

# Halbleiter



Fortgeschrittenen-Praktikum I

Steffen Spieler und Benedikt Kraus

Fakultät für Mathematik und Physik  
der  
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg

03. Oktober 2010

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Aufgabenstellung</b>	<b>3</b>
1.1	Vermessung der Bandlücke . . . . .	3
1.2	Haynes und Shockley-Experiment . . . . .	3
1.3	Halbleiterdetektor . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Halbleiter . . . . .	5
2.2	Bändermodell . . . . .	5
2.3	Indirekter und direkter Halbleiter . . . . .	6
2.4	Halbleiterdioden . . . . .	6
2.4.1	Halbleiterdetektor . . . . .	7
2.5	Bewegung von Ladungsträgern . . . . .	7
2.6	Spezifische Theorie zum Teil II . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Teil I: Vermessung der Bandlücke</b>	<b>10</b>
3.1	Aufbau des Versuches . . . . .	10
3.2	Versuchsdurchführung . . . . .	10
3.3	Auswertung . . . . .	11
<b>4</b>	<b>Teil II: Haynes und Shockley-Experiment</b>	<b>13</b>
4.1	Aufbau . . . . .	13
4.2	Versuchsdurchführung . . . . .	13
4.3	Auswertung 1 . . . . .	14
4.3.1	Die Fits . . . . .	14
4.3.2	Die Beweglichkeit der Ladungen . . . . .	14
4.3.3	Die Mittlere Lebensdauer . . . . .	16
4.3.4	Standardabweichung und Diffusionskonstante . . . . .	17
4.4	Auswertung 2 . . . . .	18
4.4.1	Beweglichkeit . . . . .	18
4.4.2	Mittlere Lebensdauer . . . . .	19
4.4.3	Diffusionskonstante . . . . .	20
4.4.4	Kurzzusammenfassung . . . . .	20

<b>5</b>	<b>Teil III: Halbleiterdetektoren</b>	<b>21</b>
5.1	Aufbau des Versuches . . . . .	21
5.2	Versuchsdurchführung . . . . .	21
5.3	Auswertung . . . . .	21
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>24</b>
<b>7</b>	<b>Anhang</b>	<b>25</b>
7.1	Teil I: Plots . . . . .	25
7.2	Teil III: Plots . . . . .	26
7.3	Fits mit der Funktion $f_{fit}$ . . . . .	27
7.4	Tabellen der Parameter aus der Fitfunktionen . . . . .	30

# 1 Aufgabenstellung

## 1.1 Vermessung der Bandlücke

- Optimieren Sie den Strahlengang für das Licht des Spektrometers. Beachten Sie dabei, dass das optische Gitter und der verwendete Filter zu der ausgewählten Halbleiterprobe passen.
- Verwenden Sie die Software “LoggerPro”, um bei jeder der beiden zu Verfügung stehenden Halbleiterproben (Silizium, Germanium ) ein Absorptionsspektrum und ein Transmissionsspektrum aufzunehmen.
- Führen Sie für beide Spektren eine Untergrundmessung durch.
- Vermessen Sie die Strahlungsleistung der Lampe + Filter.
- Überlegen Sie sich eine Möglichkeit, um Fehlerbalken auf die Messungen der Spektren zu errechnen.
- Bestimmen Sie den Wert der Bandlückenenergie von Germanium und Silizium aus dem Transmissionsspektrum.
- Bestimmen Sie den Wert der Bandlückenenergie von Germanium und Silizium aus dem Absorptionsspektrum.

## 1.2 Haynes und Shockley-Experiment

- Beobachten Sie die zeitliche und räumliche Entwicklung einer Ladungsträgerwolke, die von einem Laserpuls in einer Germaniumprobe erzeugt wurde.
- Vermessen Sie diese Entwicklung: Die Ladungsträgerwolke wird von einer Treiberspannung von dem Auftreffpunkt des Lasers zu der Prüfnadel des Oszilloskops bewegt. Variieren Sie in zwei Messreihen zum einen den Abstand Nadel-Laserpunkt und zum anderen den Wert der Treiberspannung.
- Berechnen Sie aus der zeitlichen Entwicklung des Schwerpunkts der Ladungsträgerwolke die Beweglichkeit  $\mu_e$  freier Elektronen in p-Germanium.
- Berechnen Sie aus der zeitlichen Entwicklung der Signalstärke der Ladungsträgerwolke die mittlere Lebensdauer  $\tau_e$  freier Elektronen in p-Germanium.

- Berechnen Sie aus der zeitlichen Entwicklung der Ladungsträgerwolke (Standardabweichung einer Gaußkurve) die Diffusionskonstante  $D_e$  für freie Elektronen in p-Germanium.

### 1.3 Halbleiterdetektor

- Machen Sie sich mit dem Aufbau des Detektors und der dazugehörigen Elektronik vertraut
- Vermessen Sie das Spektrum von  $^{57}\text{Co}$  und  $^{241}\text{Am}$  mit einer Silizium-Diode
- Vermessen Sie das Spektrum von  $^{57}\text{Co}$  und  $^{241}\text{Am}$  mit einem CdTe-Kristall (Cadmiumtellurid und Gold: Ohmscher Kontakt)
- Berechnen Sie aus dem Verhältnis der Peakhöhen das Verhältnis der Absorptionswahrscheinlichkeiten von Silizium und CdTe
- Berechnen Sie aus Lage und Breite der Peaks die relative Energieauflösung

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Halbleiter

Zur Definition des Begriffs “Halbleiter” benötigt man den spezifischen Widerstand

$$\rho = R \frac{A}{l},$$

wobei  $R$  der Widerstand,  $A$  die Fläche und  $l$  die Länge des Materials ist. Liegt dieser Wert zwischen  $10^8 \Omega \text{cm} \geq \rho \geq 10^{-3} \Omega \text{cm}$ , so spricht man von Halbleitern. Man unterscheidet zwei Arten von Halbleitern.

Zum einen wären da die **elementaren Halbleiter**. Das sind jene, die der IV. Hauptgruppe des Periodensystems entstammen. Wichtigste Vertreter sind Silizium und Germanium.

Zum anderen gibt es die **Verbindungshalbleiter**. Hierbei werden den elementaren Halbleitern je nach Belieben Stoffe der III. bzw. der V. Hauptgruppe beigemischt. Auch besteht die Möglichkeit nur Atome der III. und V. Hauptgruppe zu verbinden. Die dabei auftretenden Effekte werden im Kapitel 2.4 besprochen.

### 2.2 Bändermodell

Zur Beschreibung der Leiteigenschaften von kristallinen Festkörpern wurde das quantenmechanische Modell der Bänder geschaffen. Hierzu ist es unabdingbar zu wissen, dass Elektronen Fermionen sind, die diskrete Energieniveaus besetzen. Die Elektronen sind durch das Potential des Kerns an diesen gebunden. Die Bindungskraft nimmt mit  $1/r^2$ , wobei  $r$  der Abstand zum Kern ist, ab. Man spricht von Coulombpotential. Der Abstand der diskreten Energieniveaus ist im Coulombpotential mit  $1/n^2$  gegeben.

In einem Festkörper mit kristalliner Struktur, bei dem die Atome Abstände von wenigen Ångström haben “verschmieren” diese diskreten Niveaulinien zu sogenannten **Bändern**. Diese Bänder können mit Elektronen befüllt werden. Bei einer Temperatur von  $T = 0\text{K}$  sind alle Bänder von unten beginnend mit Elektronen lückenlos gefüllt, bis zu einer gewissen Kante -der Fermi-Kante. Das letzte gefüllte Band heißt Valenzband. Wird dem Kristall Energie in Form von elektromagnetischen Wellen zugeführt, so können Elektronen aus dem Valenz- in das Leitungsband, ein Band, welches sich mit gewissem Energieabstand  $\Delta E$  oberhalb des Valenzbandes

befindet, gehoben werden. Man spricht dann von quasi-freien Elektronen. Diese Elektronen sind Hauptverantwortliche für die Leitereigenschaften des Festkörpers. Liegt nämlich am Festkörper eine Potentialdifferenz an, so folgt das quasi-freie Elektron dieser. Natürlich hinterlässt es beim Aufsteigen in das Leitungsband eine Fehlstelle im Gittergefüge des Festkörpers. Diese Fehlstelle wird **Loch** genannt. Auch dieses Loch kann bei anliegender Potentialdifferenz wandern. Natürlich nur indirekt, indem es mit einem benachbarten Elektronen rekombiniert, das wiederum ein Loch hinterlässt, das wieder mit einem Elektron rekombiniert, das wiederum ein Loch. . .

## 2.3 Indirekter und direkter Halbleiter

Fouriertransformiert man das Bänderschema nun vom Orts- in den Impulsraum<sup>1</sup>, so stellt man fest, dass die Bänder keine konstanten Bereiche mehr sind, sondern Maxima und Minima haben. Weiterhin lassen sich zwei Gruppen aus den transformierten Funktionen abstrahieren.

