

**F-Praktikum Ia/c**  
**Experimentelle Physik**  
**Energieauflösungsvermögen von**  
**Halbleiterdetektoren\***

Klaudia Herbst      Manfred Thomann

11.02.2004

\*Wir erklären, dass wir dieses Protokoll eigenhändig anhand unseres Messprotokolls und der angegebenen Literatur erstellt haben.

Durch Halbleiterdetektoren ist es möglich, Strahlung unterschiedlicher Energien zu registrieren. In diesem Versuch wird das Energiespektrum eines  $\alpha$ -Strahlers aufgenommen.

# Inhaltsverzeichnis

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>1</b> | <b>Theoretische Grundlagen</b>  | <b>1</b>  |
| 1.1      | Halbleiter . . . . .  | 1         |
| 1.2      | Dotierung und p-n Übergang . . . . .  | 1         |
| 1.3      | Halbleiterdetektor . . . . .  | 2         |
| 1.4      | $\alpha$ -Zerfall . . . . .   | 2         |
| <b>2</b> | <b>Durchführung</b>   | <b>3</b>  |
| 2.1      | Aufbau . . . . .  | 3         |
| 2.1.1    | Detektor . . . . .  | 3         |
| 2.1.2    | Elektronik . . . . .  | 3         |
| 2.2      | Impulsformen . . . . .  | 3         |
| 2.3      | Eichung . . . . .   | 3         |
| 2.4      | Linearitätsprüfung des Elektronik . . . . .   | 4         |
| 2.5      | Detektorkapazität und Detektorrauschen . . . . .  | 4         |
| 2.6      | Energieauflösungsvermögen . . . . .   | 4         |
| 2.7      | Aufnahme eines mustergültigen $\alpha$ -Spektrums . . . . .   | 6         |
| <b>3</b> | <b>Ergänzende Fragen</b>  | <b>6</b>  |
| 3.1      | Mit welcher Polung ist die Detektorspannung an die Elektroden des Detektors anzuschließen? . . . . .                                      | 6         |
| 3.2      | Wie groß ist die Reichweite $R_\alpha$ eines 5.5 MeV $\alpha$ -Teilchens Si? . . . . .  | 11        |
| 3.3      | Wie dick ist die Verarmungszone bei einer Detektorspannung von 80 V? . . . . .  | 11        |
| 3.4      | Wie groß ist dabei die Kapazität des Detektors? . . . . .   | 12        |
| 3.5      | Wie viele Ladungen erzeugt ein 5,5 MeV $\alpha$ -Teilchen im Si-Detektor und wie groß ist der Spannungsimpuls am Vorverstärker? . . . . . | 12        |
| <b>4</b> | <b>Fazit</b>  | <b>13</b> |
| <b>5</b> | <b>Probleme und Verbesserungsvorschläge</b>   | <b>13</b> |
| 5.1      | Aufbau . . . . .  | 14        |
| <b>6</b> | <b>Fazit</b>  | <b>14</b> |
| <b>7</b> | <b>Probleme und Verbesserungsvorschläge</b>   | <b>14</b> |

## Abbildungsverzeichnis

|   |   |   |
|---|---|---|
| 1 | Eichung der Kanalnummern in MeV . . . . .                                   | 4 |
| 2 | Bestimmung der Gesamtlinearität der Elektronik . . . . .                    | 5 |
| 3 | Rauschbeitrag der Elektronik in Abhängigkeit von kapazitiver Last . . . . . | 5 |
| 4 | Detektorrauschen als Funktion der Sperrspannung . . . . .                   | 7 |
| 5 | $\alpha$ -Spektrum bei 0 V Detektorspannung . . . . .                       | 7 |

|    |   |    |
|----|---|----|
| 6  | $\alpha$ -Spektrum bei 10 V Detektorspannung . . . . .                | 8  |
| 7  | $\alpha$ -Spektrum bei 20 V Detektorspannung . . . . .                | 8  |
| 8  | $\alpha$ -Spektrum bei 40 V Detektorspannung . . . . .                | 9  |
| 9  | $\alpha$ -Spektrum bei 60 V Detektorspannung . . . . .                | 9  |
| 10 | $\alpha$ -Spektrum bei 80 V Detektorspannung . . . . .                | 10 |
| 11 | Mustergültiges $\alpha$ -Spektrum bei 80 V Detektorspannung . . . . . | 10 |

## Tabellenverzeichnis

|   |   |   |
|---|---|---|
| 1 | Halbwertsbreiten bei kapazitiver Last . . . . . | 6 |
| 2 | Vergleich der Halbwertsbreiten (FWHM) . . . . . | 6 |

# 1 Theoretische Grundlagen

## 1.1 Halbleiter

Betrachtet man Festkörper, so sind nicht mehr die Energieniveaus der Elektronen, wie es bei Atomen der Fall wäre, sondern Energiebänder von großer Bedeutung. Energiebänder sind aus sehr eng benachbarten Niveaus zusammengefasst. Wird die elektrische Leitfähigkeit von Festkörpern betrachtet muß man zwischen drei Gruppen unterscheiden, nämlich den Leitern, den Halbleitern und den Isolatoren. Ausschlaggebend für diese Unterteilung ist die Lage der einzelnen Energiebänder eines Elements.

