

V15

# **Vermessung und Untersuchung von Silizium-Streifensensoren**

Marius Hötting  
Marius.Hoetting@udo.edu

Hubertus Kaiser  
Hubertus.Kaiser@udo.edu

Durchführung: 06.01.2019

Abgabe: 08.03.2019

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| <b>1</b> | <b>Theorie</b>   | <b>3</b>  |
| 1.1      | Ziel des Versuches . . . . .                                 | 3         |
| 1.2      | Halbleiter . . . . .   | 3         |
| 1.3      | p- und n- Halbleiter . . . . .                               | 3         |
| 1.4      | Der pn- Übergang . . . . .                                   | 4         |
| 1.5      | Radioaktiver Zerfall . . . . .                               | 5         |
| 1.6      | Wechselwirkung von Teilchen mit Materie . . . . .            | 6         |
| 1.7      | Energieverteilung im Sensor . . . . .                        | 7         |
| 1.8      | Noise . . . . .  | 8         |
| <b>2</b> | <b>Fehlerrechnung</b>  | <b>10</b> |
| <b>3</b> | <b>Versuchsaufbau</b>  | <b>11</b> |
| 3.1      | Die Detekoreinheit . . . . .                                 | 11        |
| 3.2      | Der Halbleitersensor . . . . .                               | 11        |
| <b>4</b> | <b>Durchführung</b>  | <b>13</b> |
| <b>5</b> | <b>Auswertung</b>  | <b>14</b> |
| 5.1      | Strom-Spannungs-Kennlinie . . . . .                          | 14        |
| 5.2      | Pedestal und Noise . . . . .                                 | 15        |
| 5.3      | Kalibrationsmessung . . . . .                                | 18        |
| 5.4      | Vermessung der Streifensensoren mittels des Lasers . . . . . | 20        |
| 5.5      | Charge Collection Efficiency des Lasers . . . . .            | 21        |
| 5.6      | Charge Collection Efficiency der Sr-Quelle . . . . .         | 22        |
| 5.7      | Großer Quellenscan . . . . .                                 | 23        |
| <b>6</b> | <b>Diskussion</b>  | <b>26</b> |
| 6.1      | Depletionsspannung . . . . .                                 | 26        |
| 6.2      | Abmessung des Sensors und Kenngrößen des Lasers . . . . .    | 26        |
| 6.3      | Mittlere Energiedeposition . . . . .                         | 27        |
|          | <b>Literatur</b>   | <b>28</b> |

# 1 Theorie

## 1.1 Ziel des Versuches

Es sollen die Eigenschaften und die Funktionsweisen eines Silizium-Halbleiterdetektors in diversen Aufgabenteilen genauer untersucht werden.

## 1.2 Halbleiter

Zuerst wird kurz auf die wichtigen Eigenschaften des Halbleiters eingegangen, da dieser der wichtigste Bestandteil des Detektors ist.

In Abbildung 1 ist die Bandlücke eines Halbleiters, sowie die eines Isolators und die eines Leiters skizziert.

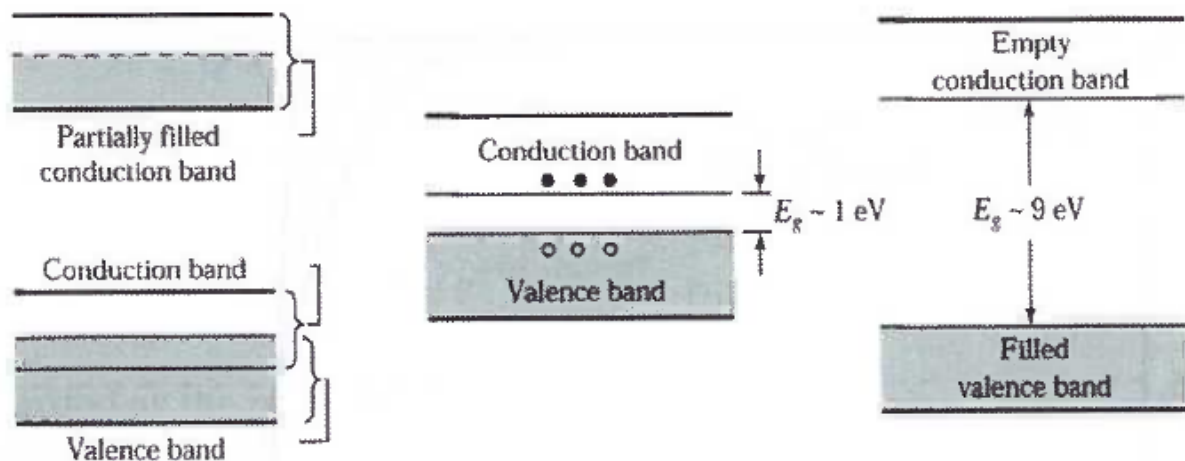


Abbildung 1: Schematische Darstellung des Bändermodells [4].

Durch thermische Anregung von Elektronen im Valenzband ist es möglich, dass diese ins Leitungsband übergehen. Bei einem Isolator ist die Energiedifferenz der beiden Bänder ( $E > 4 \text{ eV}$  [4]) so groß, dass das Elektron trotz thermischer Anregung nicht in das Leitungsband übergehen kann. Im Gegensatz dazu ist die Energiedifferenz bei einem elektrischen Leiter so gering, dass Elektronen ohne externe Anregung in das Leitungsband angeregt werden können. Die Bandlücke eines Halbleiters liegt je nach Material und Dotierung im Bereich von  $0,1 \text{ eV} < E < 4 \text{ eV}$  [4]. Somit wird ein kontrollierter Übergang, induziert durch eine externe Anregung, in dem Halbleiter ermöglicht.

Des Weiteren werden Halbleiter in Element-, Verbindungs- und organische Halbleiter unterteilt. Innerhalb des Versuches wird jedoch nur Silizium, also ein Elementhalbleiter, untersucht. Um die Leitfähigkeit eines Halbleiters zu erhöhen können Fremdatome eingebracht werden, diesen Vorgang wird Dotierung genannt.

## 1.3 p- und n- Halbleiter

Der Elementhalbleiter Silizium gehört der vierten Hauptgruppe an und besitzt somit vier Valenzelektronen. Zur Dotierung von Silizium eignen sich Atome mit drei oder fünf Valenzelektronen.

Dabei wird je nach Art der Dotierung zwischen p-Typ (Dotierung mit Fremdatomen der dritten Hauptgruppe) und n-Typ (fünfte Hauptgruppe) unterschieden.

Bei p-Typ Halbleitern wird ein Fremdatom der dritten Hauptgruppe eingefügt, typische Dotierungsverhältnisse sind  $10^{4-7}$  Si-Atome zu einem Fremdatom. Durch die Dotierung fehlt ein Elektron in den kovalenten Bindungen, es entsteht ein bewegliches Loch. Das Loch kann durch Elektroneneinfang wieder gefüllt werden, deswegen werden solche Fremdatome auch als Akzeptoren bezeichnet.

Die n-Typ Halbleiter zeichnen sich durch eine Dotierung mit Elementen der fünften Hauptgruppe aus. Bei einer solchen Dotierung entsteht ein Elektronenüberschuss und pro dotiertes Fremdatom kommt es zu einem zusätzlichen Leitungselektron. Aufgrund der Abgabe des Leitungselektron an das Gitter wird hier von einem Donator gesprochen.

## 1.4 Der pn- Übergang

An der Grenzfläche zwischen einem n- und einem p-dotierten Halbleiter bildet sich ein sogenannter pn-Übergang. Der Überschuss an Elektronen aus dem n-dotierten Bereich und Überschuss der Löcher aus dem p-dotierten Bereich rekombinieren im Grenzbereich. Zurück bleiben positiv bzw negativ ionisierte Atome, die durch ein sich aufbauendes elektrisches Feld, weitere Diffusion freie Ladungsträger unterbinden. Dieser Bereich, in dem sich keine freien Ladungsträger mehr befinden, wird Depletionszone genannt. Ihre Dicke  $d(U)$  hängt von der dielektrischen Konstante des Halbleiters ab und kann mit Hilfe der extern angelegten Spannung  $U$  reguliert werden:

$$d(U) = \sqrt{\frac{2\epsilon(U_D + U)}{eN_{\text{eff}}}}. \quad (1)$$

Des Weiteren hängt die Dicke von der Diffusionsspannung  $U_D$  im dynamischen Gleichgewicht, der Elementarladung  $e$  und von der Anzahl der effektiven Ladungsträgerdichte ab. Die effektive Ladungsträgerdichte ist ein Verhältnis der Dotierungskonzentrationen von Donatoren  $N_D$  und Akzeptoren  $N_A$ :

$$N_{\text{eff}} = \frac{N_D N_A}{N_D + N_A}. \quad (2)$$

Für exakte Messergebnisse im späteren Verlauf, ist es notwendig die Depletionszone zu maximieren. Eine weitere Ausdehnung dieser Zone, kann durch anlegen einer externen Spannung realisiert werden. Diese ist im Allgemeinen so groß ( $U \gg U_D$ ), dass der Ausdruck (1) sich vereinfachen lässt zu:

$$d(U) = \sqrt{\frac{2\epsilon U}{eN_{\text{eff}}}}. \quad (3)$$

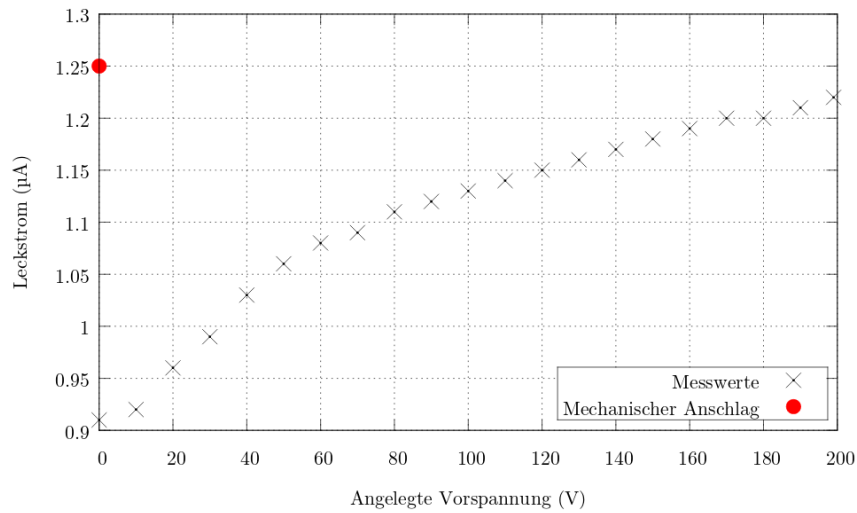
Durch einsetzen der Spannung  $U_{\text{dep}}$ , lässt sie sich umformen zu

$$U_{\text{dep}} = \frac{q}{2\epsilon} N_{\text{eff}} D^2. \quad (4)$$

Liegt die externe Spannung im Bereich  $U \geq U_{\text{dep}}$  entspricht die Dicke der Depletionszone der Sensordicke  $D$  und wächst somit nicht weiter an. Für Spannungen im Bereich  $U < U_{\text{dep}}$  gilt die Näherung:

$$d(U) = D \sqrt{\frac{U}{U_{\text{dep}}}} . \quad (5)$$

Bei einer sogenannte IV-Kurve kann die Ausbildung der Depletionszone beobachtet werden. Hierbei wird der Leckstrom in Abhängigkeit der angelegten externen Spannung gemessen. In Abbildung 2 ist eine typische IV-Kurve dargestellt.