Bei den **direkten** Halbleitern liegen sich Maximum des Valenzbandes und Minimum des Leitungsbandes direkt gegenüber. Will nun ein Elektron vom Valenz ins Leitungsband wechseln, so muss ein Photon mit diesem wechselwirken, welches mindestens die Energiedifferenz der Bandlücke trägt.

$$E_{\text{Photon}} = h\nu \geq E_g$$

Bei den **indirekten** Halbleitern hingegen, sind Maximum Valenzband und Minimum Leitungsband um ein  $\Delta p$  gegeneinander verschoben. Will man einen indirekten Übergang induzieren, so muss ein Photon die Energie der Bandlücke tragen. Reicht die Energie nicht aus, so kann ein Phonon den Restbetrag liefern, wird dabei aber vernichtet. Anderenfalls kann ein Photon auch ein Phonon anregen, welches dann wiederum Ursprung des indirekten Übergangs ist.

## 2.4 Halbleiterdioden

Dotiert, d.h. “verunreinigt”, man Halbleitermaterialien gezielt mit bestimmten Atomen<sup>2</sup>, so kann man beeinflussen ob ein Elektronenüberschuss (n-Leiter) oder ein Löcherüberschuss (p-Leiter) im Halbleiter vorliegt. Kombiniert man nun diese zwei

---

<sup>1</sup>Man betrachtet nun statt den Ort der Elektronen, deren Impuls, also praktisch deren Geschwindigkeit

<sup>2</sup>siehe Kapitel 2.1

verschiedenen Materialien zu einem Bauteil, einem sogenannten p-n-Leiter, so hat dieses besondere elektrische Eigenschaften. Im Bereich der Kontaktfläche der beiden Materialien rekombinieren die überschüssigen Elektronen der n-Schicht mit den Löchern der p-Schicht. Es entsteht eine Verarmungszone, in der die positiv geladenen Atomrümpfe ortsfest im n-Schicht und die negativ geladenen Atomrümpfe ortsfest in der p-Schicht liegen. Wird nun eine Spannung mit negativem Potential an der n-Schicht und positivem Potential an der p-Schicht gelegt so verbreitert sich die Verarmungszone. Die Diode ist in Sperrrichtung geschaltet. Polt man die Spannung um, so kann ein Strom fließen. Die Diode schaltet durch.

#### 2.4.1 Halbleiterdetektor

Zur Detektion elektromagnetischer Strahlung, wie es  $\gamma$ -Strahlung ist, benutzt man sogenannte Halbleiterdetektoren. Trifft ein  $\gamma$ -Quant in die Verarmungszone eines p-n-Halbleiters, so schlägt es dort über Compton- oder Photoeffekt Elektronen frei, diese wandern, wenn an die Diode eine gewisse Spannung angelegt ist, zum Pluspol. Ein messbarer Strom fließt, der proportional zur Zahl der freigeschlagenen Elektronen und somit auch proportional zur Energie des  $\gamma$ -Quants ist.

### 2.5 Bewegung von Ladungsträgern

Befindet sich ein Halbleiter im Gleichgewicht, so ist die Rate der Rekombinationen von Elektron-Loch-Paaren gleich der Rate der Erzeugung derselbigen. Da die Rekombination von Elektron-Loch-Paaren exponentiell abfällt kann man den Paaren eine mittlere Lebensdauer  $\tau$  zuordnen. Während dieser Lebenszeit können die Paare sich innerhalb des Materials bewegen. Ihre kinetische Energie entspricht:  $E_{kin} = 3/2 \cdot k \cdot T$ .

Legt man nun ein elektrisches Feld  $E$  an den Halbleiter an, so werden die Ladungsträger entsprechend ihrer Ladung beschleunigt. Für deren Geschwindigkeit gilt:

$$\vec{v}_n = -\frac{e \cdot \tau}{m_n} \cdot \vec{E} = -\mu_n \cdot \vec{E} ; \vec{v}_p = \frac{e \cdot \tau}{m_p} \cdot \vec{E} = \mu_p \cdot \vec{E}$$

$\vec{v}_{n,p}$  ist dabei die mittlere vektorielle Geschwindigkeit und  $\mu_{n,p}$  die Beweglichkeit der jeweiligen Ladungsträger. Die thermische kinetische Energie  $E_{kin} = 3/2 k \cdot T$  trägt nicht zur Geschwindigkeit der Ladungsträger bei, da sich die Bewegung der Ladungsträger im Mittel aufhebt.



Ein weiterer Effekt der Einfluss auf die Bewegung von Ladungsträgern in einem Material hat ist Diffusion. Ein Gebiet mit einer gewissen Konzentration von Teilchen fließt auf Grund von Stößen zwischen den Teilchen untereinander mit der Zeit auseinander. Nimmt man an die Betrachteten Ladungsträger wären elektrisch neutral so ist der Teilchenstrom durch Diffusion  $\vec{j}_{n,p,diff}$  gegeben durch:

$$\vec{j}_{n,diff} = -D_n \nabla n(\vec{r})$$

Dabei ist  $D_n$  die Diffusionskonstante und  $n(\vec{r})$  die Konzentration am jeweiligen Ort. Für die Defektladungen gilt analoges mit einer Diffusionskonstanten  $D_p$  und einer Konzentration  $p(\vec{r})$ .

Für den Gesamtstrom von Elektronen bzw. Löchern kann man nun schreiben:

$$\begin{aligned}\vec{j}_n &= -e \cdot \mu_n \cdot n \cdot \vec{E} - e \cdot D_n \nabla n \\ \vec{j}_p &= e \cdot \mu_p \cdot p \cdot \vec{E} - e \cdot D_p \nabla p\end{aligned}$$

Für die Gesamtstromdichte  $\vec{j} = \vec{j}_p - \vec{j}_n$  gilt - vernachlässigt man den Strom durch Diffusion:

$$\vec{j} = (e \cdot \mu_p \cdot p + e \cdot \mu_n \cdot n) \cdot \vec{E} = \sigma \cdot \vec{E} = \frac{1}{\rho} \cdot \vec{E}$$

$\sigma$  bezeichnet die spezifische Leitfähigkeit und  $\rho$  den spezifischen Widerstand.  $\rho$  wurde weiter oben schon erwähnt, die “Antwort” eines Materials auf das Anlegen einer Spannung wird also definiert durch die Konzentration an freien Ladungsträgern im Selbigen.

Die Diffusionskonstante und die Beweglichkeit sind mit der Einstein-Gleichung korreliert:  $D_n = \frac{kT}{e} \mu_n$ . Analoges gilt natürlich für positive Ladungen.

## 2.6 Spezifische Theorie zum Teil II

Im zweiten Versuchsteil wird mit Hilfe eines Laserpulses eine Wolke von freien Ladungsträgern in einem Germaniumblock erzeugt. Für die Ladungsträger gelten folgende Differentialgleichung:

$$\begin{aligned}\frac{\partial n}{\partial t} &= -\nabla \vec{j}_n - \frac{n - n_0}{\tau_n} = \vec{E} \mu_n \nabla n + D_n \Delta n - \frac{n - n_0}{\tau_n} \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= -\nabla \vec{j}_p - \frac{p - p_0}{\tau_n} = -\vec{E} \mu_p \nabla p + D_p \Delta p - \frac{p - p_0}{\tau_n}\end{aligned}$$

Zur Herleitung dieser Gleichung findet sich ausführliches in Simon Amreins Staatsexamensarbeit.

Diese Differentialgleichungen lassen sich durch Addition und Einführung von allgemeineren Konstanten (siehe auch hierzu die Staatsexamensarbeit) zu einer allgemeineren zusammenfassen:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \mu \cdot \vec{E} \cdot \nabla c + D \cdot \Delta c - \frac{c - c_0}{\tau}$$

Hierbei ist  $c$  Die ambipolare Konzentration der Ladungsträger  $D$  die Diffusionskonstante und  $\mu$  die Beweglichkeit.

Die Lösung dieser Differentialgleichung ist:

$$c(t, x) = C \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \cdot \frac{1}{\sqrt{4 \cdot \pi \cdot D \cdot t}} \cdot \exp\left(-1/4 \cdot \frac{(x + \mu \cdot E \cdot t)^2}{D \cdot t}\right)$$

Das von uns auf dem Oszilloskop aufgezeichnete Signal fitten wir mit einer Funktion

$$f_{fit}(t) = p_0 \cdot \exp\left(-1/2 \cdot \frac{(x - p_1)^2}{p_2^2}\right) + p_3$$

Der Vergleich der Fitfunktion  $f_{fit}$  und der tatsächlichen Lösung lässt dann Rückschlüsse auf die zu bestimmenden Konstanten  $\tau$  (mittlere Lebensdauer),  $D$  (Diffusionskonstante) und  $\mu$  (Beweglichkeit) zu.

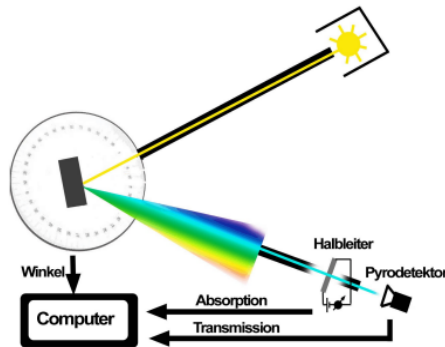


Abbildung 1: Schematischer Aufbau der Bandlückenvermessung

### 3 Teil I: Vermessung der Bandlücke

#### 3.1 Aufbau des Versuches

Der Aufbau des erste Versuchsteil ist der Abbildung 1 zu entnehmen. Hier wird schematisch der Strahlengang einer Lampe weißen Lichtes gezeichnet. Nach einer Sammellinse, die ihren Brennpunkt in der Lichtquelle hat, und somit paralleles Licht erzeugt, steht ein drehbares optisches Gitter. Uns stehen je nach zu untersuchender Probe zwei verschiedene Gitter zur Verfügung. Von dem Gitter, das das Licht sowohl bricht als auch reflektiert geht das Licht in einem Winkel von  $15^\circ$  weiter bis vor eine Blende, deren Weite wir konstant auf 2cm eingestellt haben. Nach der Blende folgt ein optischer Filter, auch hier stehen uns für jede Probe ein anderer Filter zur Verfügung. Nach dem Passieren dieses Filters trifft das Licht auf das Halbleiterplättchen. Hier stehen uns die zwei Proben Silizium um Germanium zur Verfügung. An die Proben kann eine Potentialdifferenz angelegt werden. Hinter der Probe ist ein Pyrodetektor auf der optischen Bank befestigt.