In einem Leiter überschneidet sich das Valenzband, in welchem sich die Bindungselektronen befinden, mit dem nächst höher gelegenen Band, dem Leitungsband. In den Bändern befinden sich frei bewegliche Elektronen, die auch ohne Anregung ins Leitungsband gelangen.

Bei Halbleitern hingegen ist das volle Valenzband vom Leitungsband durch einen schmalen Abstand getrennt. Dadurch können Elektronen erst durch Anregung ins Leitungsband gehoben werden.

Ebenso wie bei den Halbleitern, sind bei den Isolatoren besetztes Valenzband und leeres Leitungsband getrennt, jedoch ist dieser Abstand wesentlich größer als der der Halbleiter. Bei Isolatoren ist nur eine sehr geringe Wahrscheinlichkeit, daß die Elektronen ins Leitungsband gelangen gegeben, aufgrunddessen besitzen Isolatoren nur eine sehr geringe Leitfähigkeit.

## 1.2 Dotierung und p-n Übergang

Die Leitfähigkeit der Halbleiter ist temperaturabhängig. So sind sie zum Beispiel bei Zimmertemperatur schlecht leitend. Um die Leitfähigkeit eines Halbleiters zu verbessern wird der Stoff dotiert. Bei der Dotierung werden in einem vierwertigen Halbleiter einige Atome durch drei- bzw. fünfwertige Atome ersetzt. Wird ein dreiwertiges Atom verwandt, so ergibt sich eine Elektronenfehlstelle. Betrachtet man diese Sache im Bändermodell, so liegt das Akzeptorniveau dicht oberhalb des Valenzbandes, wodurch es Elektronen schon durch thermische Fluktuation ermöglicht wird, die Fehlstelle zu besetzen. Dabei wandert das positive Loch im Valenzband, weswegen man dieses Material p-dotiert nennt. Verwendet man fünfwertige Atome, so erhält man eine Elektronenüberschußstelle, im Bändermodell betrachtet entsprechend ein Donatorniveau knapp unterhalb des Leitungsbandes, welches leicht ein Elektron in das Leitungsband abgeben kann. In diesem Fall ist also die negative Ladung beweglich, während die positive ortsfest ist. Man spricht bei diesem Material von n-Dotierung.

Führt man p- und n-dotierte Halbleiter zusammen entsteht ein p-n-Übergang. Dabei fließen die frei beweglichen negativen Ladungsträger von n- in p-dotiertes Material, die positiven Löcher bewegen sich entgegengesetzt dazu. Da die positiv beziehungsweise negativ geladenen Atomrümpfe zurückbleiben, baut sich ein elektrisches Feld auf, welches dem Diffusionsstrom entgegenwirkt und ihn schließlich zum Erliegen bringt. Es entsteht

eine an freien Ladungsträgern verarmte Zone, die einen hohen Innenwiderstand hat. Durch das Anlegen einer äußeren Spannung wird die Diffusionsspannung kompensiert oder erhöht.

Für die Dicke  $d_n$  der Sperrschicht in n-dotiertem Silizium gilt

$$d_n = 0,505 \cdot \sqrt{\rho_n(U_{det} + V_{diff})} \cdot 10^{-4}$$

$\rho_n$  ist dabei der spezifische Widerstand des n-leitenden Materials;  $U_{det}$  stellt die Detektorspannung dar und  $V_{diff}$  bezeichnet die Diffusionsspannung.

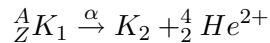
### 1.3 Halbleiterdetektor

Bei einem Halbleiterdetektor nutzt man aus, daß die Sperrschicht am Übergang keine beweglichen Ladungsträger besitzt und einen sehr hohen Innenwiderstand hat. Fallen nun ionisierende Teilchen in diese Schicht, so wird, da sie entlang ihrer Bahn Elektronen-Loch-Paare erzeugen, ihre kinetische Energie reduziert. Durch die an die Sperrschicht angelegte Spannung werden die Elektronen zu den Elektroden abgesaugt und über einen ladungsempfindlichen Verstärker von der Meßeinrichtung registriert. Der gemessene Spannungsimpuls am Verstärker ist proportional zu der Anzahl der gebildeten Elektron-Loch-Paare.

Ein wesentlicher Vorteil des Halbleiterdetektors ist sein gutes Energieauflösungsvermögen. Da pro einfallendem Teilchen sehr viele Ladungsträger erzeugt werden, ergeben sich entsprechend kleine Fluktuationen der Ausgangsimpulse. Die Linienbreiten betragen etwa 10 - 25 keV. Man hat also bei  $\alpha$ -Teilchen mit ca. 5 MeV eine Unsicherheit von etwa 1%.