**Abbildung 2:** Typischer Verlauf einer IV-Kurve [5].

Bei zunächst kleinen Spannung steigt der Leckstrom, da sich die Depletionszone vergrößert und somit immer mehr Sensormaterial erschlossen wird. Nach dem Erreichen der Depletionsspannung behält die Depletionszone eine konstante Größe, weshalb auch der Leckstrom nur noch leicht aufgrund thermischer Fluktuation und der immer höheren angelegten Spannung steigt. Der Übergang zwischen den beiden Kurvenabschnitten stellt ein Maß für die Depletionsspannung dar. Genauere Messungen können mit der Aufnahme einer CV erfolgen.

## 1.5 Radioaktiver Zerfall

Zerfällt ein instabiler Atomkern, entsteht  $\alpha$ -,  $\beta$ - oder  $\gamma$ -Strahlung, die ionisierend auf Materie wirkt. Die Zerfallsrate eines instabilen Materials, auch Quelle genannt, beschreibt mit der Einheit  $\text{Bq} = [\frac{1}{\text{s}}]$  die Anzahl der Zerfälle pro Sekunde. Die aktuelle Aktivität der Quelle kann mit Hilfe der Aktivität  $A_0$  zu einem bekannten Zeitpunkt und der Zerfallskonstante  $\lambda$  wie folgt bestimmt werden:

$$A = A_0 e^{-\lambda t} . \quad (6)$$

In diesem Versuch wurde eine  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle verwendet. Diese ist ein reiner Gamma-Strahler, bei dem ein Neutron in ein Proton, ein Elektron und ein Antielektronenneutrino zerfällt. Ein typisches Elektronenspektrum ist in Abbildung 3 dargestellt.

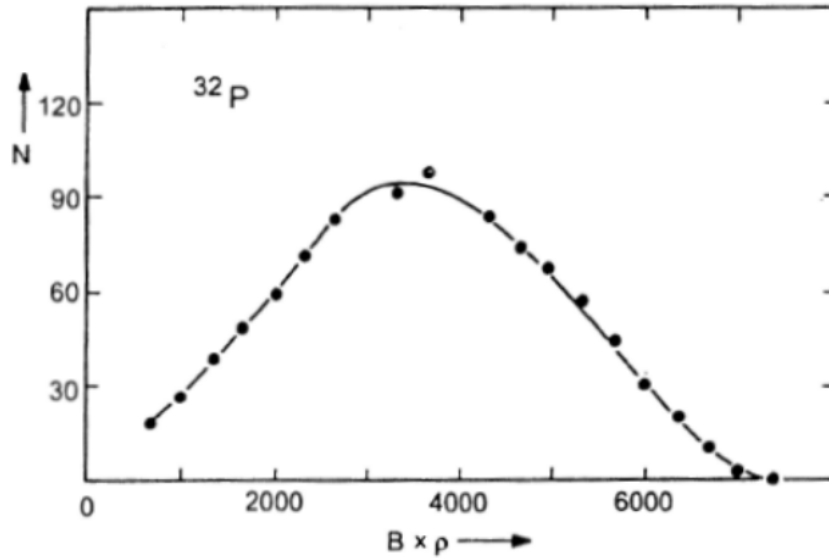


Abbildung 3: Typisches Elektronenspektrum einer  $\beta$ -Quelle [5].

Das Strontium zerfällt zunächst in einem reinen  $\beta$ -Zerfall in Yttrium mit einer Halbwertszeit  $\tau$  von etwa 29 Jahren. Yttrium zerfällt weiter mit einer Halbwertszeit  $\tau$  von 2,5 Tagen in Zirkonium, wobei Zirkonium den stabilen Endzustand der Zerfallskette darstellt. Die Wechselwirkung der Elektronen mit der Materie im Detektor wird im folgenden Kapitel diskutiert.

## 1.6 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie

In diesem Versuch werden zum einen ein Laser und zum anderen eine  $\beta$ -Quelle als Signalquelle zur Vermessung des Streifensensors verwendet. Somit werden in diesem Kapitel die Wechselwirkung von Photonen und Elektronen mit Materie genauer betrachtet.

Bis zu einer Energie von  $E_\gamma \approx 25 \text{ keV}$  [1] eines Photons dominiert der Photoeffekt. Bei diesem überträgt ein einfallendes Photon seine komplette Energie auf ein Hüllenelektron der innersten Schalen. Ist die Energie des Photons größer als die Bindungsenergie des Elektrons, wird dieses ausgelöst. Die verbleibende Energie wird in Form von kinetischer Energie vom Elektron weggetragen. Infolge dessen nimmt ein Elektron aus einer höheren Schale den Platz des ausgelösten Elektrons ein, wobei, aufgrund der Energiedifferenz, ein Photon entsteht.

Ab einer Energie von  $E_\gamma \approx 25 \text{ keV}$  [1] bis zu einer Energie von  $E_\gamma \approx 13 \text{ MeV}$  [1] überwiegt der Comptoneffekt. Dieser beschreibt den elastischen Stoß eines einfallenden Photons mit einem Elektron. Diese Kollision verursacht einen Energieverlust des Elektrons, der von dem Elektron in Form von kinetischer Energie aufgenommen wird. Durch den Energieverlust entsteht eine Wellenlängenänderung bzw. Frequenzänderung des Photons.

Darüber hinaus, ab einer Energie von  $E_\gamma \approx 13 \text{ MeV}$  [1] dominiert der Effekt der Paarbildung. Hierbei zerfällt ein Photon in Anwesenheit eines Stoßpartners, meist einem Atomkern, in ein Elektron und ein Positron. Für die Wechselwirkung mit einem Elektron benötigt das Photon die minimale Energie  $E_{\min} = 4m_e c^2$  und bei der Wechselwirkung mit einem Kern eine Energie von

$E_{min} = 2m_e c^2$ . Bei diesen Energien erhalten die entstandenen Teilchen jedoch keine kinetische Energie weshalb es zu einer Paarvernichtung kommt.

Bei der Wechselwirkung von geladenen Teilchen, hier Elektronen der  $\beta$ -Quelle mit Hüllenelektronen, entsteht Bremsstrahlung. Aufgrund des kleineren Energieübertrags entsteht im weiteren Verlauf ein kontinuierliches Spektrum. Mit der Bethe-Bloch-Formel

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \left( \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right) \quad (7)$$

wird der mittlere Verlust schwerer Teilchen durch Kollision pro Längeneinheit beschrieben, wobei diese nur im Bereich von  $0,1 \leq \gamma\beta \leq 1000$  gilt. Für die Betrachtung von Elektronen müssen weitere Näherungen vorgenommen werden, siehe [5]. Mit den spezifischen Parametern des Aufbaus, ergibt sich eine mittlere Energiedeposition von  $3,88 \text{ MeV cm}^{-1}$ .

## 1.7 Energieverteilung im Sensor

Infolge des zentralen Grenzwertsatzes folgt der deponierten Energie von Elektronen im Silizium einer Gaußverteilung. Dabei wird davon ausgegangen, dass die Elektronen ihre komplette Energie im Sensor deponieren, welches nur durch eine hinreichende Sensordicke gewährleistet ist. Der in diesem Versuch verwendete Silizium-Streifen-Sensor misst eine Dicke von  $300 \mu\text{m}$  und ist somit nicht ausreichend groß genug, damit eine vollständige Energiedeposition stattfinden kann. Durch diesen Umstand ist der zentrale Grenzwertsatz nicht mehr anwendbar. Durch den Umstand, dass auch die entstehenden Sekundärelektronen nicht komplett abgebremst werden können, entsteht eine asymmetrische Energieverteilung. Diese gleicht einer Landauverteilung. Zusätzlich ist zu beachten, dass die verwendete  $\beta$ -Quelle kein monoenergetisches Spektrum aufweist, wodurch eine optimale Beschreibung der Energiedeposition im Silizium durch eine mit einer Gaußverteilung gefalteten Landauverteilung zustande kommt. Diese Verteilung ist für einen dünnen Sensor und typischer Elektronenenergie in Abbildung 4 dargestellt.