#### 3.2 Versuchsdurchführung

Wir begannen den Versuch mit dem Silizium-Plättchen, das wir direkt hinter dem Pyrodetektor befestigten. Als “sample current” stellten wir  $I_{Si} = (1,00 \pm 0,01) mA$  ein (dies entspricht der am Halbleiter anliegenden Potentialdifferenz). Zur Kontrolle der Parallelität des Lichtes fuhren wir den Strahlengang mit einem Blatt Papier ab und justierten Blende und Linsen gegebenenfalls nach. Wir montierten auf der Motorachse das für Silizium ausgewiesene Gitter. Nachdem alle Voreinstellungen, wie auch das Nullen des Winkelmaßes am Computer vorgenommen waren, fuhren

wir mit dem Gitter auf einen Winkel von  $-70^\circ$  und begannen die Messung, indem wir das Gitter langsam bis  $+70^\circ$  fahren ließen. Dieses Prozedere wiederholten wir für die folgenden Modifikationen im Strahlengang:

- ohne Filter
- ohne Probe
- Untergrund

Dies wiederum wiederholten wir für das Germaniumplättchen, mit dem einzigen Unterschied, dass der “sample current” diesmal auf  $I_{S_{Ge}} = (15,00 \pm 0,01) \text{ mA}$  eingestellt wurde.

### 3.3 Auswertung

Zur Auswertung der Daten mussten wir diese zuerst vom Untergrund bereinigen und auf die Strahlungsleistung der Lampe bezüglich den verschiedenen Wellenlängen (also Winkeleinstellungen) normieren. Die folgenden Formeln protokolliert dabei unser Vorgehen:

$$Trans_{real} = \frac{Trans_{mess} - Untergrund}{Lampe}$$

$$Absor_{real} = \frac{Absor_{mess} - Untergrund}{Lampe}$$

Die daraus gewonnenen Daten trugen wir gegen die Energie in Abhängigkeit vom Winkel auf:

$$E(\phi) = \frac{hc}{2d \cdot \sin(\phi) \cos(7,5^\circ)}$$

Nun sind wir ja an der Bandlückenenergie interessiert. Dazu müssen die oben gewonnenen Daten durch Funktionen approximiert werden. Die zur Transmission und Absorption gehörigen Formeln entnahmen wir der Staatsexamensarbeit von Herrn Amrein. Daraus erhielten wir die Fitparameter<sup>3</sup>, die in Tabelle 1 einzusehen sind. Vergleicht man die von uns bestimmten Bandlückenenergien mit den Literaturwerten, die da laut Wikipedia

$$\text{Silizium} : E_{g,300K} = 1,12 \text{ eV}$$

$$\text{Germanium} : E_{g,300K} = 0,67 \text{ eV}$$

---

<sup>3</sup>Plots sind dem Anhang zu entnehmen

Probe	Modus	Amplitude	$E_g/eV$	d
Silizium	Transmission	$1,97 \pm 0,02$	$1,042 \pm 0,002$	-
	Absorption	$0,019 \pm 0,001$	$1,221 \pm 0,004$	$-0,0036 \pm 0,0002$
Germanium	Transmission	$2,37 \pm 0,05$	$0,629 \pm 0,002$	-
	Absorption	$98,2 \pm 13,6$	$0,668 \pm 0,003$	$0,013 \pm 0,002$

Tabelle 1: Aus den Fits gewonnene Parameter

sind, so stellt man fest, dass unsere Messungen des Absorptionsspektrums für Germanium innerhalb einer Standardabweichung mit dem Literaturwert übereinstimmen. Dies ist aber auch der einzige Wert, der innerhalb der Unsicherheiten stimmt. Bei den Energien aus den Transmissionsspektren ist festzustellen, dass unsere Werte etwas zu klein sind. Dies erklären wir uns durch den Fehler der beim Errechnen der Energien aus den Winkeln rührt. Vermutlich war die Geschwindigkeit des Motors nicht bei jeder Messung gleich, da wir für ähnliche Winkelintervalle oftmals unterschiedliche viele Messewerte erhalten haben. Dadurch wird die Bereinigung der Messwerte von Untergrund und die Normierung zur fragwürdigen Sache, da die Spannungen des Pyros bzw. Sample für unterschiedliche Winkel gleichbehandelt werden. Will man dies ausschließen, so muss man jeden Winkel fest monitoren und die Pyro- und Samplespannung messen. Dies wäre jedoch wesentlich zeitaufwändiger.

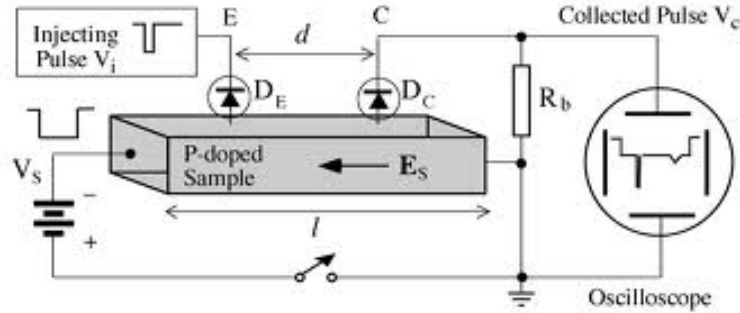


Abbildung 2: Schaltbild des Originalversuches

## 4 Teil II: Haynes und Shockley-Experiment

### 4.1 Aufbau

Der Schematische Aufbau des historischen Versuchs findet sich in Abbildung 2. In unserem Versuch wird die Ladungswolke mit Hilfe von einem durch einen Lichtleiter platzierten Laserpuls erzeugt und von einer Nadel in einem Abstand  $d$  registriert um dann auf einem Oszilloskop dargestellt zu werden. Der Trigger des Oszilloskops ist dabei auf den Laserpuls eingestellt, was sicher stellt, dass dieser immer zum Zeitpunkt  $t = 0$  auf dem Schirm des Oszilloskops erscheint. Nun kann man Abstand von Lichtleiter und registrierender Nadel, oder auch die Größe der anliegenden Spannung variieren und somit die Veränderungen der, von der sich bewegendes Ladungswolke erzeugten Kurven betrachten und aus diesen Rückschlüsse auf die mittlere Lebensdauer der Elektron-Loch-Paare, die Diffusionskonstante und die Beweglichkeit der Ladungen ziehen.

### 4.2 Versuchsdurchführung

Hier begannen wir damit, uns mit Messschieber und vor allem einem digitalem Oszilloskop vertraut zu machen. Anschließend regelten wir an der LAB-Trek-Unit die Spannung auf  $U_a = 50V$  und nahmen für verschiedene Abstände des Laserlichtleiters zur Metalnadel, das Oszilloskopbild auf und speicherten die Daten auf einen USB-Stick. Vor jeder neuen Messung regulierten wir den Level-Shift, auf das erwünschte Niveau.

In einer zweiten Messreihe variierten wir, nun für einen festen Abstand  $d = (3,04 \pm$

0,02)mm, die anliegende Potentialdifferenz zwischen 50V und 20V und nahmen erneut via Oszilloskop, die charakteristische Gauskurve des Ladungspulses auf.

### 4.3 Auswertung 1

Hier soll der Versuch über die Variation der Abstände ausgewertet werden.

#### 4.3.1 Die Fits

Die Durchführung des Experiments brachte uns 19 Dateien mit jeweils 2482 von den Zeitpunkten abhängigen Spannungswerten - deren Bilder und Fits im Anhang zu finden sind. Diese haben wir mit der Funktion  $f_{fit}$  gefittet.

$$f_{fit}(x, p0, p1, p2, p3) = p0 \cdot \exp(-1/2(\frac{x - p1}{p2})^2) + p3 \quad (1)$$

p0 entspricht dabei der Amplitude der fitfunktion, p1 dem Mittelwert, p2 einer Standardabweichung und p3 dem Offset. Die Werte der Parameter finden sich in den Tabellen 4 und 5 im Anhang dargestellt. Die Funktionen dagegen in den Abbildungen 3 und 4. Es bleibt zu sagen dass als Unsicherheit auf die Spannungswerte der Amplituden nicht der vom Programm "root" veranschlagte Fehler verwendet wurde, vielmehr bedienten wir uns einer Abschätzung die auf den Schwankungen der Kurve auf dem Schirm des Oszilloskops basiert. Auch die Anfangs mit  $s_x = 0,02mm$  klein abgeschätzte Unsicherheit auf den Abstand  $d$  wurde nach oben korrigiert (siehe hierzu Bemerkung auf dem Messprotokoll). Wir verwendeten eine Unsicherheit von  $s_x = 0,1mm$ .

