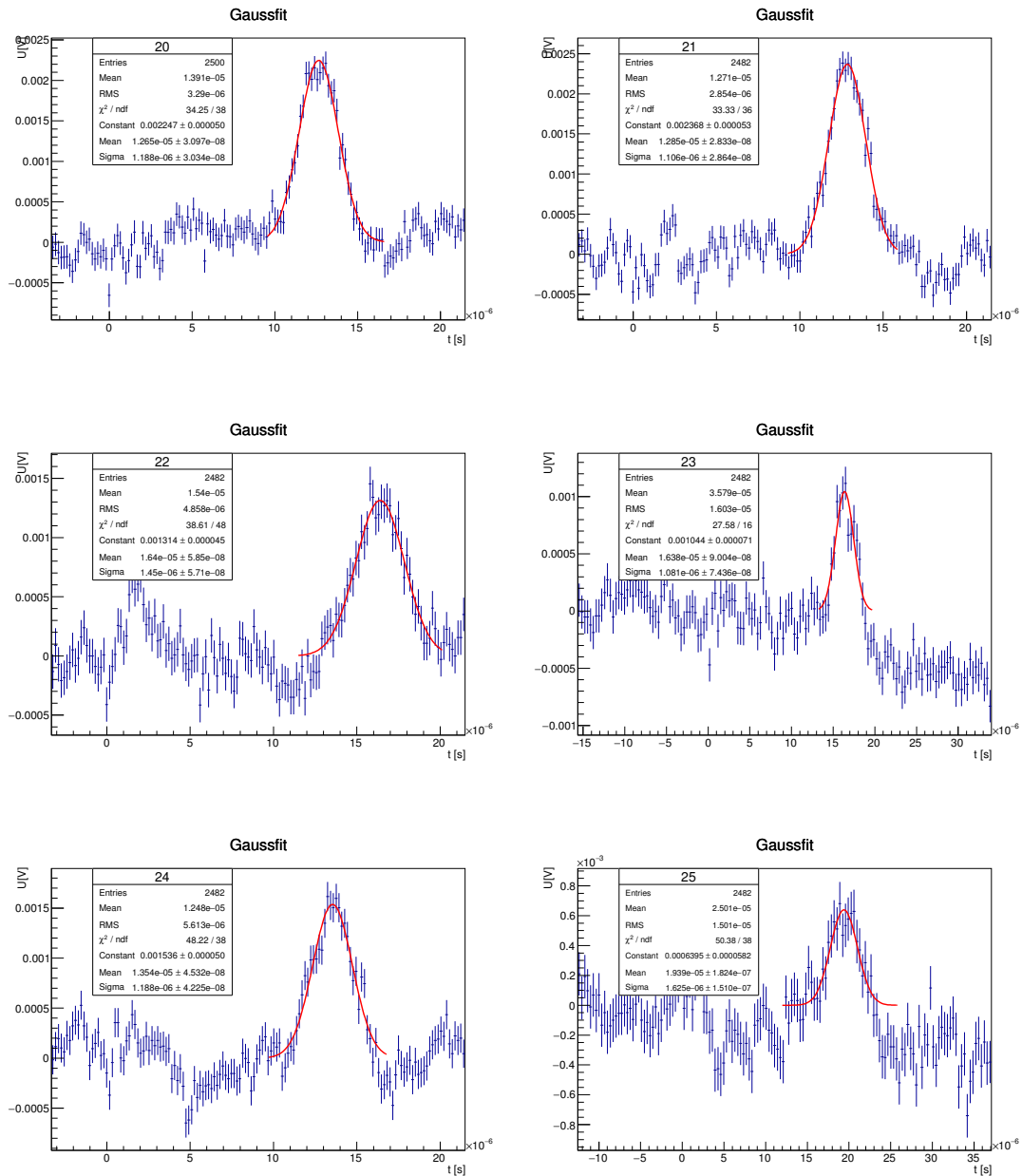
Abbildung A.1.: Messung 07

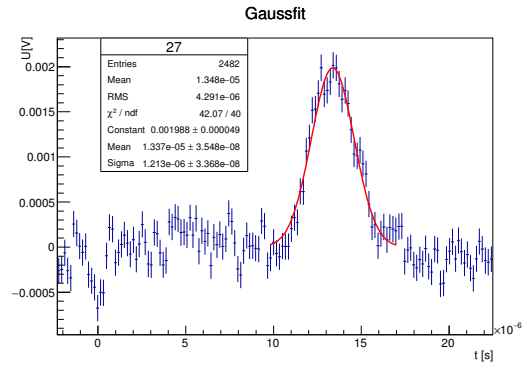
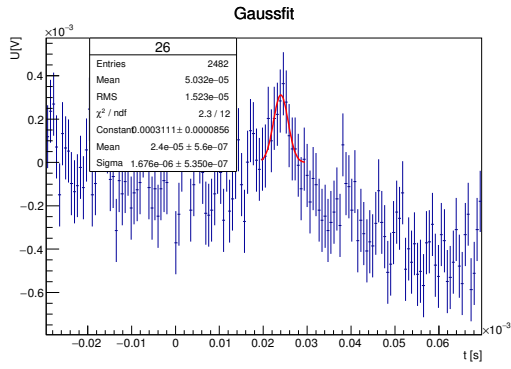