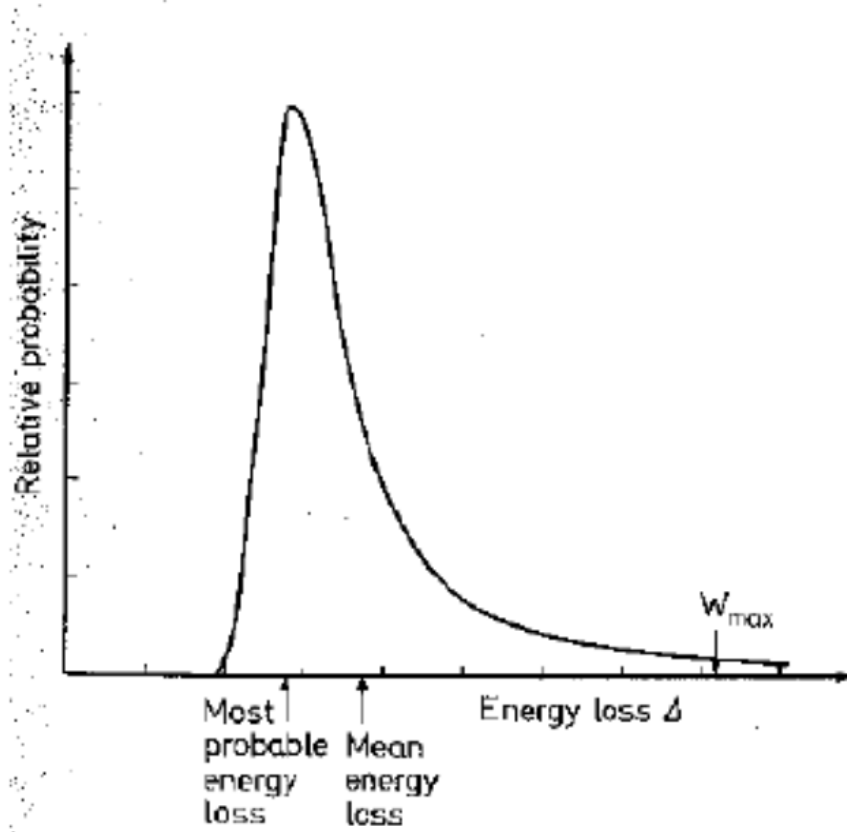


Abbildung 4: Typische Energieverteilung in einem dünnen Sensor. [5]

Da die Verteilung in ADC Counts angegeben wird, müssen diese zunächst in Energien der Einheit  $eV$  umgerechnet werden. Diese erfolgt mit Kalibrationsmessung, bei der mit Hilfe eines Polynoms 4.Ordnung ein Zusammenhang zwischen ADC Counts und Pulsen bestimmt wird. Multipliziert mit der Energie zur Entstehung eines Elektron-Loch-Paars in Silizium, ergibt sich die Energie in der Einheit  $eV$ .

## 1.8 Noise

Bedingt durch die Ausleseelektronik des Sensors und durch den Sensor selbst entstehen sogenannte Störsignale. Diese verfälschen das benötigte Messsignal oder auch  $ADC(i, k)$  Counts genannt. Dabei ist das Signal abhängig von dem betrachteten Streifen ( $i$ ) und dem Eingangssignal ( $k$ ). In Gleichung 8 ist der Bezug zwischen dem ursprünglichen Signal und den  $ADC(i, k)$  Counts beschrieben.

$$ADC(i, k) = P(i) + D(k) + \text{Signal}(i, k) . \quad (8)$$

Pedestals  $P(i)$  und der Common Mode Shift  $D(k)$  sind dabei die angesprochenen Signalstörungen, die das Signal fälschlicherweise erhöhen. Pedestals beschreiben das Grundrauschen oder den Signaloffset eines Sensors in Abhängigkeit des Streifens. Dieses wird somit ohne externes Signal vermessen. Die Pedestals berechnen sich dann wie folgt:

$$P(i) = \frac{1}{N} \sum_i^N ADC(i, k). \quad (9)$$



Über die Summe alle Signale, die fälschlicherweise gemessen werden, wird summiert und anschließend der Mittelwert gebildet. Somit sind die Pedestals nur noch abhängig von dem betrachteten Streifen  $i$ . Der Common Mode Shift  $D(k)$  bezeichnet eine Signalstörung bei der Verarbeitung eines Events, welches jeden Streifen betrifft. Berechnet wird diese wie folgt:

$$D(k) = \frac{1}{128} \sum_{i=1}^{128} (ADC(i, k) - P(i)). \quad (10)$$

Aus den zuvor beschriebenen spezifischen Signalstörungen wird mit dem sogenannten Noise eine Größe zur allgemeinen und zusammenfassenden Beschreibung der Signalstörungen jedes Streifens berechnet. Dieses erfolgt mittels dem quadratischen Mittelwert der ADC Counts nach Abzug des Pedestals und des Common Mode Shifts.

$$\text{Noise} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N (\text{ADC}(i, k) - P(i) - D(k))^2}. \quad (11)$$

Mit der berechneten Noise des Sensors wird ein Signal-to-Noise-Cut durchgeführt werden. Hierfür wird das Verhältnis zwischen dem Signal und dem entstandene Noise gebildet. Überwiegt dabei das Signal das Rauschen um das fünffache, wird das Signal weiter analysiert.

## 2 Fehlerrechnung

Dieses Kapitel listet kurz und bündig die benötigten und aus den Methoden der Statistik bekannten Formeln für die Fehlerrechnung auf. Die Schätzung der Standardabweichung ist

$$\Delta X = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2} . \quad (12)$$

Der Mittelwert ist

$$\bar{X} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_i \quad (13)$$

Der Fehler des Mittelwertes ist

$$\Delta \bar{X} = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2} . \quad (14)$$

Für fehlerbehaftete Größen, die auch in folgenden Formeln verwendet werden, muss die Fehlerfortpflanzung nach Gauß berücksichtigt werden.

$$\Delta f = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial f}{\partial X_i} \right)^2 \cdot (\Delta X_i)^2} \quad (15)$$

Bei der linearen Regressionsrechnung sind die Parameter  $m$  und  $b$  der Ausgleichsgerade  $y = mx + b$  wie folgt gegeben:

$$m = \frac{\overline{xy} - \bar{x} \cdot \bar{y}}{\overline{x^2} - \bar{x}^2} \quad b = \bar{y} - m\bar{x} . \quad (16)$$

Dabei sind  $x_i$  und  $y_i$  linear abhängige Messgrößen. Der Fehler dieser Parameter wiederum errechnet sich aus

$$\sigma_m^2 = \frac{\sigma^2}{n(\overline{x^2} - \bar{x}^2)} \quad \sigma_b^2 = \frac{\sigma^2 \bar{x}^2}{n(\overline{x^2} - \bar{x}^2)} . \quad (17)$$

Relative Abweichungen einer Messgröße  $x$  gegenüber Literaturwerten  $x_{\text{Lit}}$  werden nach der Vorschrift

$$R_x = \frac{x - x_{\text{Lit}}}{x_{\text{Lit}}} \quad (18)$$

berechnet.

### 3 Versuchsaufbau

Für die Messung wird ein Alibava EASy Detektorsystem verwendet. Es besteht aus einer Detektoreinheit, einer Kontrolleinheit und einem Computer.

#### 3.1 Die Detektoreinheit

Als Detektoreinheit wird ein Halbleitersensor mit entsprechender Ausleseelektronik verwendet. Der Siliziumsensor ist in 128 Streifen unterteilt, jeder ist über ein Wirebond mit dem Auslesechip (BEETLE) verbunden. Der BEETLE Chip dient zur Verstärkung des eingehenden Ladungssignals und Umwandlung in eine Auslesespannung.

#### 3.2 Der Halbleitersensor

Eine schematische Darstellung des verwendeten Sensors ist in Abbildung 5 dargestellt.

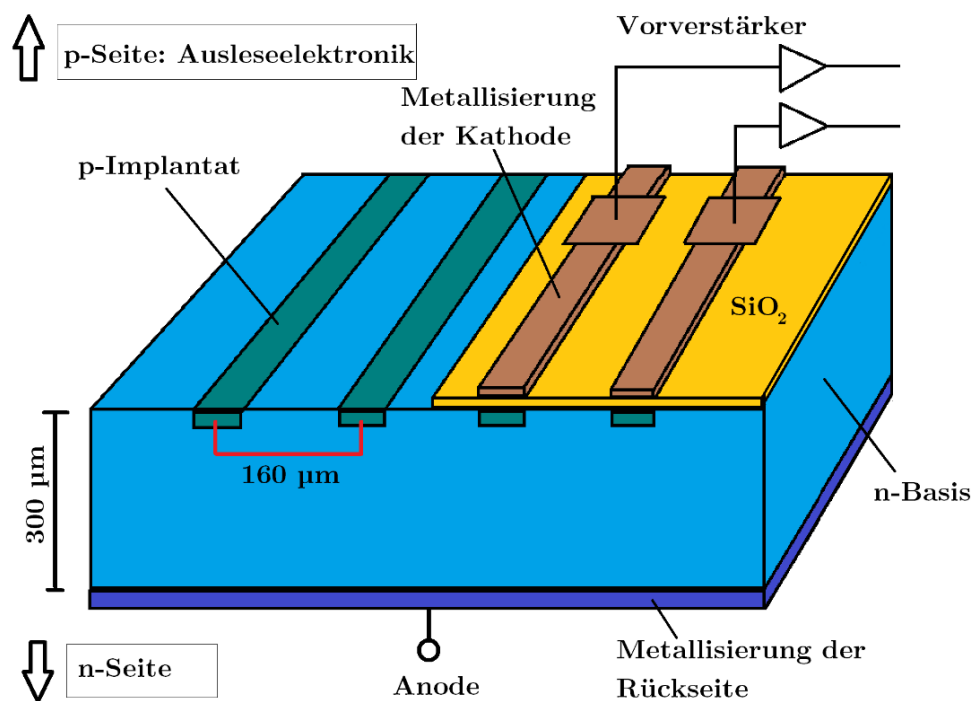


Abbildung 5: Schematische Darstellung des p-in-n-Sensors. [5]

Der pn-Übergang wird hier durch eine n-dotierte Bodenplatte mit einzelnen p-Implantaten realisiert. In dieser Kombination wird der Sensor als p-in-n Sensor bezeichnet. Durch die stark unterschiedlich dotierten Schichten entsteht ein stark asymmetrisches Verhältnis zwischen den Akzeptoren und Donatoren.

Die n-dotierte Siliziumschicht hat eine Dicke von  $300\text{ }\mu\text{m}$ , die p-Implantate sind von einander isoliert um eine genaue Ortsauflösung zu ermöglichen. Des Weiteren sind die Implantate kapazitiv mit einer Elektrode aus Aluminium gekoppelt, was über ein ohmschen Kontakt ausgelesen werden kann.