Die in Abbildung 4 blau eingezeichnete Kurve wurde als eine durch einen Ablesefehler zustandegewordene identifiziert. Sie entspricht an sich dem Spannungswert von 40V liegt dafür aber viel zu weit links was uns darauf schließen lies, die Spannung falsch abgelesen zu haben.

#### 4.3.2 Die Beweglichkeit der Ladungen

Trägt man die Abstände in Abhängigkeit der Zeiten auf, und fittet diese entsprechend ihrer linearen Abhängigkeit, also mit der Funktion  $f(t) = v \cdot t + w$ , so erhält man eine Gerade. Die Ladungen bewegen sich also mit einer konstanten Geschwindigkeit durch den Halbleiterblock. Die Steigung dieser Gerade entspricht - wie man aus einem Vergleich der Fitfunktion  $f_{fit}$  und der tatsächlichen Lösungsfunktion  $F$  ersehen kann - dem Produkt  $\mu_n \cdot E$  (vergleiche hierzu:  $x_c(t) = v \cdot t = \mu \cdot E \cdot t$ ). Der Fit

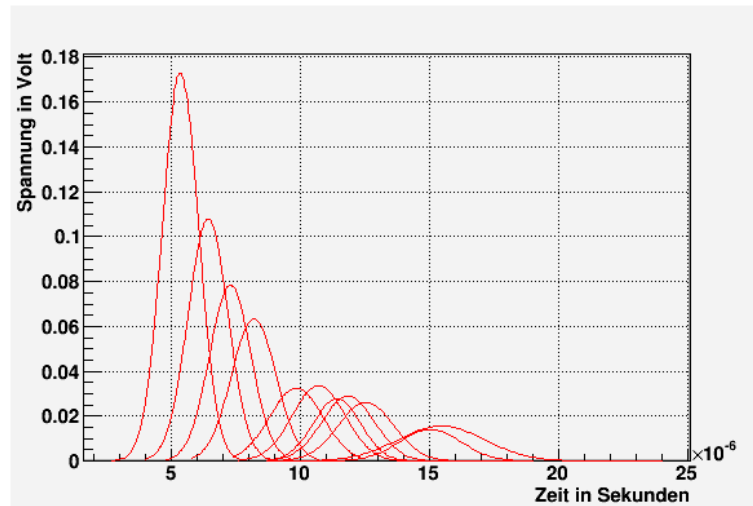


Abbildung 3: Die Aufgenommenen Kurven bei konstanter Spannung von 50 V

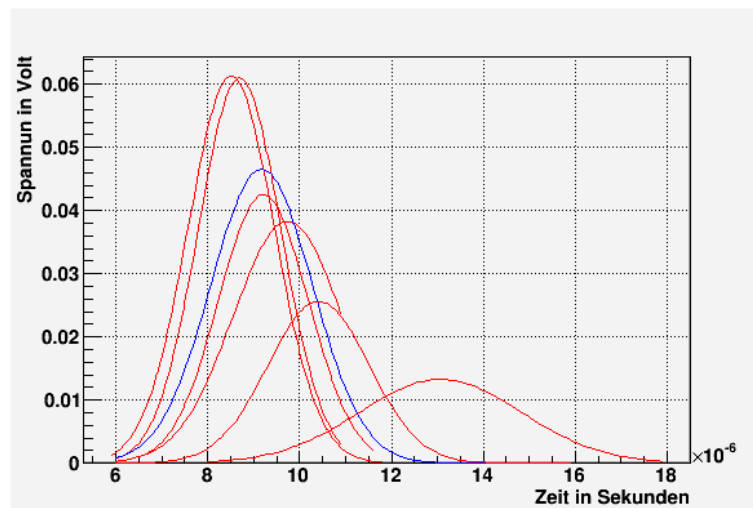


Abbildung 4: Die Aufgenommenen Kurven bei konstantem Abstand von 3,04 mm



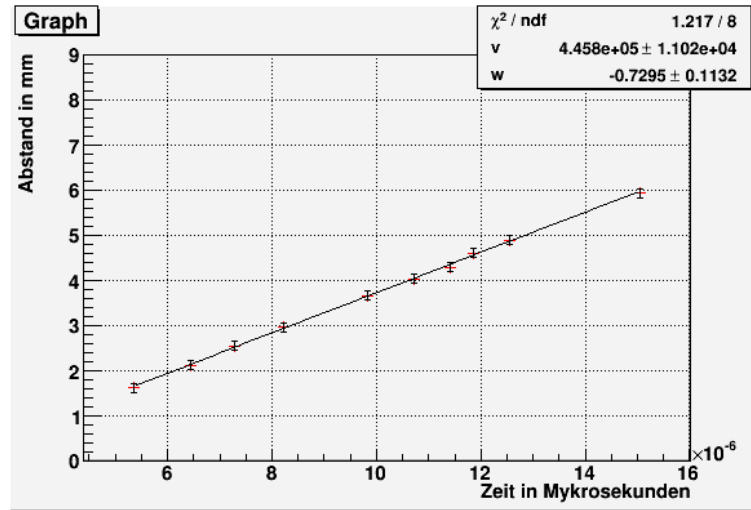


Abbildung 5: Bestimmung der Beweglichkeit aus dem linearen Fit

ist in Abbildung 5 zu sehen. Wir erhalten also:  $v = (4,458 \pm 0,1102) \cdot 10^5 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ .

Für die Beweglichkeit  $\mu$  gilt also:  $\mu = \frac{v}{E} = \frac{v \cdot l}{U}$  mit den Werten  $l = 30 \text{ mm} \pm 1 \text{ mm}$ ,  $U = (50 \pm 0,1) \text{ V}$  und  $v = (4,458 \pm 0,1102) \cdot 10^5 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$  erhält man für die Beweglichkeit:  $\mu = 2674,8 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$

Hierbei ist  $l$  die Länge des Germaniumblocks und  $U$  die an ihm anliegende Spannung.

Der Fehler auf diesen Wert errechnet sich nach Gauß zu:

$s_\mu = \sqrt{\left(\frac{s_v l}{U}\right)^2 + \left(\frac{s_l v}{U}\right)^2 + \left(\frac{s_U v l}{U^2}\right)^2}$  Da der Fehler auf die Spannung im Vergleich zu den anderen Fehler verschwindend gering ist wird er hier vernachlässigt, für den Fehler auf die Beweglichkeit ergibt sich also:  $s_\mu = 110,99 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$

### 4.3.3 Die Mittlere Lebensdauer

Um die mittlere Lebensdauer  $\tau$  der Ladungsträger zu bestimmen verwendeten wir die aus den Messungen mit konstanter Spannung gewonnenen Erkenntnisse. Der Vergleich der Fitfunktion  $f_{fit}$  und der tatsächlichen Lösungsfunktion  $F$  liefert:  $p0 = C \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \cdot \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}}$ . Wir fitten die Amplitude in Abhängigkeit der Zeit also mit der

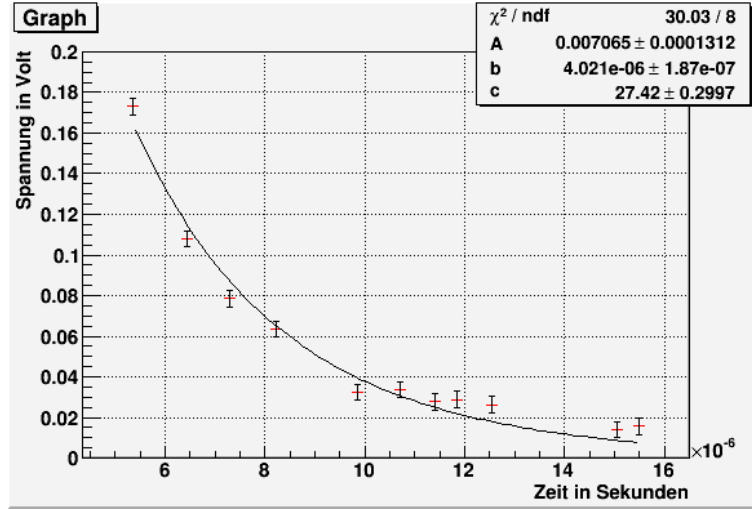


Abbildung 6: Exponentieller fit an die Amplituden

Funktion

$$f_1 = A \exp(-(x - 0.000005362)/b)/\sqrt{4\pi cx}$$

die zugehörige Kurve ist zu sehen in Abbildung 6. Der Fitparameter  $b$  entspricht demnach unserer mittleren Lebensdauer  $\tau$  und wir erhalten für diese

$$\tau = (4,021 \pm 0,187) \cdot 10^{-6} \text{s}$$

#### 4.3.4 Standardabweichung und Diffusionskonstante

Wieder vergleichen wir Fitfunktion  $f_{fit}$  und die tatsächliche Lösungsfunktion  $F$  und erhalten aus dem Vergleich:  $p_2 = \sqrt{2 \cdot t \cdot D}$ .