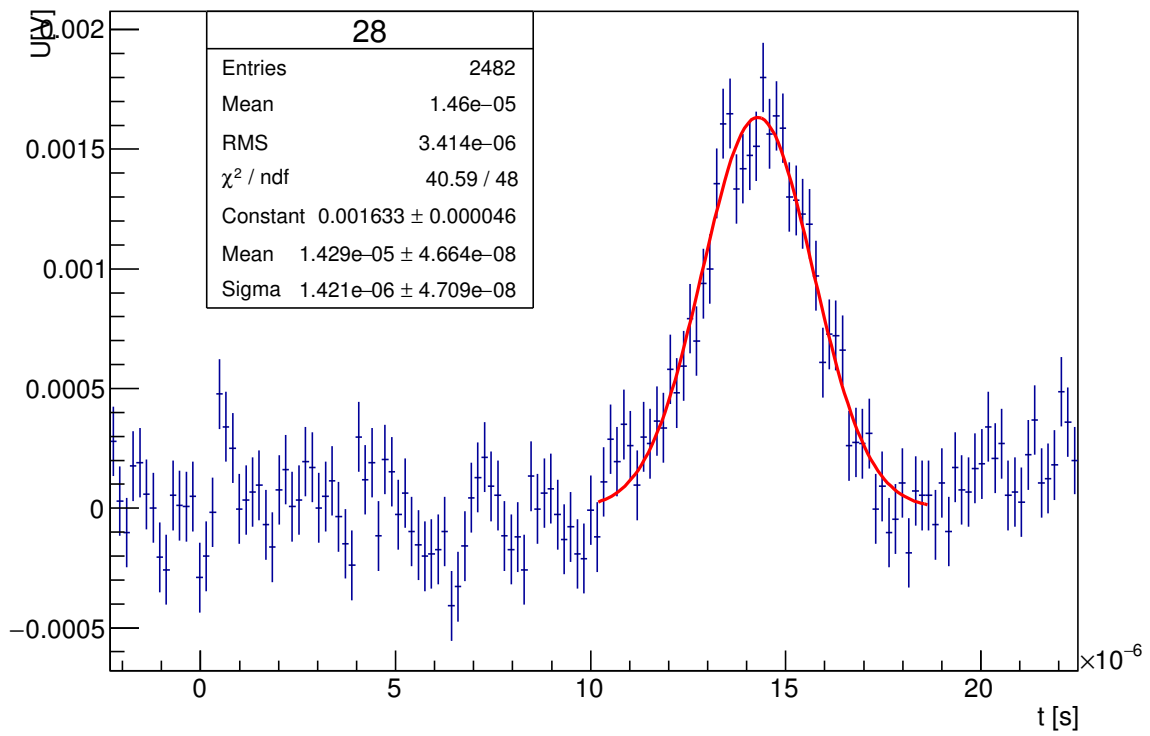
B. Spannungsvariation

Hier folgen alle Fits für die Spannungsvariation. In den Graphiken ist die jeweilige Messungen in der Box zu sehen.