Der Sensor muss für die Messung voll depletiert sein, da sonst Elektron-Loch-Paare außerhalb der Depletionszone rekombinieren. Dies hätte zur Folge, dass nicht jedes einfallende Teilchen durch den Sensor detektiert wird. Die Effizienz der Ladungssammlung  $CCE$  steigt mit der Dicke  $D$  der Depletionszone, bis die Depletionsspannung erreicht ist. Im Versuch soll die  $CCE$  mit Hilfe eines Lasers und einer  $\beta$ -Quelle untersucht werden. Hierfür ist die Eindringtiefe des Laser in Silizium  $a$  relevant. Der Zusammenhang ist gegeben durch:

$$CCE(U) = \frac{1 - \exp(\frac{-d_c(U)}{a})}{1 - \exp(\frac{-D}{a})} \quad (19)$$

Die Eindringtiefe eines Laser der Wellenlänge von 960 nm [5] hat eine Eindringtiefe von  $d \approx 74 \mu\text{m}$ , wobei dieser Wert vom Material und der Wellenlänge abhängt.

## 4 Durchführung

- Es wird eine Strom-Spannungs-Kennlinie in 10 V Schritten aufgenommen. Mittels dieser Werte kann die Depletionsspannung abgeschätzt werden, welche für die weiteren Aufgabenteile von Bedeutung ist.
- Für eine Untersuchung des Pedestals und Noise wird ein *Pedestal Run* durchgeführt. Bei diesem erfolgt die Aufnahme der Daten ohne externe Quelle. Somit wird das "Offset-Rauschen" für jeden Streifen ermittelt. Mit den aufgenommenen Werten werden Noise, Pedestals und Common Mode bestimmt und graphisch dargestellt.
- Es wird eine Kalibrationsmessung durchgeführt um die ADC Counts in deponierte Energie umzurechnen. Hierfür wird das Auslesesignal in Abhängigkeit der deponierten Ladung vermessen. Um eine statistisch fundierte Aussage treffen zu können, wird die Kalibrationsmessung für fünf verschiedene Channel durchgeführt. Durch die Berechnung des Mittelwerts kann dann eine Aussage über den ganzen Sensor getroffen werden. Die Bestimmung des mathematischen Zusammenhangs, sowie die Umrechnung in Energie der Einheit  $eV$  wird in Kapitel 11 erläutert.
- Zur Vermessung des Streifensensors wird ein Laser verwendet. Er wird mit Hilfe einer Mikrometer-Schraube in  $10\mu m$  Schritten über den Sensor gefahren und es wird jeweils die Signale der einzelnen Channel gemessen, um daraus die Breite eines Sensorstreifens zu bestimmen.
- Mit Hilfe des Lasers und unter Verwendung einer  $\beta$ -Quelle wird eine Bestimmung der Charge Collection Efficiency in Abhängigkeit der Dicke des Sensors und der Eindringtiefe des Lasers durchgeführt.
- Zuletzt wird eine Messung von 1000000 Events durchgeführt und das Energiespektrum des Scans untersucht.

## 5 Auswertung

Sämtliche im Folgenden durchgeführten Ausgleichsrechnungen werden mit der *curve fit* Funktion aus dem für *Python* geschriebenen Package *NumPy*[2] durchgeführt. Fehlerrechnungen werden mit dem für *Python* geschriebenen Package *Uncertainties*[3] ausgeführt.

Die Auswertung der verschiedenen Messungen folgt in der Reihenfolge wie sie auch aufgenommen wurden (siehe [5]). Einige der Datensätze wurde von der System-Software *EASy* in dem Format *.h5* gespeichert. Mit einem vom Praktikumsbetreuer zur Verfügung gestellten Python-Skript, wurde eine Vorauswertung durchgeführt und die für die Auswertung relevanten Daten in dem Format *.txt* gespeichert.

### 5.1 Strom-Spannungs-Kennlinie

In Abbildung 6 ist die IV-Kurve des Silizium-Streifen-Sensors dargestellt. Bei kleinen Spannung ist ein Anstieg des Leckstroms zu beobachten, gefolgt von einem Plateau. Der Übergang in dieses Plateau ist bei  $V = 70\text{ V}$  erreicht. Aus diesem Grund wird dieser Wert als Abschätzung für die Depletionsspannung  $U_{dep}$  verwendet. Für alle folgenden Messungen wird die Spannung  $U = 90\text{ V}$  verwendet, da somit sichergestellt ist, dass die Sensor voll depletiert ist.

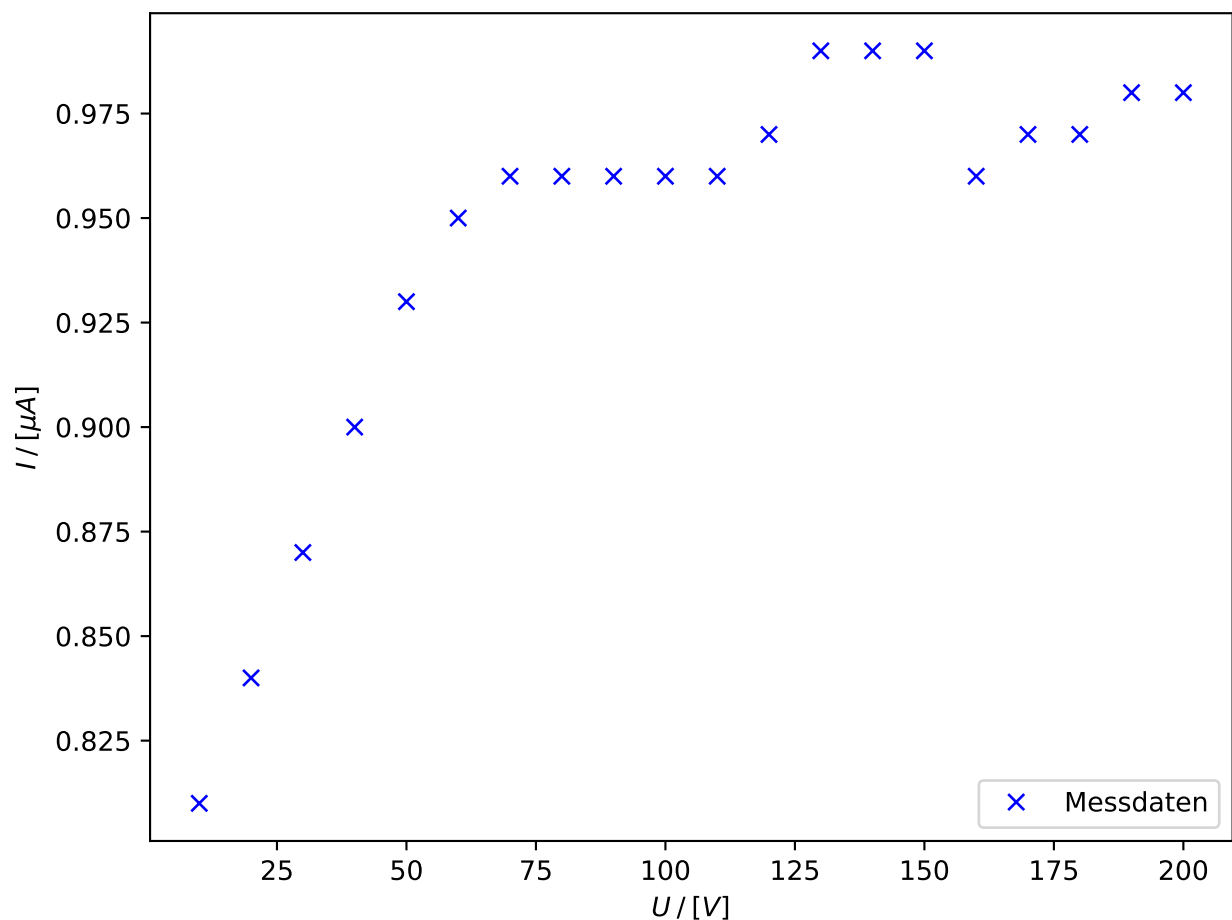
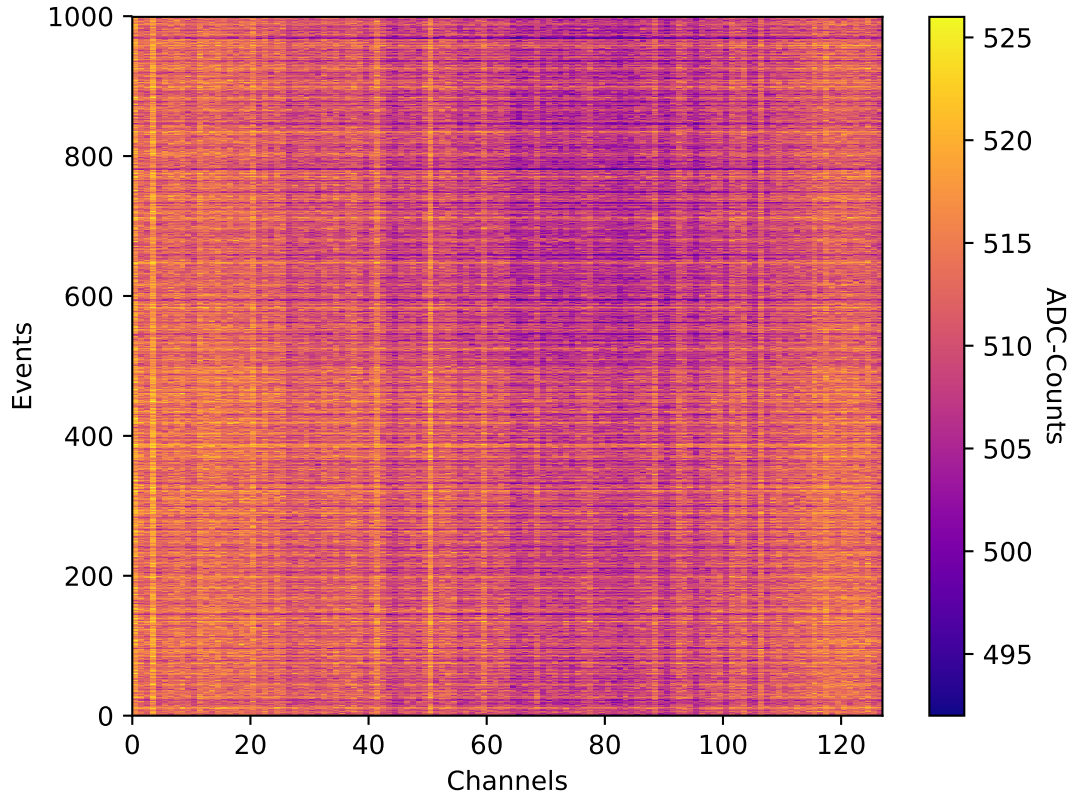


Abbildung 6: Messung des Leckstroms in Abhängigkeit der Spannung.