### 1.4 $\alpha$ -Zerfall

Schwere Kerne, Kerne deren Massenzahl  $Z > 83$  ist, sind instabil gegenüber  $\alpha$ -Zerfall. Dies ist darauf zurückzuführen, dass ihre Masse größer als die Summe der Massen der Zerfallsprodukte ist. Dies ist als Massendefekt bekannt.  $\alpha$ -Teilchen sind Helium-Kerne, das heißt sie bestehen sowohl aus zwei Protonen als auch zwei Neutronen. Innerhalb eines Kernes erfahren  $\alpha$ -Teilchen die starke Wechselwirkung, sie sind also an diesen Kern gebunden. Bei einem gewissen Abstand  $R$  ist keine starke Wechselwirkung mehr vorhanden, somit überwiegt das Coulomb-Potential. Bei  $E$  die Energie des  $\alpha$ -Teilchens. Das Betragsquadrat der Lösung der Schrödinger-Gleichung gibt die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Teilchens an. Es ist nicht Null bei  $r > R$  für ein Teilchen im Kernpotential. Es besteht also eine Durchtunnelungswahrscheinlichkeit des Potentialwalls. Das  $\alpha$ -Teilchen wird somit vom Kern abgestoßen. Die Reaktionsgleichung für einen solchen Zerfall kann damit durch



## 2 Durchführung

### 2.1 Aufbau

#### 2.1.1 Detektor

Der Detektor und die Americium-Probe sind in einem Hochvakuum-Behälter untergebracht. Das Hochvakuum verhindert einen Energieverlust der  $\alpha$ -Teilchen, der durch Stöße mit Luft entstehen würde. Die Messungen werden bei einem Druck von  $10^{-5}$  Torr durchgeführt.

#### 2.1.2 Elektronik

Der Messimpuls des Detektors wird von einem ladungsempfindlichen Vorverstärker für den Hauptverstärker aufbereitet. Der Hauptverstärker sorgt seinerseits für eine hohe zeitliche Auflösung des Signals. Außerdem wird so ein optimales Signal-Rausch-Verhältnis erzeugt. Das so aufbereitete Signal kann auf dem Schirm eines Oszilloskops betrachtet werden, und zur späteren Analyse über einen Vielkanalanalysator mit 4096 Kanälen an den Computer weitergeleitet werden.

### 2.2 Impulsformen

Als erstes wurde nach einer spannungsfreien Trennung von Detektor und Vorverstärker die Auswirkungen der Drehregler Normalize und Pulse Height auf die Impulsform bestimmt. Dadurch wurde bestimmt, dass

- Normalize die Maximalverstärkung des Impulses vorgibt
- Pulse Height die Verstärkung innerhalb des durch Normalize vorgegebenen Bereichs variiert

### 2.3 Eichung

Für die Eichung der Kanäle wurde die Kanallage des Hauptmaximums des  $\alpha$ -Spektrums (5.476 MeV) festgestellt, es befindet sich bei einer Spannung von 80 V im Kanal 3549 (Abb. 1). Anschließend wurde mit dem Impulsgenerator ein Signal erzeugt, dessen Maximum auf den soeben gefundenen Kanal liegt. Die so gefundene Einstellung ist:

Normalize : 680 Skt

Pulse Height : 450 Skt

Weiterhin wurde die Energieänderung pro Kanal, diese ergab sich zu 1,543 keV/Kanal, und die Änderung der Pulse Height pro 500 keV, diese beträgt 41 Skt, bestimmt,

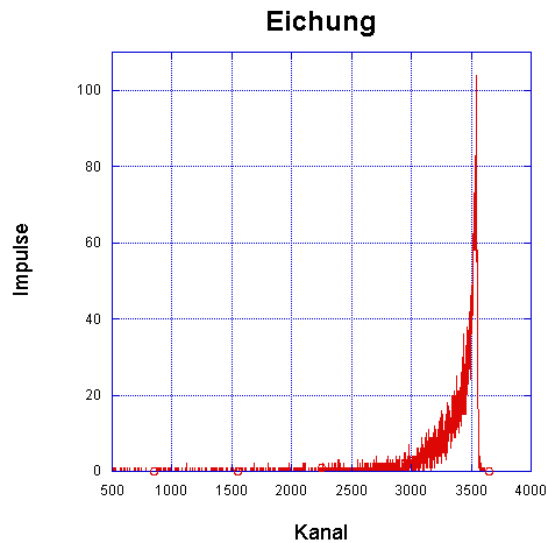


Abbildung 1: Eichung der Kanalnummern in MeV

## 2.4 Linearitätsprüfung des Elektronik

Zur Überprüfung der Gesamtlinearität der Elektronik wurde ein Testimpulsspektrum in Schritten von 500 keV aufgezeichnet (Abb. 2). Wie man sieht hat der Detektor ein Maximum bei 3 MeV mit 71 Impulsen und ein Minimum bei 4 MeV mit 50 Impulsen. In dem Energiebereich der zu messenden  $\alpha$ - Teilchen hat er auch ein lokales Minimum.