Gaussfit



C. Halbleiterdetektor

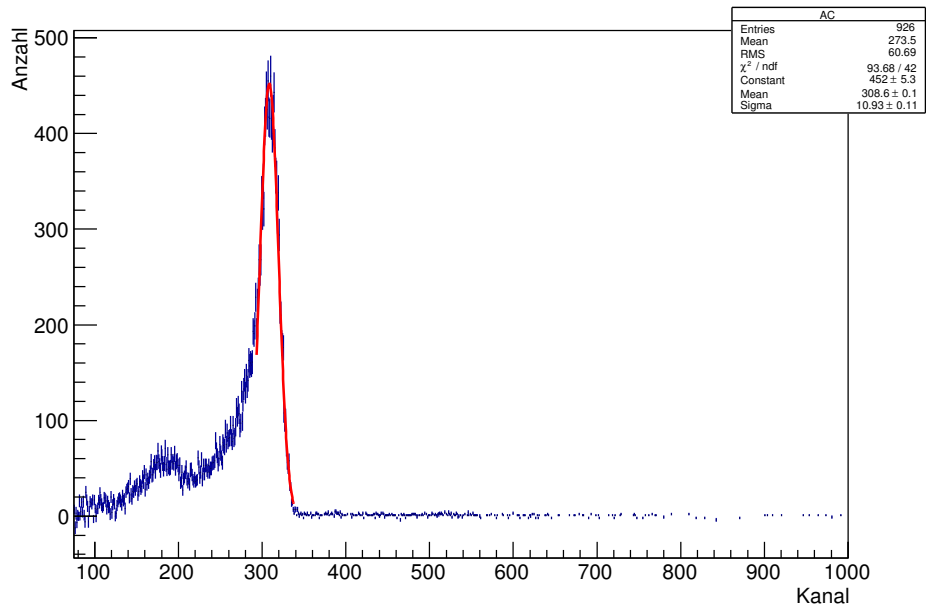


Abbildung C.1.: Americium-Peak, CdTe-Detektor

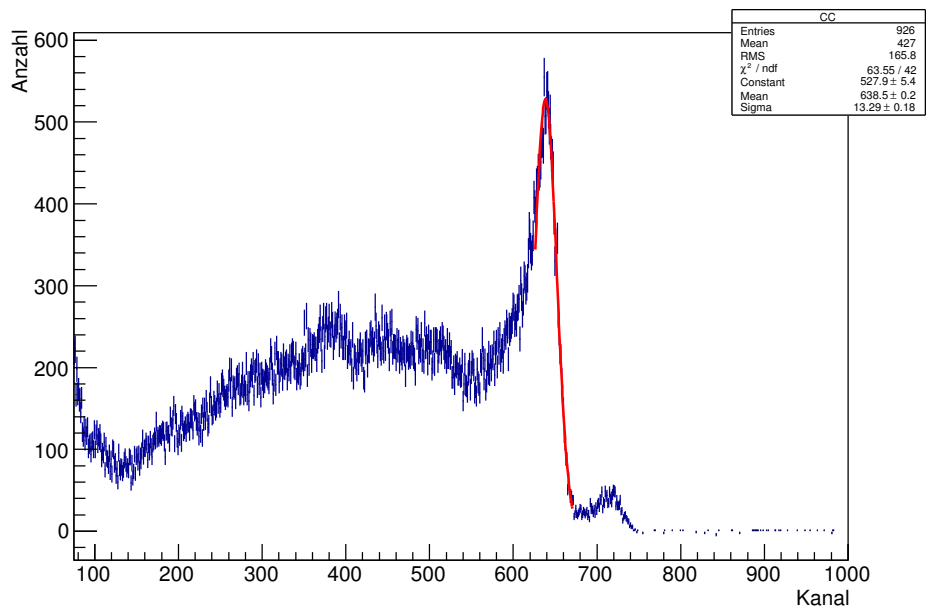


Abbildung C.2.: Cobalt-Peak 122.06 keV, CdTe-Detektor

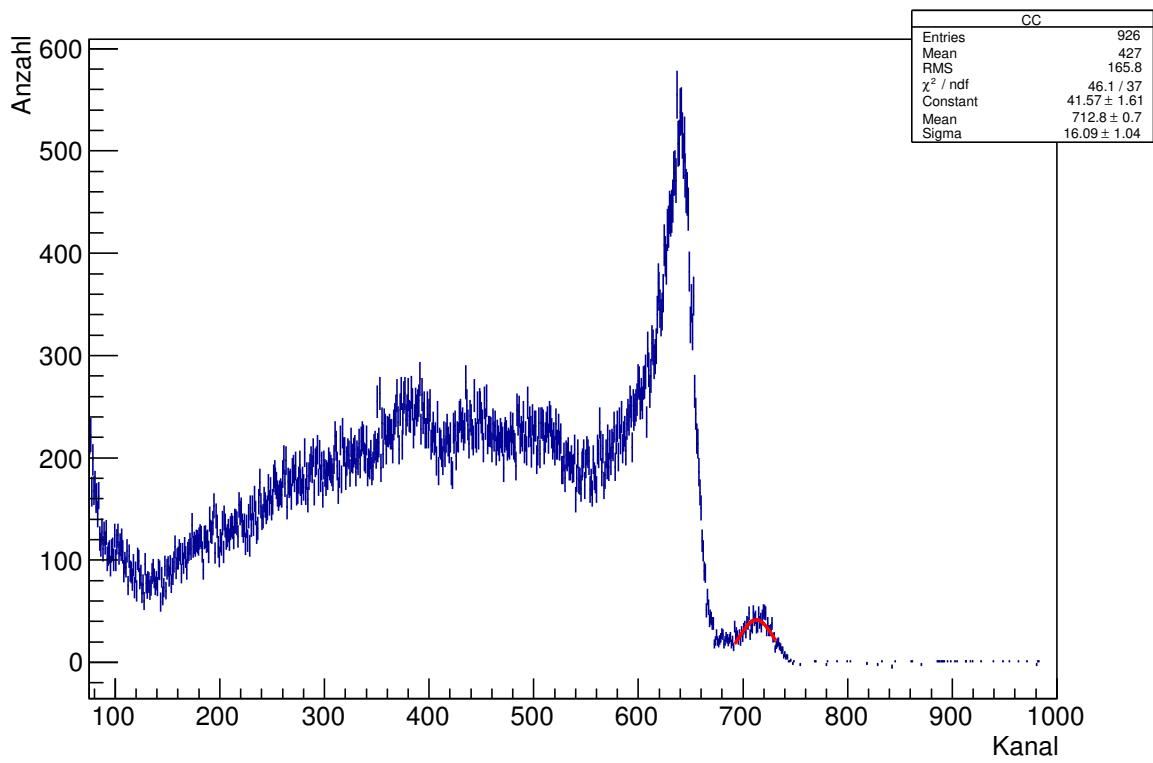


Abbildung C.3.: Cobalt-Peak 136.47 keV, CdTe-Detektor

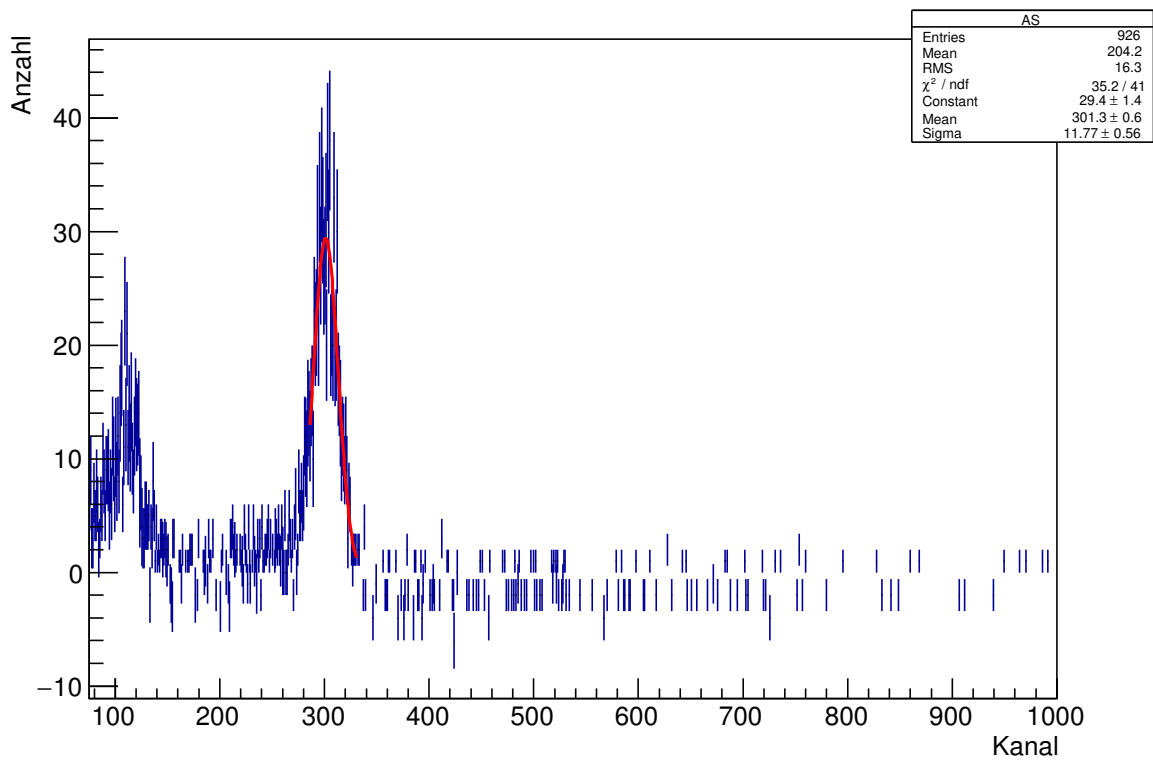


Abbildung C.4.: Americium-Peak, Si-Detektor

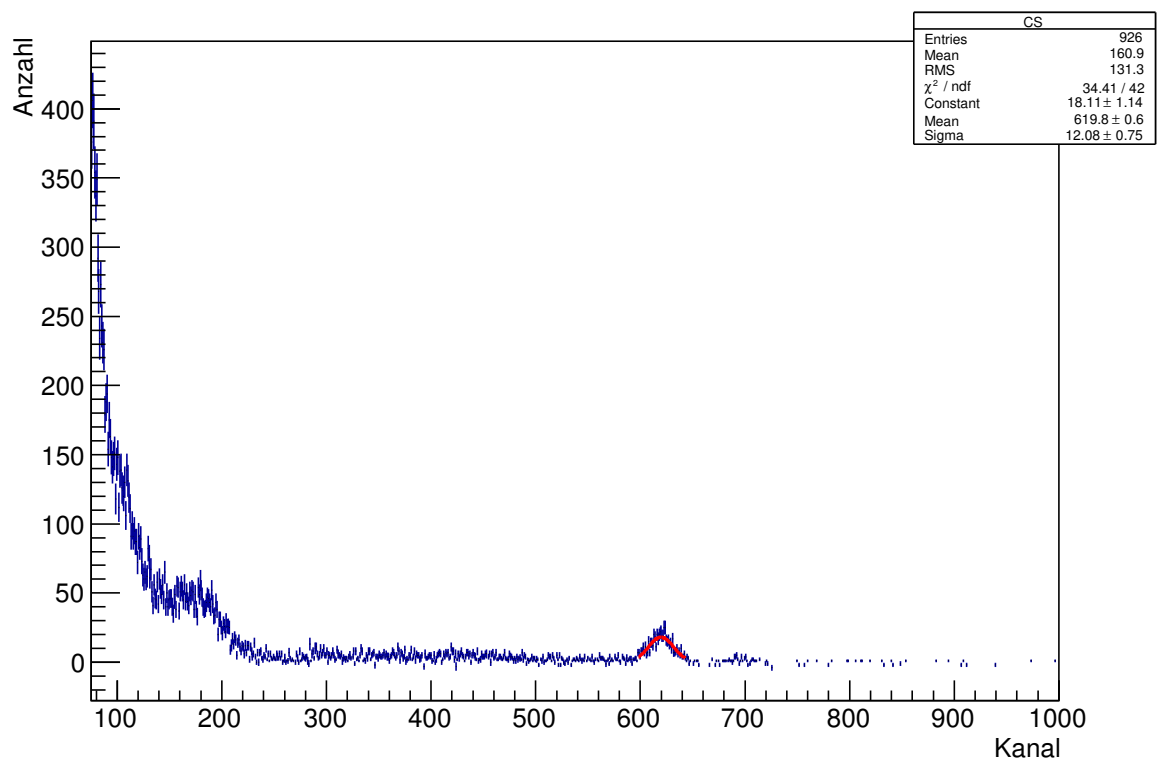


Abbildung C.5.: Cobalt-Peak 122.06 keV, Si-Detektor

Halbleiter

21.03.17

Blende · 200D ± 0,2mm

1/ Si: Spektrum der Lampe