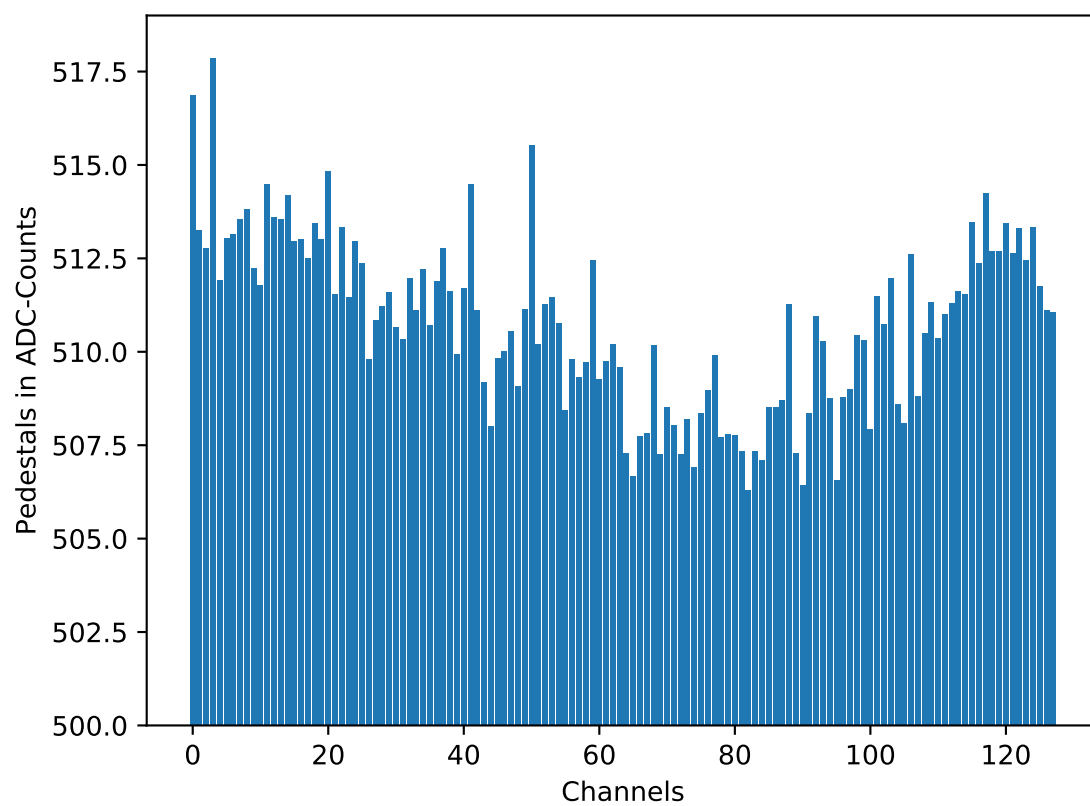
## 5.2 Pedestal und Noise

Für eine Übersicht sind in Abbildung 7 die ADC-Counts in Abhängigkeit der Events und der Channel dargestellt. In dieser Darstellung sind die ADC-Counts ein Maß für den Offset ohne Signal.



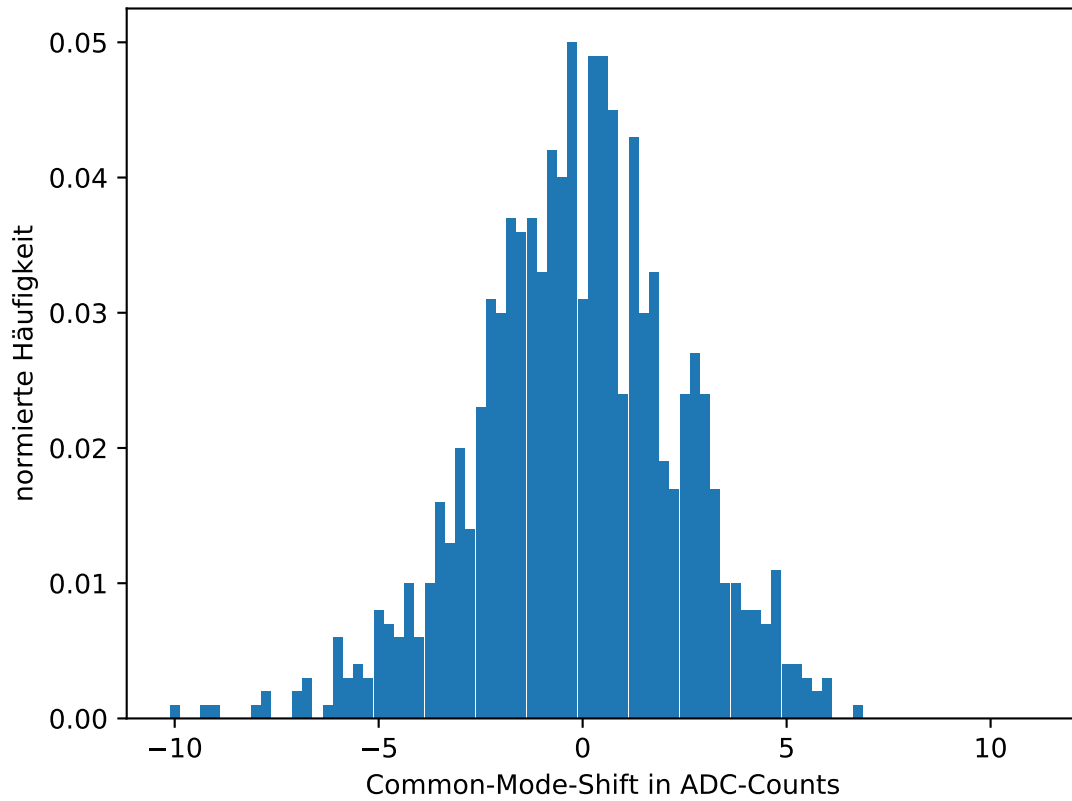
**Abbildung 7:** ADC-Counts in Abhängigkeit der Events und der Channel.

Es zeigt sich, dass die Channel im Intervall  $[65,90]$  ein geringeren Offset als an den Rändern des Sensors aufweisen. Aus diesem Datensatz wird nach Gleichung (9) das Pedestal und nach Gleichung (10) der Common-Mode-Shift bestimmt. Da nach [5] der Common-Mode-Shift um Null Gaußverteilt ist, werden die Messwerte in Bins der Länge 0.25 unterteilt. In Abbildung 8 sind die Pedestals und in Abbildung 9 der Common-Mode-Shift dargestellt.



**Abbildung 8:** Pedestals.





**Abbildung 9:** Common-Mode-Shift.

Aus den zuvor beschriebenen Größen wird unter Verwendung von Gleichung (11) die Noise bestimmt, in Abbildung 10 ist diese dargestellt.

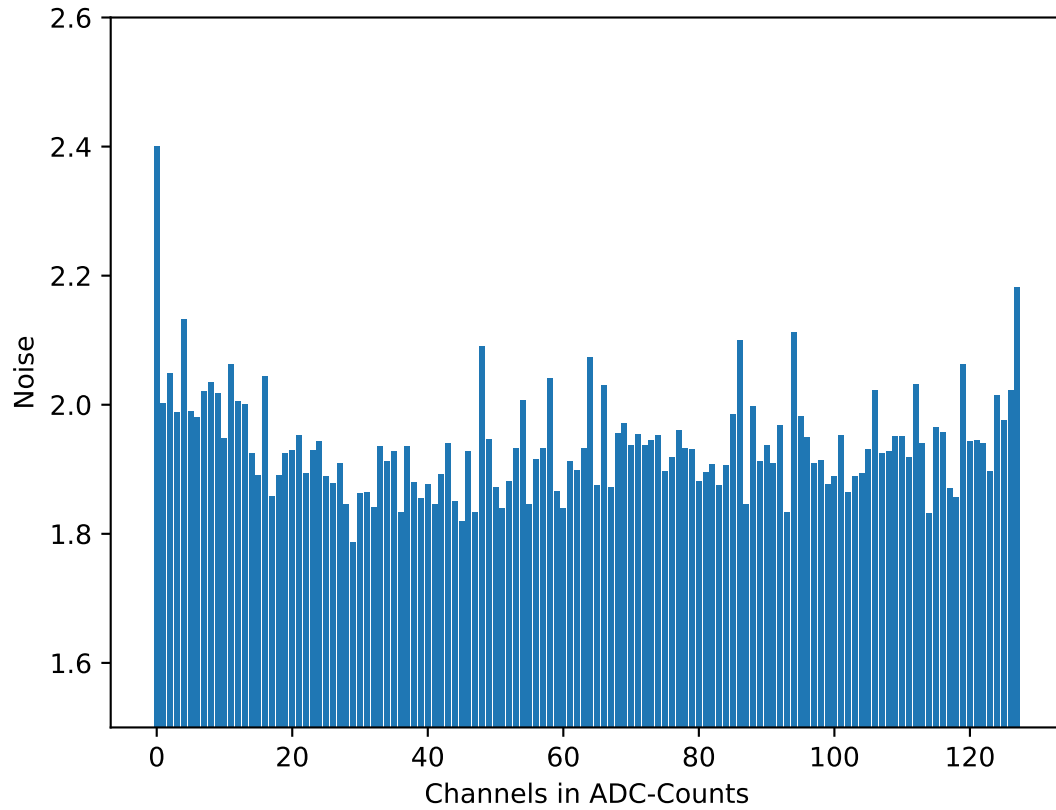


Abbildung 10: Noise.

### 5.3 Kalibrationsmessung

Für fünf verschiedene Channel ist eine Kalibrationsmessung mit einem definierten Signal vorgenommen worden. In Abbildung 11 sind die Messwerte für alle fünf Channel bei 90 V und für Channel 10 bei 0 V aufgetragen. Zusätzlich ist in Abbildung 11b eine Detailansicht dargestellt.