So trugen wir die Standardabweichung in Abhängigkeit der Zeit auf und nahmen einen Fit mit einer Wurzelfunktion  $f_{Wurzel} = \sqrt{2 \cdot D \cdot t} + Offset$  vor. Das Ergebnis ist in Abbildung 7 zu begutachten. Es ist zu bedenken, dass für die Standardabweichung aus dem Gausfit gilt:  $\sigma = \sigma(t)$  uns interessiert allerdings eine vom Ort abhängige Standardabweichung. Diese erhält man wie folgt:

$$\sigma(x(t)) = \sqrt{2Dx} = \sqrt{2Dtv} = \sqrt{2Dt} \cdot \sqrt{v} = \sigma(t) \cdot \sqrt{v}$$

Die aufgetragenen Werte entsprechen also den Werten in Tabelle 4 multipliziert mit dem Faktor  $\sqrt{v}$ . Die Unsicherheiten berechnen sich nach Gauß zu:  $s_{\sigma(x)} = 1/2 \frac{\sigma(t)}{\sqrt{v}} s_v$

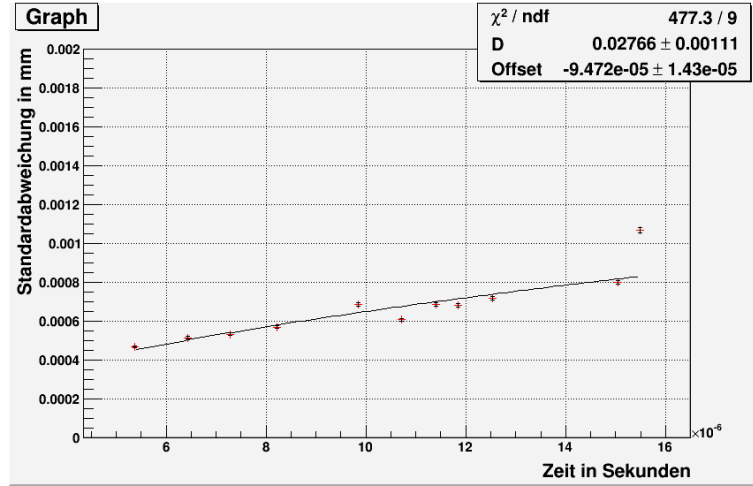


Abbildung 7: Fit mit einer Wurzelfunktion

Für die Diffusionskonstante erhalten wir:

$$D = (276,6 \pm 11,1) \frac{\text{cm}^2}{V_s}$$

## 4.4 Auswertung 2

Hier soll der Versuch über die Variation der Spannungen ausgewertet werden.

### 4.4.1 Beweglichkeit

Das Verfahren für die Auswertung mit konstantem Abstand war fast völlig analog zum obigen. Für die Beweglichkeit erhält man eine Abhängigkeit von

$$x_c(t) \cdot \frac{l}{\mu U} = t$$

Der Fit findet sich in Abbildung 8. Als Fitfunktion wurde benutzt:

$$f_{\text{Schwerpunkt}}(U) = \frac{30 \cdot 3,04}{m} \cdot \frac{1}{U} + w$$

Der Fitparameter  $m$  entspricht nun direkt der Beweglichkeit der Ladungen. Also:

$$m = \mu = (2796 \pm 151) \frac{\text{cm}^2}{V_s}$$

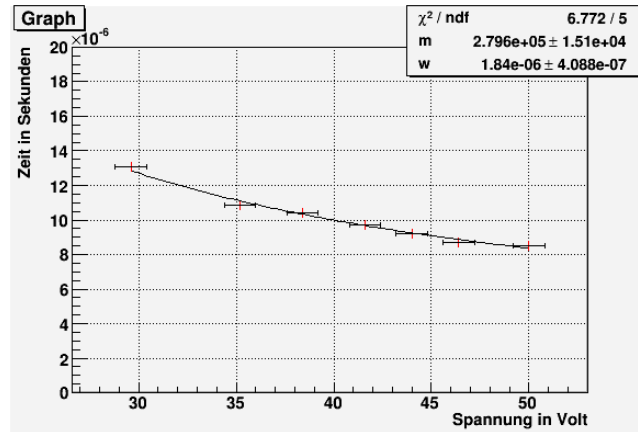


Abbildung 8: Fit mit 1/U Funktion

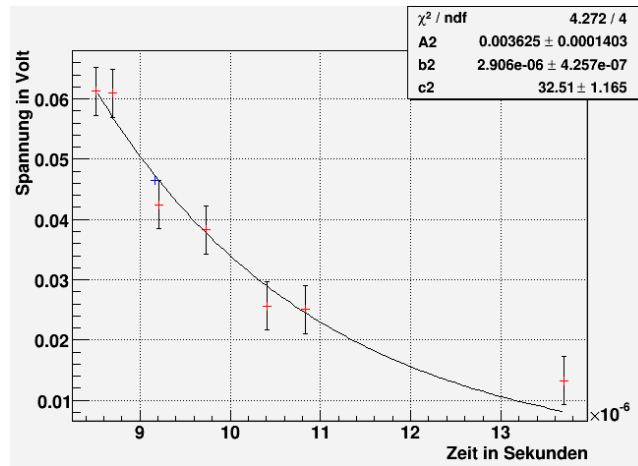


Abbildung 9: Fit mit der Exponentialfunktion

#### 4.4.2 Mittlere Lebensdauer

Das Verfahren zur Bestimmung derselbigen war völlig analog zum obigen. Als Funktion für den Fit benutzten wir:

$$f_2 = A2 \exp(-(x - 0.000008511)/b2) / \sqrt{4 \cdot \pi c2 \cdot x}$$

Dies liefert eine mittlere Lebensdauer von:  $\tau = (2,906 \pm 0,4257) \cdot 10^{-6} s$

	Konstanter Abstand	Konstante Spannung	Literaturwert
Beweglichkeit $\mu$	$(2796 \pm 151) \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$	$(2674, 80 \pm 110, 99) \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$	$3900 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$
Mittlere Lebensdauer $\tau$	$(2, 906 \pm 0, 4257) \mu\text{s}$	$(4, 021 \pm 0, 187) \mu\text{s}$	$(45 \pm 2) \mu\text{s}$
Diffusionskonstante $D$	-	$(276, 6 \pm 11, 1) \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$	$101 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$

Tabelle 2: Der Wert für  $\tau$  stammt aus: G. Torzo A. Sconza. An improved version of the Haynes-Shockley experiment. American Journal of Physics, 1999;

Die Werte für  $D$  und  $\mu$  aus: W. R. Leo. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Springer, 1994

#### 4.4.3 Diffusionskonstante

Da die Zeit nun über  $1/U$  mit dem Ort verknüpft ist, also nicht mehr linear zeigen auch die Standardabweichungen ein komplizierteres Verhalten. Es wird hier auf die Bestimmung der Diffusionskonstante auf Basis der Messung mit konstantem Abstand verzichtet.

#### 4.4.4 Kurzzusammenfassung

Die von uns gemessenen Werte dargestellt in Tabelle 2 sind nicht besonders gut. Die Werte für die Diffusionskonstante und die Beweglichkeit stimmen zwar immerhin in der Größenordnung mit den Literaturwerten überein, unterscheiden sich aber dennoch um zahlreiche Standardabweichungen von diesen. Warum die von uns bestimmten Konstanten so wenig mit den Literaturwerten übereinstimmen ist uns nicht klar. Doppelt nimmt es uns Wunder, dass der Wert für die Diffusionskonstante zu groß, der für die Beweglichkeit hingegen zu klein ist obwohl diese über die Einstein-Gleichung linear korreliert sind.

Diese Tatsache lässt darauf schließen, dass der Grund für unsere schlechten Ergebnisse kein systematischer Fehler ist.

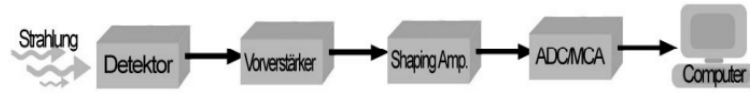


Abbildung 10: Schematische Darstellung Halbleiterdetektor

## 5 Teil III: Halbleiterdetektoren

### 5.1 Aufbau des Versuches

Man entnehme den Aufbau dieses Versuchsteils der Abbildung 10. Herzstück dieses Versuchsteiles ist der Halbleiterdetektor, welcher austauschbar auf einem Vorverstärker, dessen Aufgabe die Umwandlung eines Ladungspulses in eine Spannung ist, montiert ist. Hinter den Vorverstärker ist der Hauptverstärker geschaltet, der eine Verstärkung und Optimierung des Signal-Rauschen-Verhältnisses vornimmt. Das Signal des HV wird in einen Multi-Channel-Analysor gegeben, der verschiedene Amplituden der Spannungspulse in verschiedene Kanäle einsortiert, die dann von einem Computer aufgezeichnet werden können. Dadurch ist es möglich das Strahlungsspektrum radioaktiver Proben aufzunehmen, die in unserem Falle Americium und Kobalt sind.

### 5.2 Versuchsdurchführung

Im letzten Versuchsteil platzierten wir die Probe auf den dafür vorgesehenen Ort auf einem Kästchen, in welchem sich der Silizium-Detektor (wie auch der Vor- und Hauptverstärker befanden). Anschließend begannen wir die Messung, die in 30min das Spektrum von Americium aufnahm. Analog zum obigen Verfahren, verfahren wir mit der Kobalt-Probe.

Als wir die Messungen mit einem Halbleiterdetektor des Materials CdTe beginnen wollten, mussten wir mit Bedauern feststellen, dass dieser defekt war. Wir verblieben mit der Assistentin dahingehend, dass wir das Energiespektrum des Siliziumdetektors mit dem, aus einem vorherigen Versuch "Szintillation", vergleichen würden.