## 2.5 Detektorkapazität und Detektorrauschen

Zur Ermittlung des Rauschbeitrages der Elektronik bei kapazitiver Last haben wir die Halbwertsbreiten mehrerer Testmessungen bei unterschiedlichen Kapazitäten am Verstärkereingang bestimmt. Zur Bestimmung der Halbwertsbreiten wurden die Peaks durch Gausskurven angenähert. Die Abbildung der so gefundenen Halbwertsbreiten gegen die Kapazität zeigt einen linearen Zusammenhang zwischen Kapazität und Rauschen. Die durch lineare Regression gefundene Formel ist in der Abbildung 3 zu finden. Parallel zur Verbreiterung der Peaks nimmt auch die Peakhöhe ab.

## 2.6 Energieauflösungsvermögen

Zur Bestimmung der Energieauflösung des Detektors wurden  $\alpha$ -Spektren bei 0, 10, 20, 40, 60 und 80 V Sperrspannung über 2 min aufgenommen (Abbildungen 5, 6, 7, 8, 9, 10) und die Halbwertsbreiten bestimmt. Trägt man das Detektorrauschen gegen die



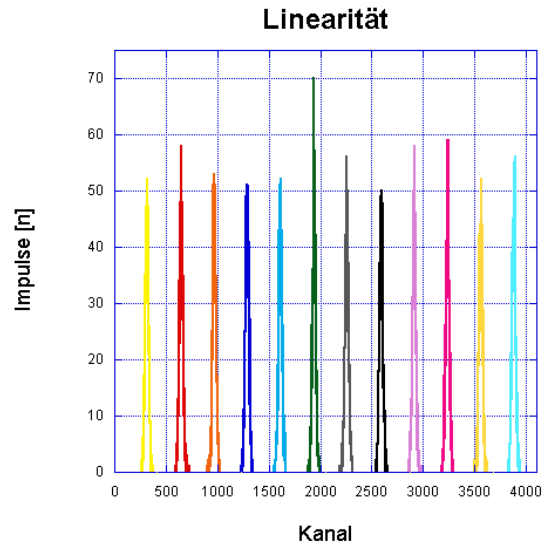


Abbildung 2: Bestimmung der Gesamtlinearität der Elektronik

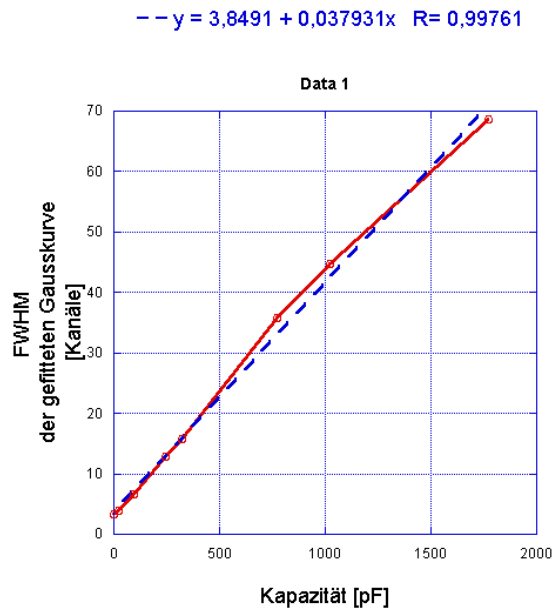


Abbildung 3: Rauschbeitrag der Elektronik in Abhängigkeit von kapazitiver Last

| kapazitive Last / pF | FWHM  | Peakhöhe |
|----------------------|-------|----------|
| 0                    | 3,36  | 547      |
| 20                   | 3,9   | 474      |
| 95                   | 6,7   | 279      |
| 245                  | 12,82 | 160      |
| 320                  | 15,7  | 128      |
| 770                  | 35,82 | 58       |
| 1020                 | 44,82 | 50       |
| 1770                 | 68,69 | 41       |

Tabelle 1: Halbwertsbreiten bei kapazitiver Last

| $U_{\text{sperr}}$ [V] | FWHM <sub>gesamt</sub> [Kanäle] |
|------------------------|---------------------------------|
| 0                      | 215                             |
| 10                     | 240                             |
| 20                     | 265                             |
| 40                     | 56                              |
| 60                     | 45,5                            |
| 80                     | 46                              |

Tabelle 2: Vergleich der Halbwertsbreiten (FWHM)

Sperrspannung auf, so sollte sich ein linearer Zusammenhang zwischen Detektorrauschen und angelegter Sperrspannung (Abb. 4) finden, dies ist offensichtlich nicht der Fall, was aber auf Fehler bei Bestimmung der Halbwertsbreiten zurückzuführen ist. Da die Kapazität des Detektors sich mit der angelegten Sperrspannung verändert sollte ein Verlauf wie in Abschnitt 2.5 zu finden sein.

## 2.7 Aufnahme eines mustergültigen $\alpha$ -Spektrums

Abschließend wurde in einer Langzeitmessung (10 min) bei 80 V Sperrspannung ein mustergültiges Spektrum aufgenommen (Abb. 11).

## 3 Ergänzende Fragen

### 3.1 Mit welcher Polung ist die Detektorspannung an die Elektroden des Detektors anzuschließen?

Um die Dicke der Sperrschicht zu erhöhen ist es nötig die Spannung in Sperrrichtung anzulegen. Dies bedeutet bei diesem Detektor: Der Minuspol ist an der Goldelektrode anzuschließen und der Pluspol an die Aluminiumschicht.