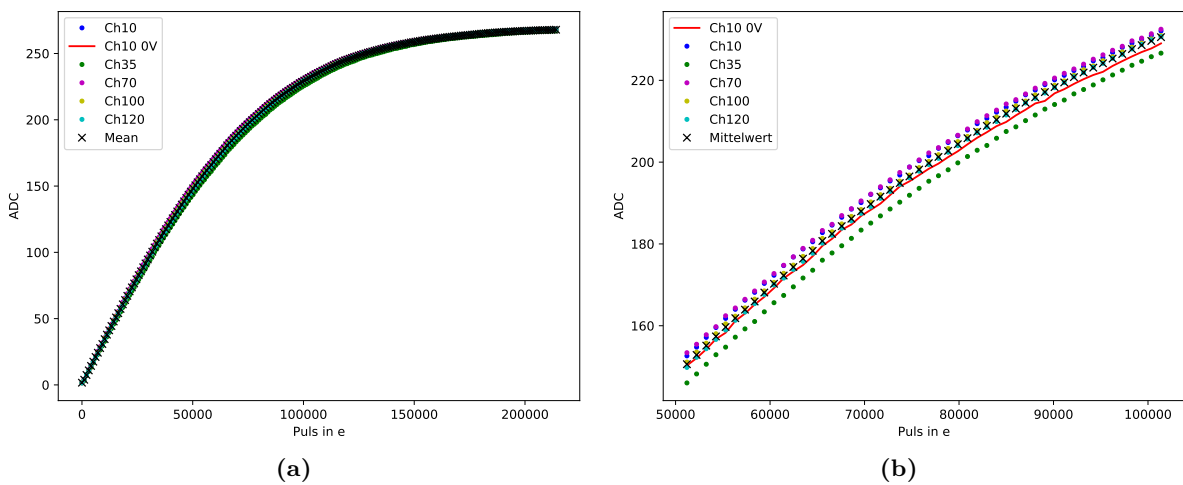
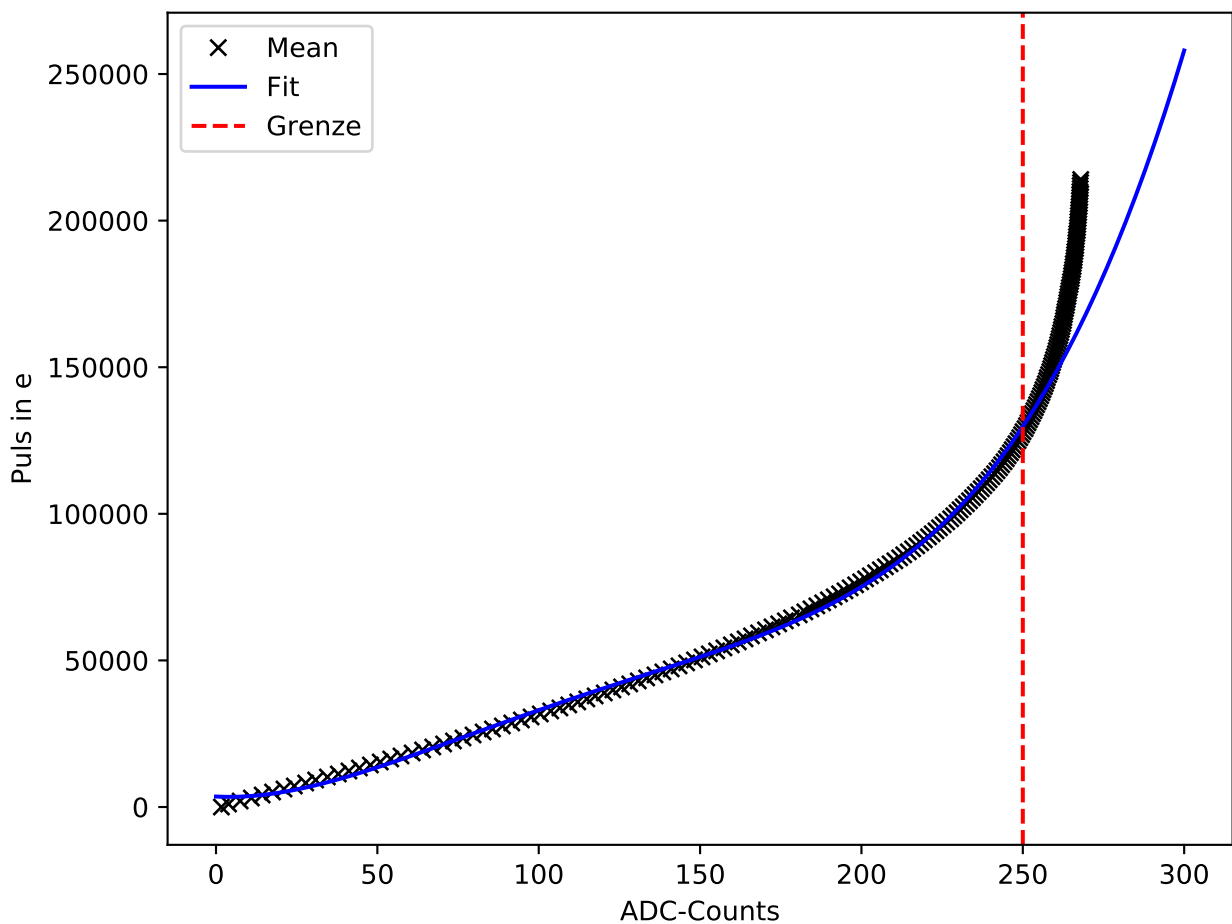


Abbildung 11: Zusammenhang zwischen dem Signal (ADC) und den Pulsen.

Um in späteren Kapiteln die Signale in deponierte Ladung umrechnen zu können wird mit Hilfe eines Polynoms vierter Ordnung ein mathematischer Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen gesucht. Die verwendende Fitfunktion lautet:

$$Puls(ADC) = a \cdot ADC^4 + b \cdot ADC^3 + c \cdot ADC^2 + d \cdot ADC + e \quad (20)$$

Unter Verwendung dieser Funktion fällt in Abbildung 12 auf, dass für den fast linearen Anstieg bei kleinen Signalen die Koeffizienten der Terme höherer Ordnung relativ klein sein müssen, jedoch um den annähernd exponentiellen Anstieg beschreiben zu können, werden große Koeffizienten vor den höheren Ordnung benötigt. Da dies einen Widerspruch dargestellt, wird die Ausgleichsfunktion nur mit den Daten im Intervall  $[0,250]$  bestimmt. Diese Begrenzung ist auch physikalisch vertretbar, da ab dieser Grenze die Anzahl der Einträge zu vernachlässigen ist. In Abbildung 12 wird diese Grenze graphisch deutlich gemacht, ab der die Ausgleichsrechnung eine große Abweichung zu dem Verlauf der Messwerte aufzeigt.



**Abbildung 12:** Ausgleichsrechnung mit den Messdaten im Intervall  $[0,250]$ .

Die Fitparameter lauten:

$$a = (0,000\,119 \pm 0,000\,007) \text{ e} \quad (21)$$

$$b = (-0,050 \pm 0,004) \text{ e} \quad (22)$$

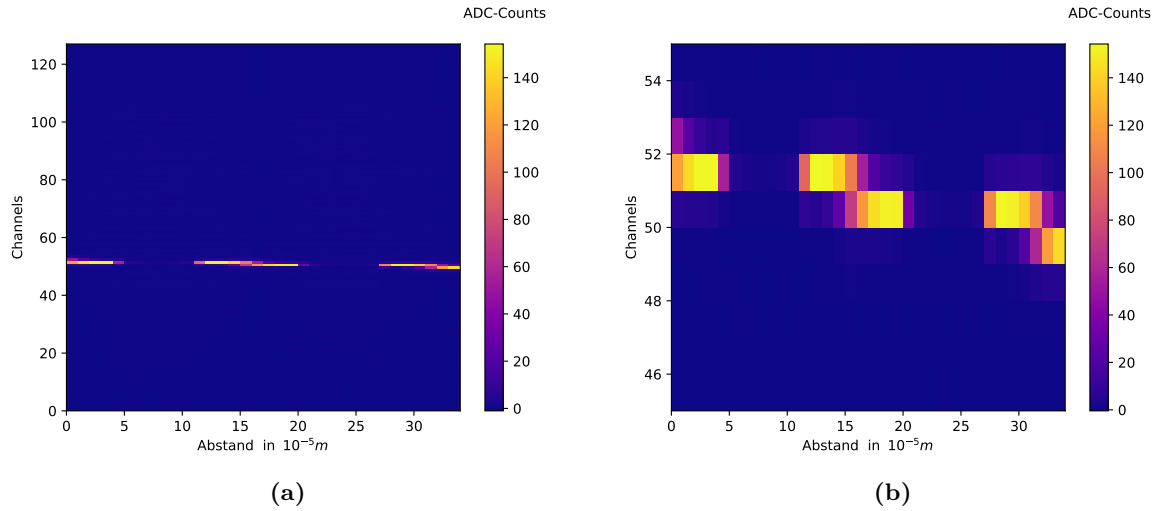
$$c = (7,4 \pm 0,7) \text{ e} \quad (23)$$