### 5.3 Auswertung

Da wir keine Untergrundmessung vornehmen mussten, benutzten wir die Rohdaten zur Ermittlung der Energiegeraden. Wir fitteten sowohl an das Americium- als auch

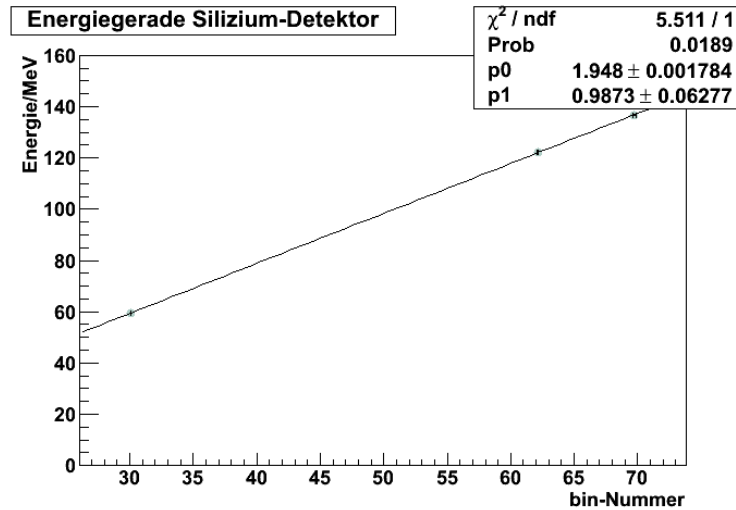


Abbildung 11: Energiegerade für MCA

Detektor	Energiepeak/ke V	Peakhöhe/counts	Absorption $n/mm^2$
Silizium	59,5 (Am-241)	$285,0 \pm 3,9$	$2,85 \pm 0,04$
	122 (Co-57)	$104,2 \pm 2,3$	$1,04 \pm 0,02$
	136 (Co-57)	$9,135 \pm 0,895$	$0,10 \pm 0,01$
Szinti. NaI	1173,2 (Co-60)	$627,9 \pm 7,6$	
	1332,5 (Co-60)	$523,1 \pm 6,6$	

Tabelle 3: Absorptionen des Si-Detektors und Szintillator

an das Kobaltspektrum Gaußkurven der Form:

$$f(x, n, \sigma, \mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}$$

Die Energien der jeweiligen Peaks waren unns bekannt. Die Fits sind den Kapitel 7.2 zu entnehmen. Dadurch konnten wir die Energiegerade ermitteln. Diese ist in Abbildung 11 dargestellt. Für die Ermittlung der Absorptionswahrscheinlichkeit benutzten wir folgende Gleichung:

$$Abs_{Si,59,5keV} = \frac{A_{Si}}{a_{Si}}$$

Dadurch erhielten wir mit der Unsicherheit auf die Absorption  $s_{Abs} = s_A/a$  und einem Detektorquerschnitt von  $a_{Si} = 100mm^2$  (Silizium) sowie  $a_{Sz} = ???mm^2$  Werte, die der Tabelle 3 zu entnehmen sind. Für die relative Energieauflösung ergibt sich

mit

$$Rel(E) = \frac{2\sigma_E \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2}}{E}$$

Daraus ergibt sich für den 59,5keV Strahlungspeak von Americium mit einer Standardabweichung von  $\sigma = 1,384 \pm 0,021$ , der Wert von<sup>4</sup>

$$Rel(122keV) = 0,0267 \pm 0,0004$$

Berechnen wir die relative Energieauflösung für den Szintillator<sup>5</sup> mit einer Standardabweichung von  $\sigma = 8,904 \pm 0,120$ , so erhalten wir

$$Rel(1173,2keV) = 0,0179 \pm 0,0002.$$

Es ist hier zu bemerken, dass wir als Referenz den Szintillationsversuch benutzten. Eigentlich sollte an dieser Stelle mit dem CdTe-Halbleiter-Detektor verglichen werden. Leider war dieser zum Zeitpunkt unseres Versuches kaputt.

Nun können wir diese relativen Energieauflösungen auch nicht direkt vergleichen, da wir im Versuch Szintillation ein Präparat von <sup>60</sup>Co benutzten, bei dem der erste Spektrumspeak bei 1173,2keV lag und im Halbleiterversuch aber <sup>57</sup>Co mit einem Peak bei 122,02keV. Trotzdem wurden die Werte berechnet, wie oben zu sehen ist.

---

<sup>4</sup> $s_{REL} = \frac{2s_{\sigma_E} \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2}}{E}$

<sup>5</sup>Plot ist dem Anhang zu entnehmen



## 6 Zusammenfassung

Ziel des Versuches Halbleiter war die Erforschung der charakteristischen Eigenschaften dieses in unserer modernen Welt omnipräsenten Materials.

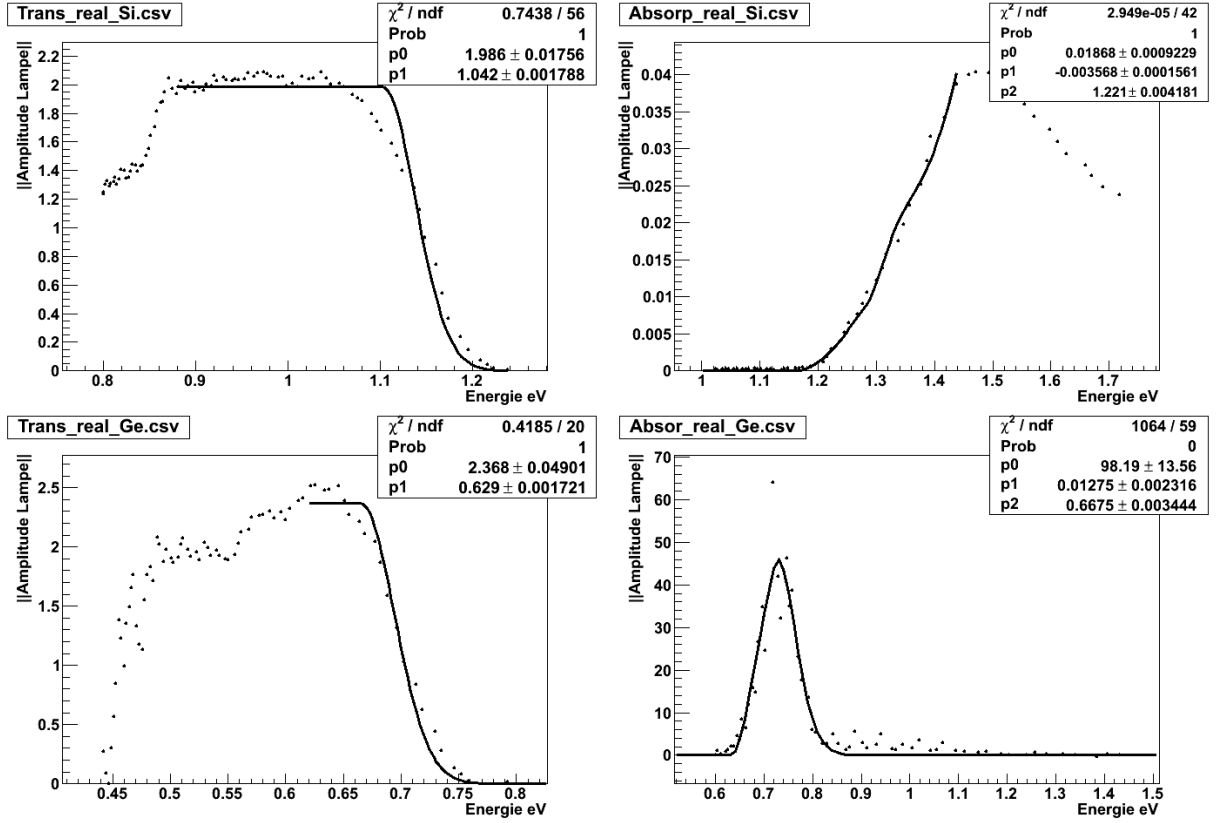
Im ersten Teil versuchten wir uns an der Bestimmung der durch das Bändermodell erklärten Größe der Bandlückenenergie, die eine der fundamentalsten Größen für Halbleitermaterialien ist. Mit Hilfe von Beugung am Gitter bestimmten wir für Silizium und Germanium auf zwei verschiedene Arten und Weisen diese Energie mit dem Ergebnis, das lediglich um 10% vom Literaturwert abweicht.

Im zweiten Teil sollten wir die Konstanten  $\tau$ ,  $\mu$  und  $D$  bestimmen. Unsere Ergebnisse hierfür stimmen leider nicht besonders gut mit den Literaturwerten überein. Durchaus konnten wir dennoch das qualitative Verhalten der Ladungswolke mit Variation des Abstandes bzw. der Spannung beobachten. Hier ist zu nennen: der Exponentielle Abfall der Amplitude und das zerfließen der Kurve mit steigendem Abstand bzw. sinkender Spannung.