AC Pyro	30	Gitter: 1200 $\frac{\text{lin}}{\text{mm}}$
DC Pyro	10	Filter: bläulich

†

Si: Transmission und Absorption

AC	30 Pyro	Gitter: 1200 $\frac{\text{lin}}{\text{mm}}$
	30 Sample	Filter: bläulich
DC	10 Pyro	
	2 Sample	

Sample current: 0,75 mA

Si: Untergrund

Gleiche Parameter, 65s Messdauer
Bei ausgeschalteter Control Unit

Si

Genauigkeit:

39,55

2) Offset: Lichtleiter - Nadel: $2,8 \pm 0,2 \text{ mm}$
 $s_{cl} = 0,1 \text{ mm}$

d Messungen	d/mm	Uhrzeit	$\Delta U/\text{div}$	$\Delta t/\text{div}$
4	9,6	$\approx 15:17$	2 mV	5 μs
1	8,3	15:20	"	"
1	8,3	18:23	"	"
1	7,3	15:26	"	"
1	7,3	15:27	"	"
1	6,1	15:29	"	2,5 μs
1	6,1	15:30	"	"
1	5,7	15:35	"	"
1	5,7	15:37	"	"
1	4,1	15:43	"	"
1	4,1	15:44	"	"
1	3,2	15:48	"	"
1	3,2	15:49	"	"
1	2,2	15:52	"	"
1	2,2	15:53	"	"
1	0	18:03	10 mV	1 μs

Sweep Rate: 7,8 Punkte (1 Punkt = 0 Punkte)
 $U = 48 \text{ V}$

Ge: Spektrum der Lampe

AC pyro: 100

DC pyro: 2

Gitter: 600 $\frac{\text{lin}}{\text{mm}}$

Filter: silbrig

Ge: Transmission und Absorption

AC 100 pyro

1000 sample

Gitter: 600 $\frac{\text{lin}}{\text{mm}}$

Filter: silbrig

DC 2 pyro

5 sample

sample current 15,0 μA

Ge: Hintergrund:

Gleiche Parameter

Dauer: 66s

ohne Control unit

Ge: Unsicherheit auf Winkel

Messung ~~45~~ 39,55

$d = 3,9 \mu\text{m}$

U _{SS} / V	Uhrzeit	U/div		At/div	
		CH1 2mV	CH2 20V	CH1 2,5µs	CH2 5µs
48,0	16:30	"	"	"	"
48,0	16:31	"	"	"	"
49,0	16:34	"	"	"	"
35,2	16:38	"	"	5µs	"
44,8	16:40	"	"	2,5µs	"
39,4	16:44	"	"	5µs	"
24,8	16:53	"	"	10µs	"
46,4	16:57	"	"	2,5µs	"
42,4	16:59	"	"	"	"

3) Mit beiden Detektoren wurden die Proben
jeweils 3600s gemessen.

Danach folgten für beide Untgrundmessungen
der Dauer 1800s.

21/09/17
HS