$$d = (-58 \pm 48) \text{ e} \quad (24)$$

$$e = (3574 \pm 975) \text{ e} \quad (25)$$

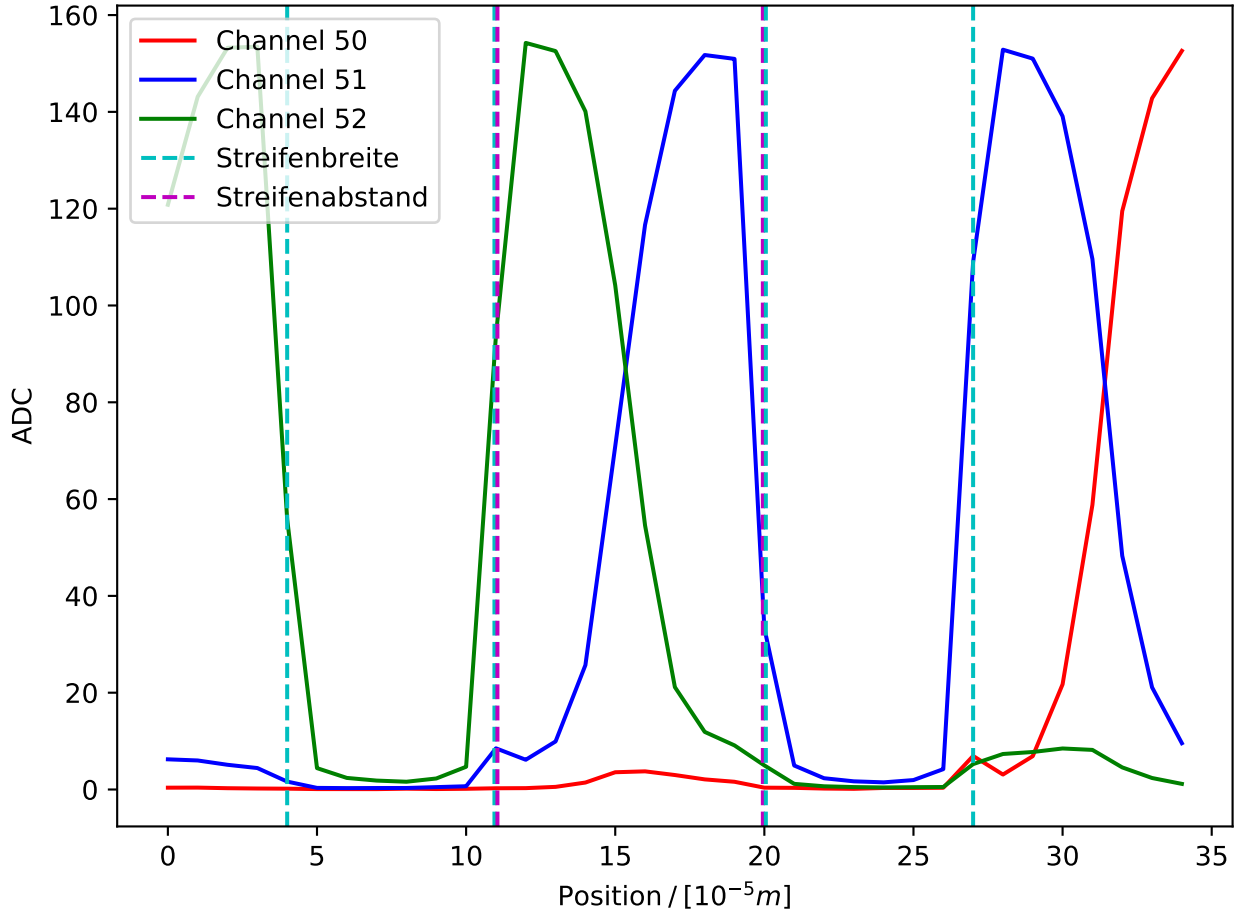
## 5.4 Vermessung der Streifensensoren mittels des Lasers

Wie in Kapitel 4 beschrieben, werden der Sensor mittels Laser vermessen. Die Messdaten sind in Abbildung 13a für den kompletten Sensor und in 13b für die betroffenen Streifen dargestellt.



**Abbildung 13:** Signal (ADC) in Abhängigkeit des Position auf dem Sensor und des Channels.

Für die Abschätzung der Streifenbreite, des Abstands der Streifen und der Größe des Laserspots, ist in Abbildung 14 für die Channel 50, 51 und 52 das Signal (ADC) gegen den Abstand aufgetragen.



**Abbildung 14:** Darstellung des Signals der Channel 50, 51 und 52.

Der plötzliche Einbruch des Signals lässt darauf schließen, dass der Laser sich über einem Streifen befindet, da das Aluminium den Strahl komplett reflektiert. Maximal wird das Signal, wenn der Laserspot sich exakt neben dem Streifen und der Hälfte des Abstand der Streifen untereinander befindet (siehe Abbildung 14, z.B. bei Abstand  $120\text{ }\mu\text{m}$ ). Genau zwischen den Streifen wird das durch den Laser verursachte Signal zwischen den beiden nächsten Streifen aufgeteilt (siehe Abbildung 14, z.B. bei Abstand  $150\text{ }\mu\text{m}$ ). Die Spotgröße des Lasers kann abgeschätzt werden, indem der Abstand zwischen den Positionen vermessen wird, bei denen das Signal wieder beginnt anzusteigen und bei dem es maximal ist. Mit Hilfe von Abbildung 14 können die Größen nun wie folgt abgeschätzt werden:

$$\text{Breite} = (70 \pm 10) \text{ }\mu\text{m} \quad (26)$$

$$\text{Abstand} = (90 \pm 10) \text{ }\mu\text{m} \quad (27)$$

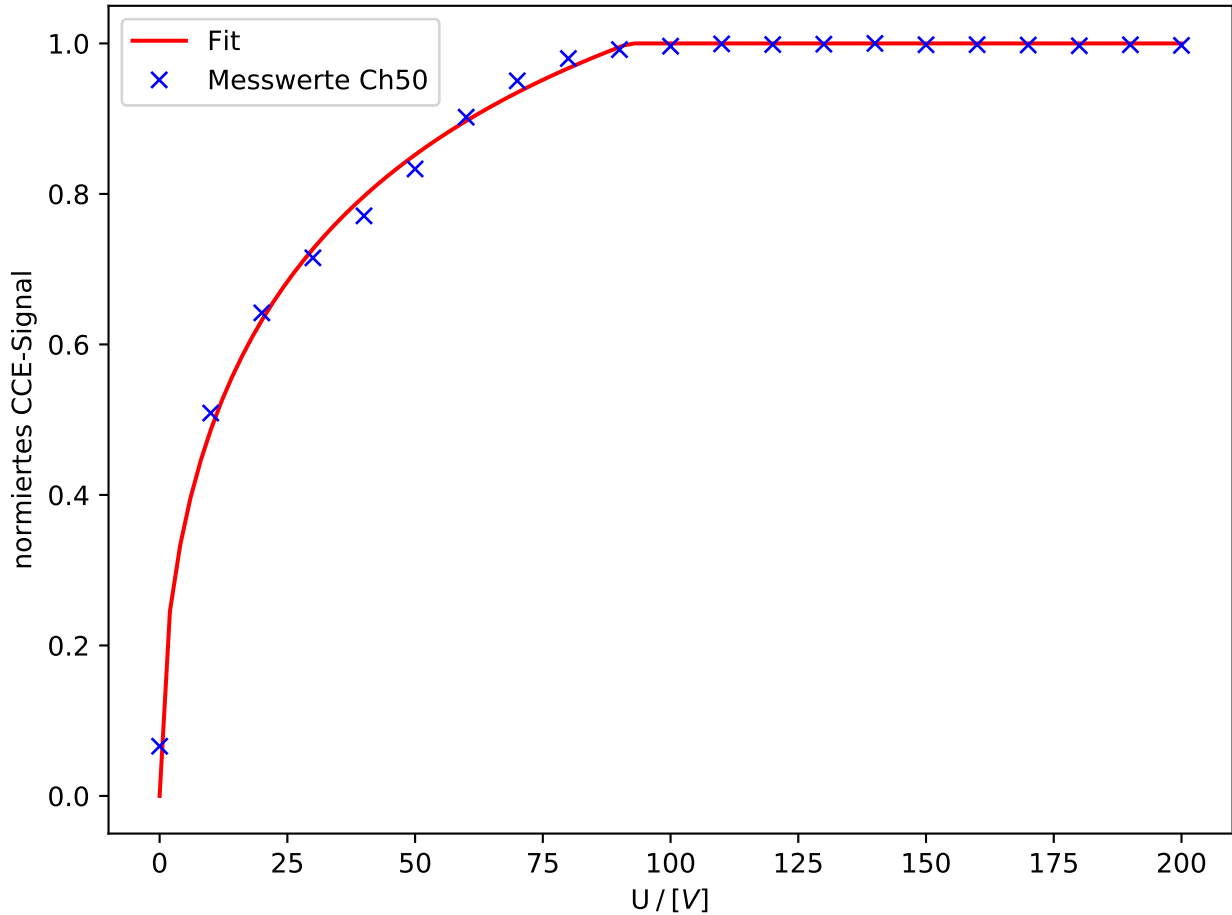
$$\text{Spotdurchmesser} = (20 \pm 10) \text{ }\mu\text{m} \quad (28)$$

Aufgrund einer Schrittweite von  $10\text{ }\mu\text{m}$  ist dieser Wert als abgeschätzte Unsicherheit angegeben.

## 5.5 Charge Collection Efficiency des Lasers

In Abbildung 15 ist die Effizienz des Sensors gegen die Spannung aufgetragen. Da für diese Messung der Laserspot neben Channel 50 platziert worden ist, ist das Signal in diesem Channel maximal und wir deshalb zur Bestimmung der Charge Collection Efficiency (CCE) verwendet.

Ebenfalls wie die IV-Kurve aus Kapitel 5.1, geht die CCE ab der Depletionsspannung in ein Plateau über. Da ab dieser Spannung sich die Größe der Depletionszone nicht mehr verändert, kann auch die Effizienz nicht mehr steigen. Mit Hilfe von Gleichung 19 und unter Berücksichtigung von Gleichung 5 ergibt sich die in Abbildung 15 eingezeichnete Ausgleichsrechnung.