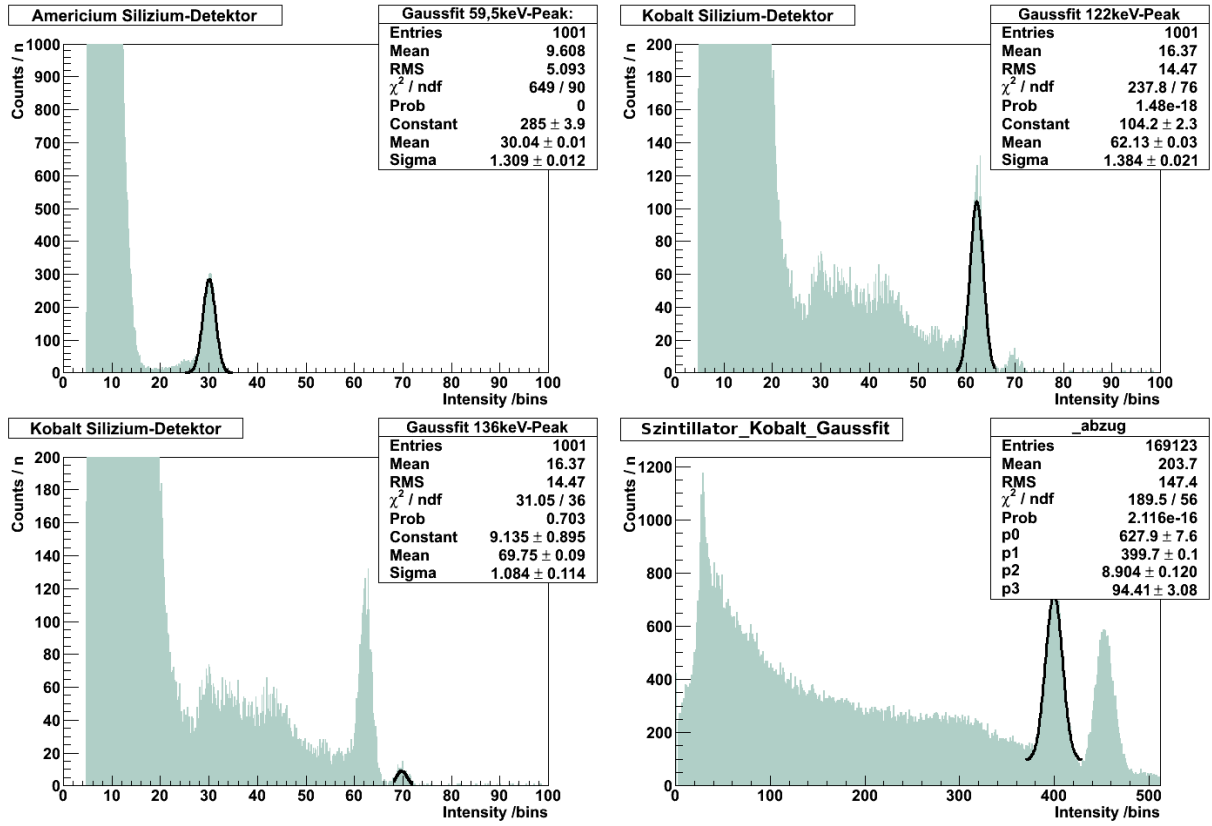
Im letzten Teil untersuchten wir eine Halbleiterdiode (genauer einen Halbleiterdetektor) auf seine Energieauflösungseigenschaften bei der Aufnahme der Emissionsspektren radioaktiver Präparate. Leider konnten wir hier keine Aussagen über Absorptionswahrscheinlichkeiten und Energieauflösungen treffen da wir auf Grund eines Defektes keinen Referenzhalbleiterdetektor hatten.”