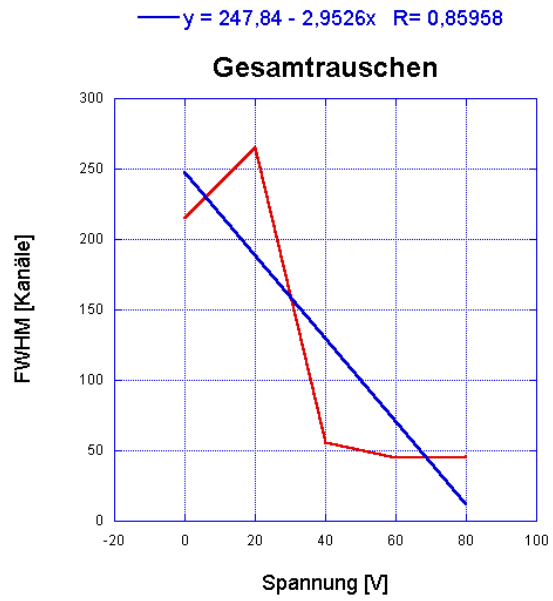


Abbildung 4: Detektorrauschen als Funktion der Sperrspannung

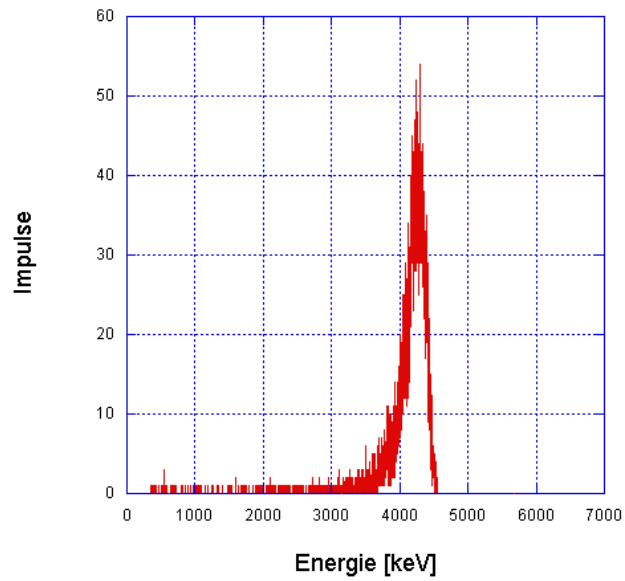


Abbildung 5:  $\alpha$ -Spektrum bei 0 V Detektorspannung

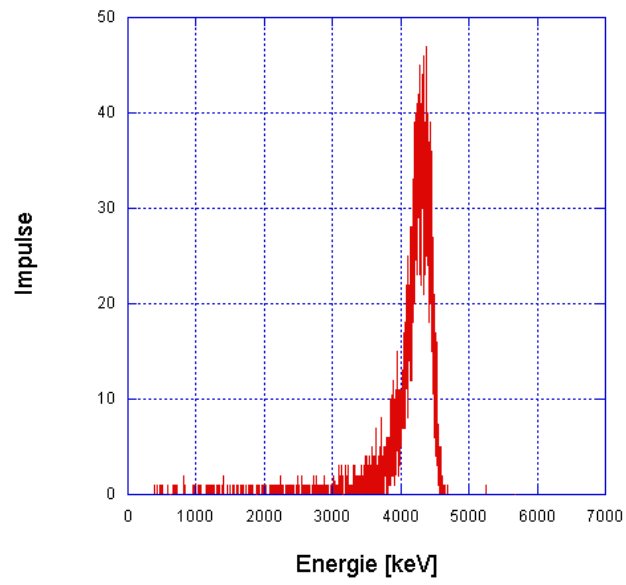


Abbildung 6:  $\alpha$ -Spektrum bei 10 V Detektorspannung

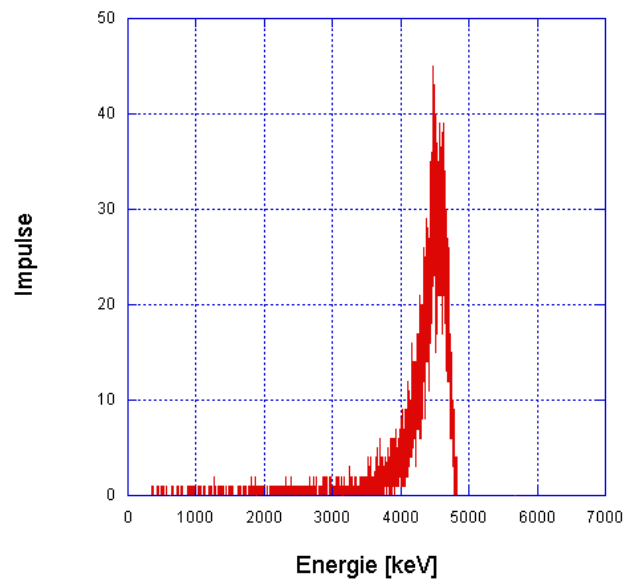


Abbildung 7:  $\alpha$ -Spektrum bei 20 V Detektorspannung

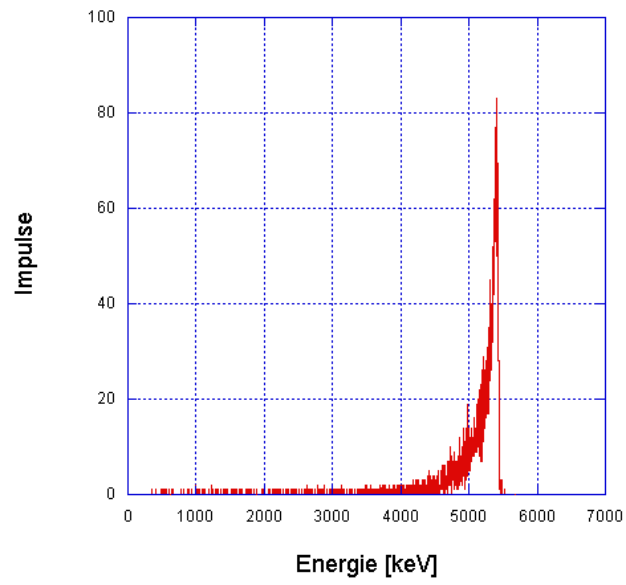


Abbildung 8:  $\alpha$ -Spektrum bei 40 V Detektorspannung

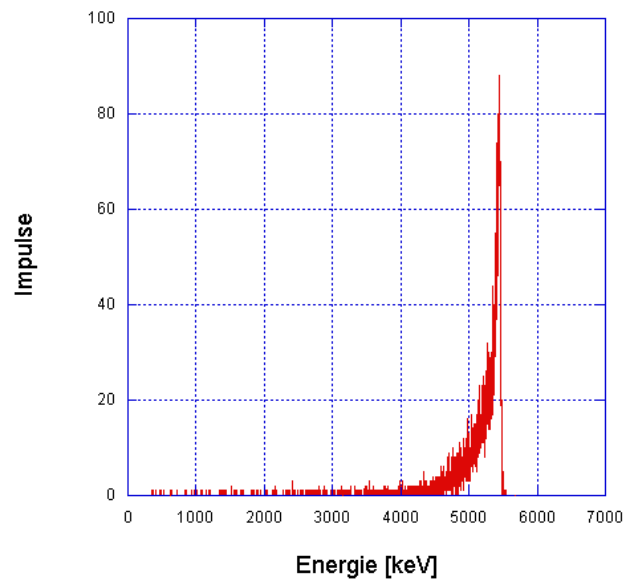


Abbildung 9:  $\alpha$ -Spektrum bei 60 V Detektorspannung