## 7 Anhang

### 7.1 Teil I: Plots

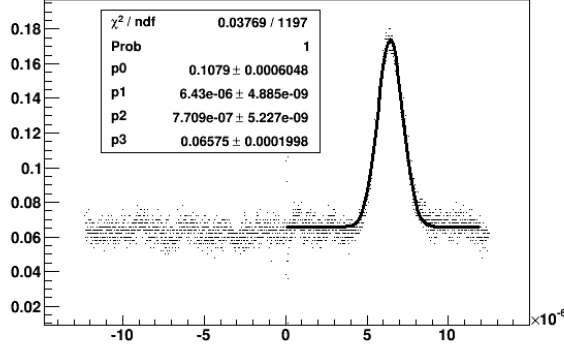


## 7.2 Teil III: Plots

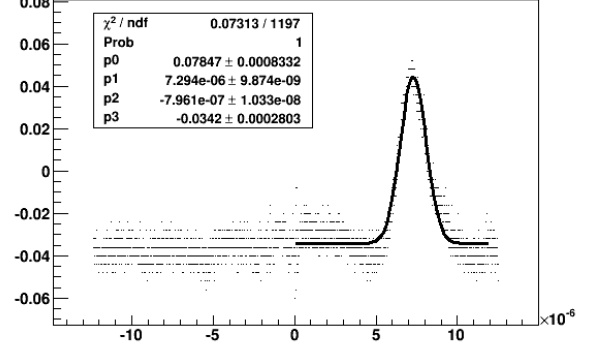


7.3 Fits mit der Funktion  $f_{fit}$ 

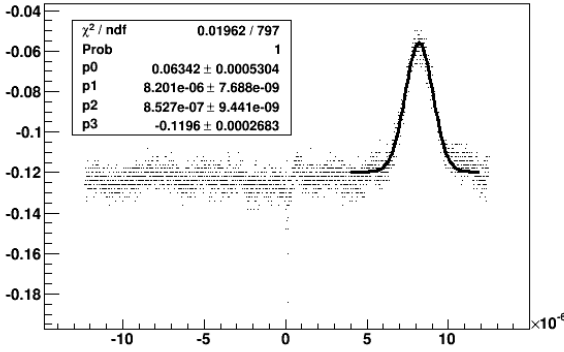
F0003CH1.CSV



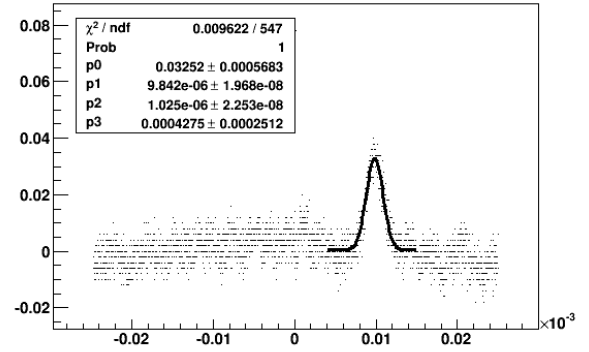
F0004CH1.CSV



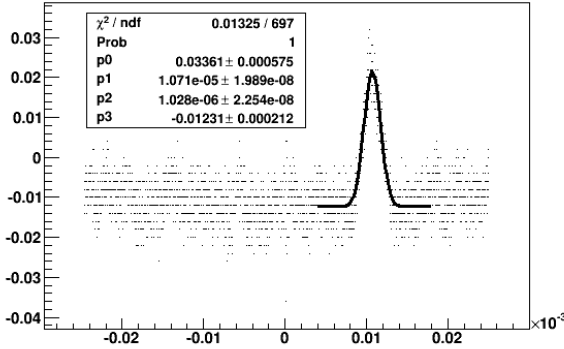
F0005CH1.CSV



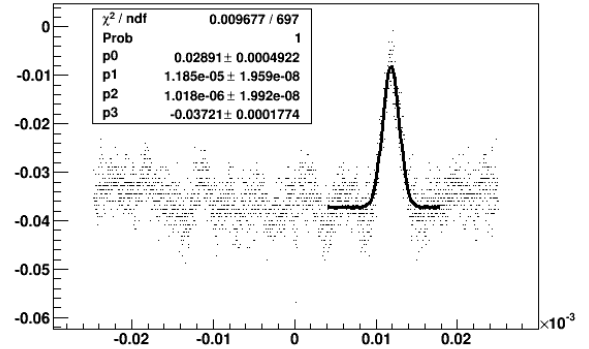
F0006CH1.CSV



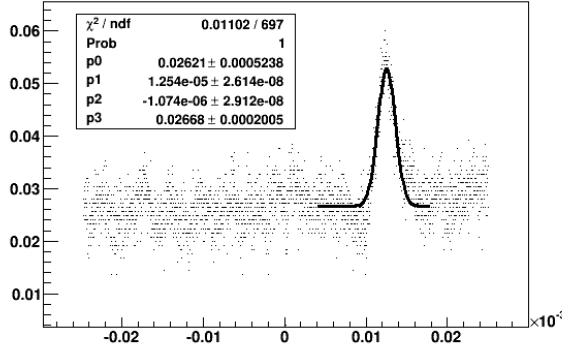
F0007CH1.CSV



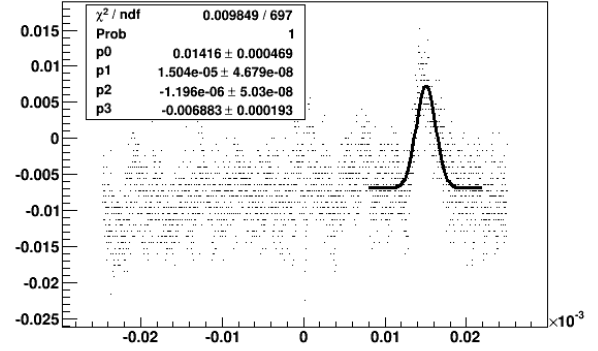
F0008CH1.CSV



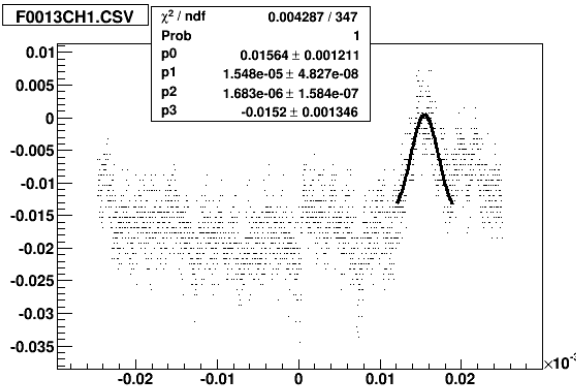
F0009CH1.CSV



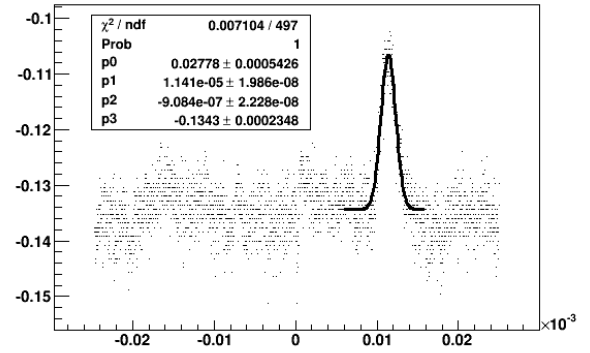
F0011CH1.CSV



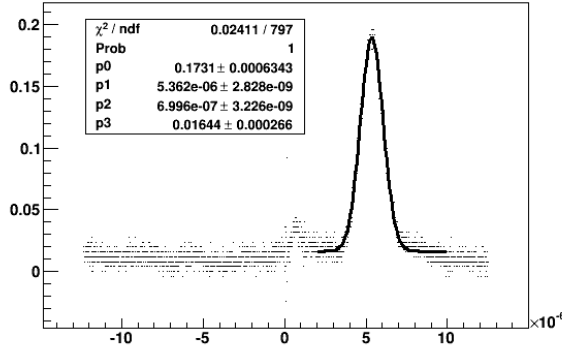
F0013CH1.CSV



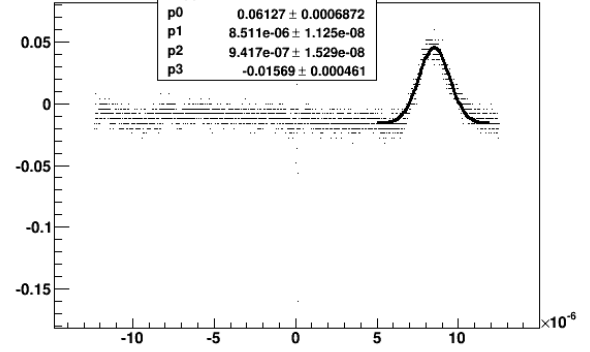
F0015CH1.CSV



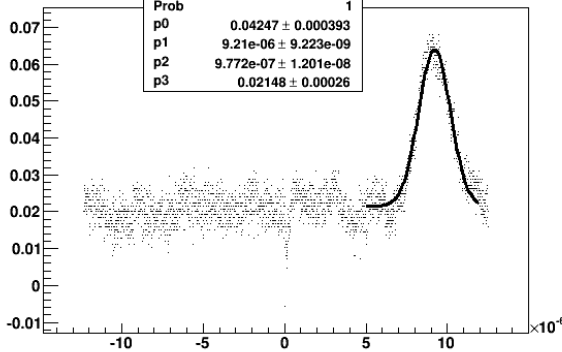
F0016CH1.CSV



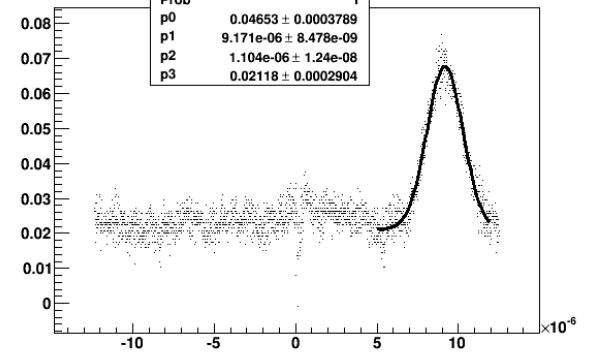
F0017CH1.CSV



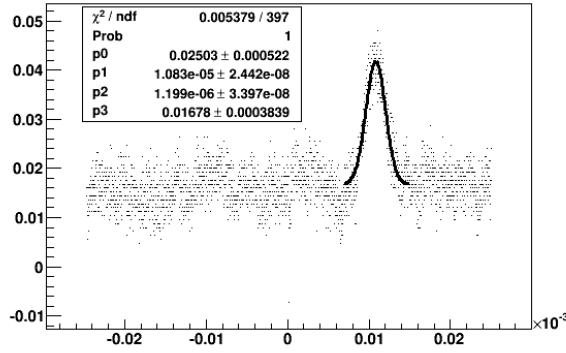
F0018CH1.CSV



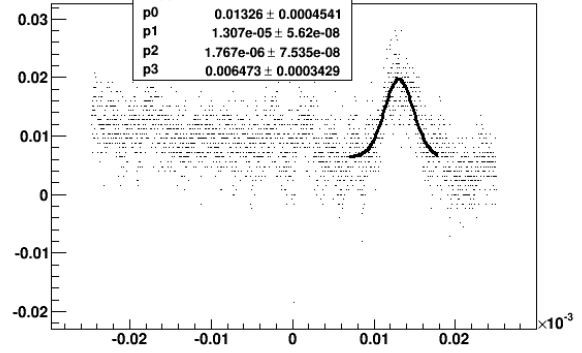
F0019CH1.CSV



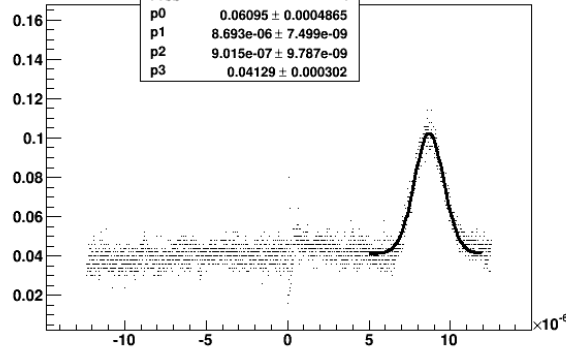
F0020CH1.CSV



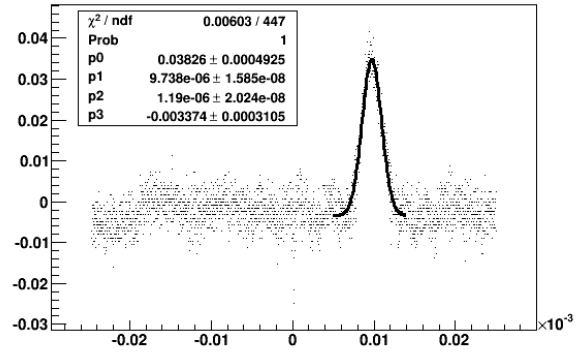
F0021CH1.CSV



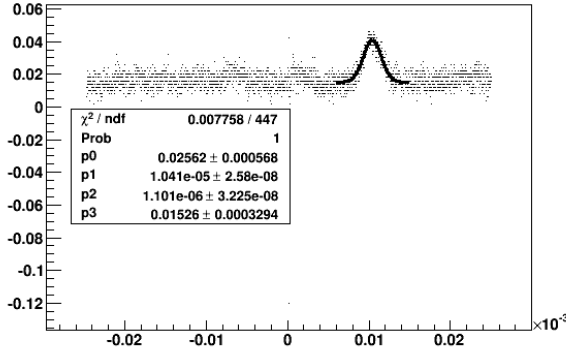
F0022CH1.CSV



F0024CH1.CSV



F0025CH1.CSV



Abstand in mm $\pm 0,1mm$	$p0/V \pm 0,004V$	$p1/\mu s$	$p2/\mu s$
1,62	0,1731	5,362	0,6996
2,13	0,1079	6,43	0,7709
2,55	0,07848	7,29	0,7961
2,96	0,06342	8,201	0,8527
3,67	0,03252	9,842	1,025
4,03	0,03361	10,71	0,9084
4,30	0,02778	11,41	1,028
4,61	0,02891	11,85	1,018
4,89	0,02621	12,54	1,074
5,94	0,01416	15,04	1,196
6,01	0,01564	15,48	1,683

Tabelle 4: Die aus den Fits entnommenen Werte der Parameter für die Variation des Abstands bei konstanter Spannung von  $U = 50V$

## 7.4 Tabellen der Parameter aus der Fitfunktionen

Spannung in Volt $\pm 0,8V$	$p0/V \pm 0,004V$	$p1/\mu s$	$p2/\mu s$
50	0,06127	8,511	0,9417
46,4	0,06095	8,693	0,9015
44	0,04247	9,21	0,977
41,6	0,03826	9,738	1,190
40	0,04653	9,171	1,104
38,4	0,02562	10,41	1,101
35,2	0,02503	10,83	1,199
29,6	0,01326	13,07	1,776

Tabelle 5: Die aus den Fits entnommenen Werte der Parameter für die Variation der Spannung bei konstantem Abstand von  $x = 3,04mm \pm 0,1mm$