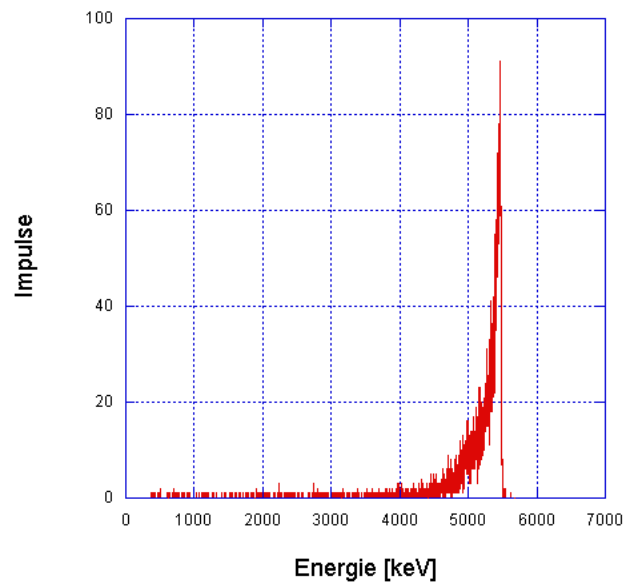


Abbildung 10:  $\alpha$ -Spektrum bei 80 V Detektorspannung

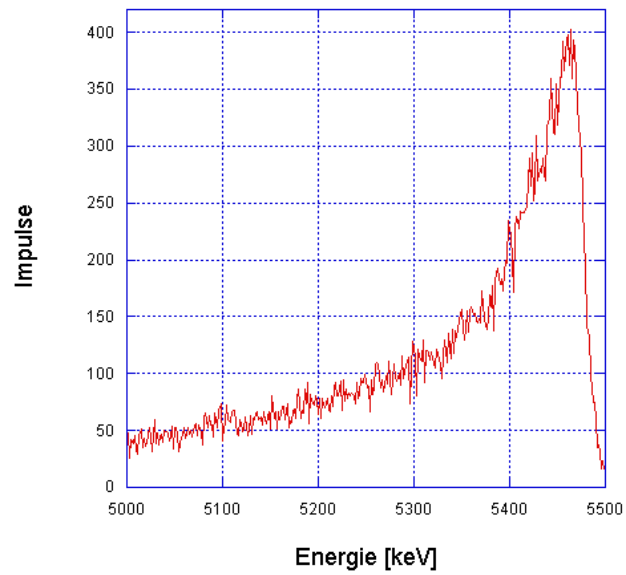


Abbildung 11: Mustergültiges  $\alpha$ -Spektrum bei 80 V Detektorspannung

### 3.2 Wie groß ist die Reichweite $R_\alpha$ eines 5.5 MeV $\alpha$ -Teilchens Si?

$\alpha$ -Teilchen verlieren in Materie durch Wechselwirkung mit dem Atomkern und den Hüllenelektronen kinetische Energie. Über die Bethe-Bloch-Gleichung bestimmt man das Bremsvermögen von Materie für schwere geladene Teilchen (schwer im Verhältnis zur Elektronenmasse) mit  $E_{kin} \ll m_o c^2$ .

Der Kehrwert dieser Gleichung gibt dann die zu findene Reichweite an. Nach [3] kann die mittlere Ionisierungsenergie  $\bar{I}$  in schweren Materialien  $Z \geq 13$  genähert werden. Übersicht über die benötigten Naturkonstanten und Versuchsdaten

$$\begin{aligned}
 Z_{Si} &= 14 \\
 z_\alpha &= -2 \\
 e &= 1.60217733 \cdot 10^{-19} \text{ A s} \\
 N_A &= 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1} \\
 m_i &= 4.0026 \cdot 10^{-3} \text{ kg mol}^{-1} \cdot N_A^{-1} \\
 \varepsilon_0 &= 8.85418782 \cdot 10^{-12} \text{ A s m}^{-1} \text{ J}^{-1} \text{ A}^{-1} \text{ s}^{-1} \\
 m_e &= 9.1093897 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \\
 E_{kin} &= 5.5 \cdot 10^6 \cdot 1.60210 \cdot 10^{-19} \text{ J} \\
 M_A &= 28.086 \cdot 10^{-3} \text{ kg mol}^{-1} \\
 \bar{I} &= (9.76 \cdot Z + 58.8 \cdot Z^{-0.19}) \cdot 1.60210 \cdot 10^{-19} \text{ J}
 \end{aligned}$$

Das einsetzen in die Bethe-Bloch-Gleichung ergibt:

$$S_{Si} \approx 2.2 \cdot 10^{-8} \text{ J m}^{-1} = 138296.8 \text{ MeV m}^{-1}$$

Setzt man jetzt die Energie des  $\alpha$ -Teilchens ein und bildet den Kehrwert bekommt man:

$$R_\alpha \approx 5.5 \text{ MeV} \cdot 7.23 \cdot 10^{-6} \text{ m MeV}^{-1} \approx 40 \cdot 10^{-6} \text{ m.}$$

Ein  $\alpha$ -Teilchen der Energie 5.5 MeV hat in Silizium demnach eine Reichweite von ca.  $40 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ .

### 3.3 Wie dick ist die Verarmungszone bei einer Detektorspannung von 80 V?

Bei dem für diesen Detektor verwendeten Halbleiter steht einer dünnen p-Oxidschicht eine massive n-Schicht aus Silizium gegenüber. Bei der Berechnung der Dicke der Verarmungszone wird daher die p-Schicht vernachlässigt werden. Die Berechnung läuft analog zur Berechnung des Abstands bei einem Plattenkondensator und ist nach [3] wie folgt zu berechnen:

$$C = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{rSi} \cdot A}{d} = C_0 \frac{1}{\sqrt{1 + \sqrt{\frac{U_R}{U_D}}}} \quad (1)$$

mit[1]

$$\begin{aligned}\varepsilon_r(\text{Si}) &= 12 \text{ (Dielektrizitätskonstante Si)} \\ U_R &= 80 \text{ V (Sperrspannung)} \\ U_D &\approx 0.7 \text{ V (Diffusionsspannung)} \\ n_A &= 8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ (typ. Akzeptorkonzentration)} \\ n_D &= 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ (typ. Donatorkonzentration)} \\ A &= 50 \text{ mm}^2 \text{ (aktive Detektorfläche)} \\ C_0 &= \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r(\text{Si}) \cdot e \cdot n_A \cdot n_D \cdot A^2}{2(n_A + n_D)U_D}}\end{aligned}$$

durch Umstellen von (1) nach  $d$  die Dicke der Verarmungszone bestimmen:

$$d = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r(\text{Si}) \cdot A}{C_0} \cdot \sqrt{1 + \sqrt{\frac{U_R}{U_D}}} \quad (2)$$

$$d = 65.12 \cdot 10^{-6} \text{ m} \quad (3)$$

### 3.4 Wie groß ist dabei die Kapazität des Detektors?

Die Kapazität  $C_S$  der Verarmungszone lässt sich aus (3) und (1) berechnen:

$$C_S = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r(\text{Si}) \cdot A}{d} = 80.22 \text{ pF} \quad (4)$$

**Wie viel Energie verliert das  $\alpha$ -Teilchen in der Goldelektrode?** Diese Energie wird zuerst berechnet, da sie in der nächsten Aufgabe berücksichtigt werden muss. Die Goldelektrode weist eine Massenbelegung von  $m = 40 \mu\text{g cm}^{-2}$  auf. Gold hat eine Dichte  $\rho_{\text{Au}} = 19.32 \text{ g cm}^{-3}$ , daraus ergibt sich eine Dicke

$$d = \frac{m}{\rho_{\text{Au}} A} = 2.1 \cdot 10^{-6} \text{ m}. \quad (5)$$

Analog zu  $S_{\text{Si}}$  erhalten wir daraus für eine Molmasse von  $M_{\text{Au}} = 196.97 \text{ g mol}^{-1}$  und einer Kernladungszahl  $Z = 79$

$$S_{\text{Au}} \approx 6.87964 \cdot 10^{-8} \text{ J m}^{-1} = 429413.89 \text{ MeV m}^{-1}.$$

Bei einer Dicke der Goldelektrode von  $d = 2.1 \cdot 10^{-6} \text{ m}$  verliert das  $\alpha$ -Teilchen in der Goldelektrode also ca.  $0.9 \text{ MeV}$ .

### 3.5 Wie viele Ladungen erzeugt ein $5,5 \text{ MeV}$ $\alpha$ -Teilchen im Si-Detektor und wie groß ist der Spannungsimpuls am Vorverstärker?

Da die Bremswirkung und die Dicke der Verarmungszone bekannt sind lässt sich daraus die Anzahl der erzeugten Ladungen bestimmen. Das  $\alpha$ -Teilchen hat nach dem Durchgang der Goldschicht noch  $4,6 \text{ MeV}$  und die Anregungsenergie des Siliziums ist  $3,3 \text{ eV}$ .



Zuerst berechnen wir, ob die Energie des  $\alpha$ -Teilchens ausreicht um die Siliziumschicht zu durchdringen.

$$\Delta E_{kin} = S_{Si} \cdot d = 138296.8 \text{ MeV m}^{-1} \cdot 65.12 \cdot 10^{-6} \text{ m} = 9 \text{ MeV}$$

Ein 5.5 MeV  $\alpha$ -Teilchen hat also nicht genug kinetische Energie, um die Verarmungsschicht ganz zu durchqueren. Damit ergibt sich die Anzahl der erzeugten Ladungen direkt aus der Restenergie des  $\alpha$ -Teilchens.

$$n_Q = \frac{E_{kin}}{E_A} = \frac{4.6 \text{ MeV}}{3.3 \text{ eV}} \approx 1.4 \cdot 10^6. \quad (6)$$

Aus (6) können wir nun leicht den Spannungsimpuls am Vorverstärker berechnen:

$$\Delta U = \frac{n_Q \cdot e}{C_S} = \frac{1.4 \cdot 10^6 \cdot 1.60217733 \cdot 10^{-19} \text{ C}}{80.22 \cdot 10^{-12} \text{ F}} \approx 2.8 \cdot 10^{-3} \text{ V}$$

## 4 Fazit

Dieser Versuch hat gezeigt, dass das Auflösungsvermögen eines Halbleiterdetektors von der Dicke der Sperrschicht, und damit von der Kapazität, abhängt. Allerdings zeigte sich dieser Zusammenhang mehr bei der Messung der Abhängigkeit des Rauschens von der kapazitiven Last, als bei der eigentlichen Messung. Der Grund für die bessere Auflösung ist, dass bei einer dickeren Verarmungszone weniger Ladungen erzeugt werden müssen, aber gleichzeitig durch die größere Dicke mehr Ladungen erzeugt werden. Allerdings zeigt dieser Zusammenhang auch die Schwächen des Detektors bei kleinen Spannungen, denn dann wird die Kapazität höher und die Anzahl der freiwerdenden Elektronen sinkt, dies zeigt sich als deutliches Rauschen. Das mustergültige Spektrum sollte die 2 in der Anleitung genannten Peaks zeigen, allerdings ist das Rauschen des Detektors selbst bei 80 V zu groß, um die Energiedifferenz von ungefähr 40 keV aufzulösen. Dies weist auf eine Gesamtkapazität der Elektronik hin, die deutlich größer ist als die 80 pF des pn-Übergangs. Weitere Fehlerquellen sind Verunreinigungen des Detektors oder der Probe.

## 5 Probleme und Verbesserungsvorschläge

Das Problem ist vor allem die Bestimmung der Halbwertsbreiten. Nimmt man zum Beispiel die Messdaten, sucht den Peak und bestimmt die Halbwertsbreite ohne auf Rauschen und andere Störungen zu achten ist bei uns die Halbwertsbreite des 0 V Spektrums kleiner als die der Messung mit 80 V. Wobei sich dann die Frage stellt was ist Fehler und was nicht. Dies ist auch die Begründung für die Verwendung eines Gaussfits in der Aufgabe 2.5.

## 5.1 Aufbau

## 6 Fazit

## 7 Probleme und Verbesserungsvorschläge

### Literatur

- [1] Ashcroft/Mermin. *Solid State Physics*. Holt, Rinehart and Winston, New York, 1. edition, 1976.
- [2] <http://www.synergy.com/>. *KaleidaGraph 3.5*.
- [3] William R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments – A How-to Approach*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, second revised edition, 1994.