**Abbildung 15:** Charge Collection Efficiency für Channel 50 in Abhängigkeit der Spannung.

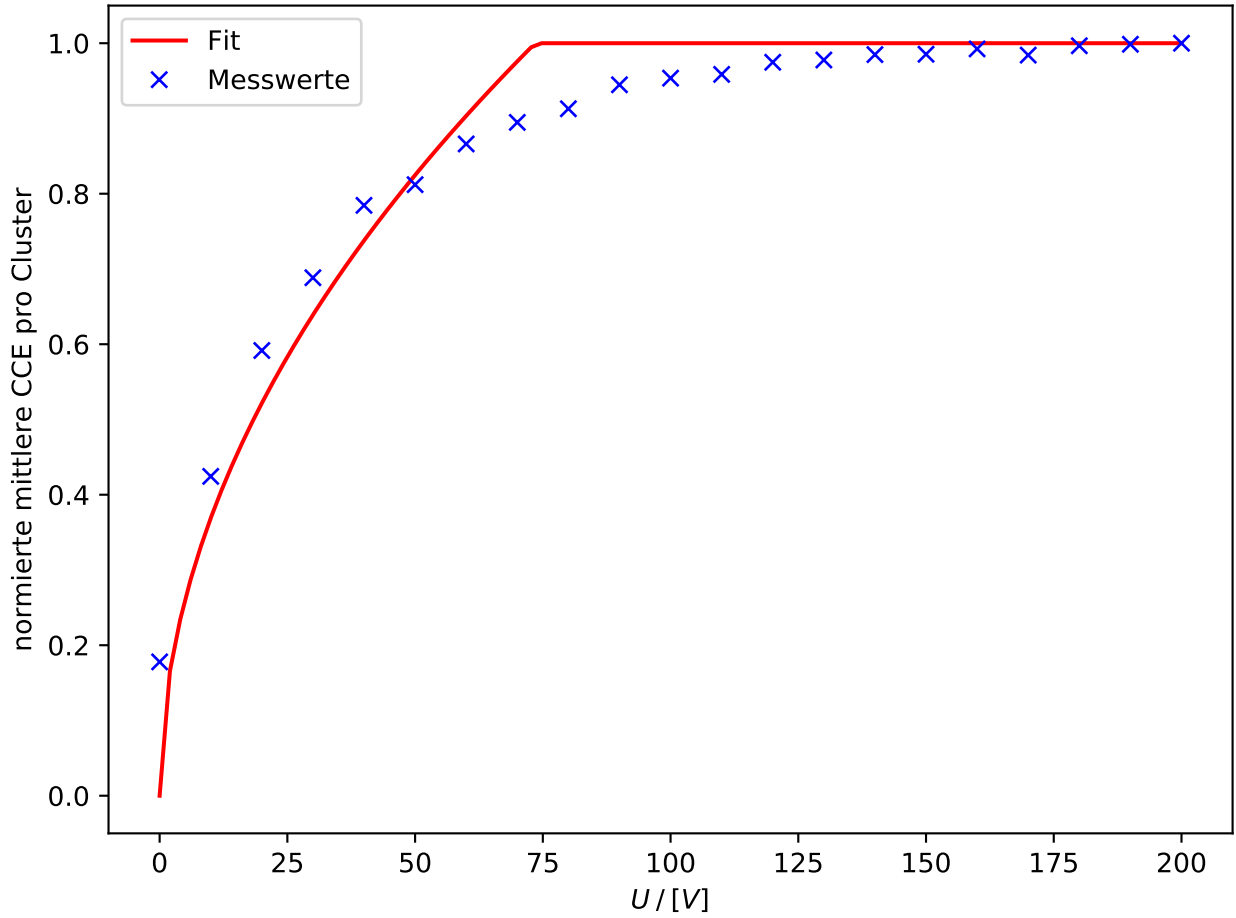
Die Fitparameter lauten:

$$U_{dep} = (92 \pm 5) \text{ V} \quad (29)$$

$$a = (221 \pm 24) \mu\text{m} \quad (30)$$

## 5.6 Charge Collection Efficiency der Sr-Quelle

Für eine analoge Darstellung zu Abbildung 15 ist in Abbildung 16 die normierte mittlere CCE der  $\beta$ -Quelle gegen die Spannung aufgetragen. Auch hier ist wieder bei höheren Spannung die Ausbildung eines Plateaus zu beobachten.



**Abbildung 16:** Charge Collection Efficiency der  $\beta$ -Quelle in Abhängigkeit der Spannung.

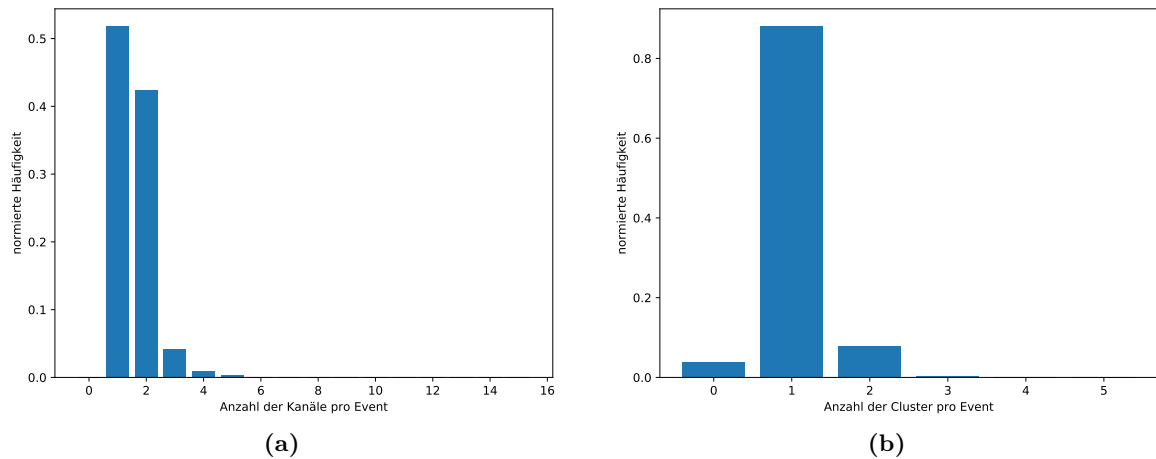
Die Ausgleichsrechnung mit der Funktion

$$CCE_{Quelle} = \frac{d_c(U)}{D}, \quad (31)$$

wobei  $D$  die Dicke des Sensors beschreibt, ergibt eine Depletionsspannung von  $U_{dep} = (74 \pm 4) \text{ V}$ .

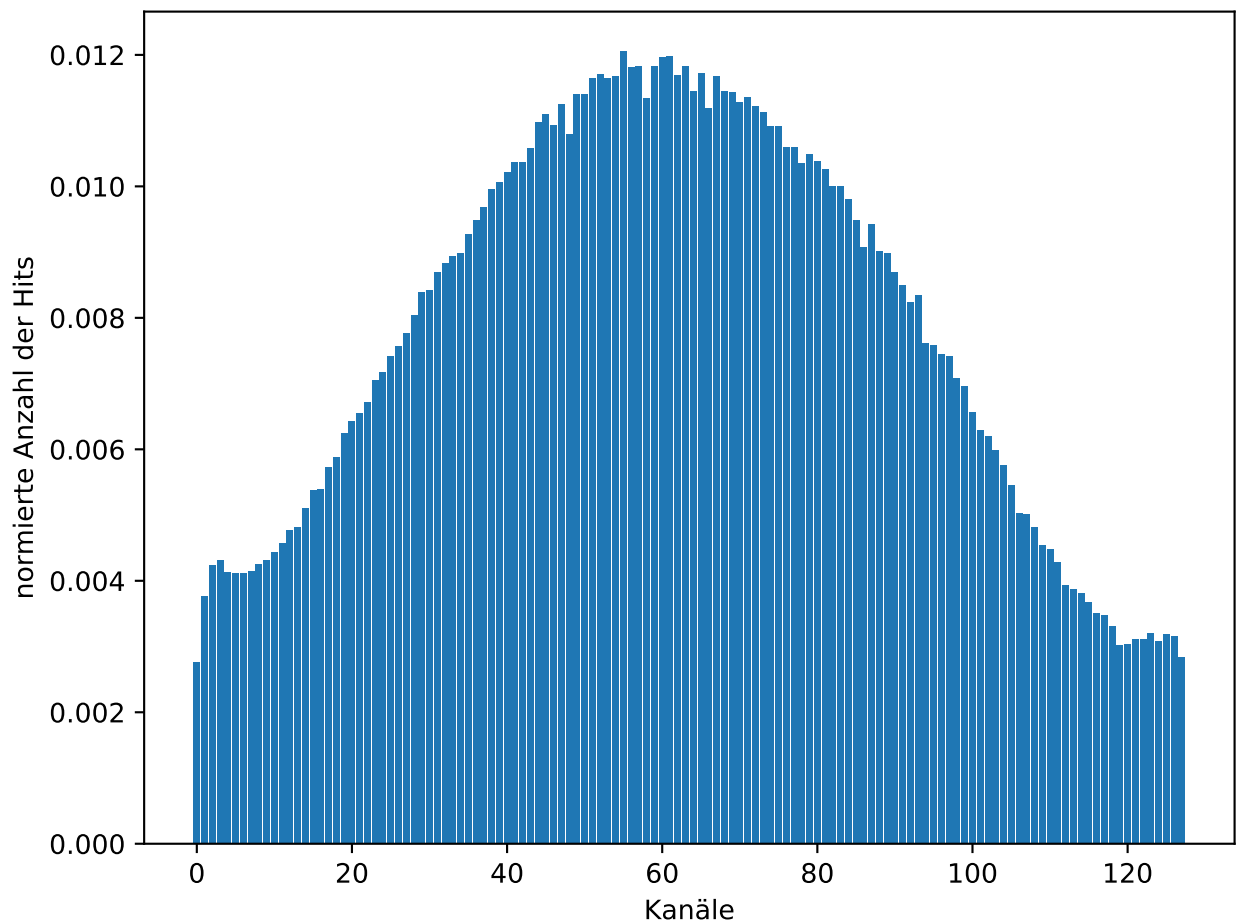
## 5.7 Großer Quellenscan

Für den großen Quellenscan, bei dem 1000000 Events abgewartet werden, wird in Abbildung 17a die normierte Häufigkeit der Anzahl der Channel pro Cluster und in Abbildung 17b die normierte Häufigkeit der Anzahl der Cluster pro Event dargestellt.



**Abbildung 17:** Normierte Häufigkeit der Channel bzw. Cluster pro Event. Es sind nur die Channel bzw. Cluster dargestellt, die einen Eintrag ungleich Null aufweisen.

Aus den Abbildung folgt, dass im wesentlichen nur ein bis zwei Streifen, also Channel, ein einzelnes Event registrieren. Des weiteren bildet sich in den meisten Fällen nur ein Cluster pro Event. In Abbildung 18 ist die normierte Trefferrate eines Channels über den Zeitraum von 1Mio. Events dargestellt.

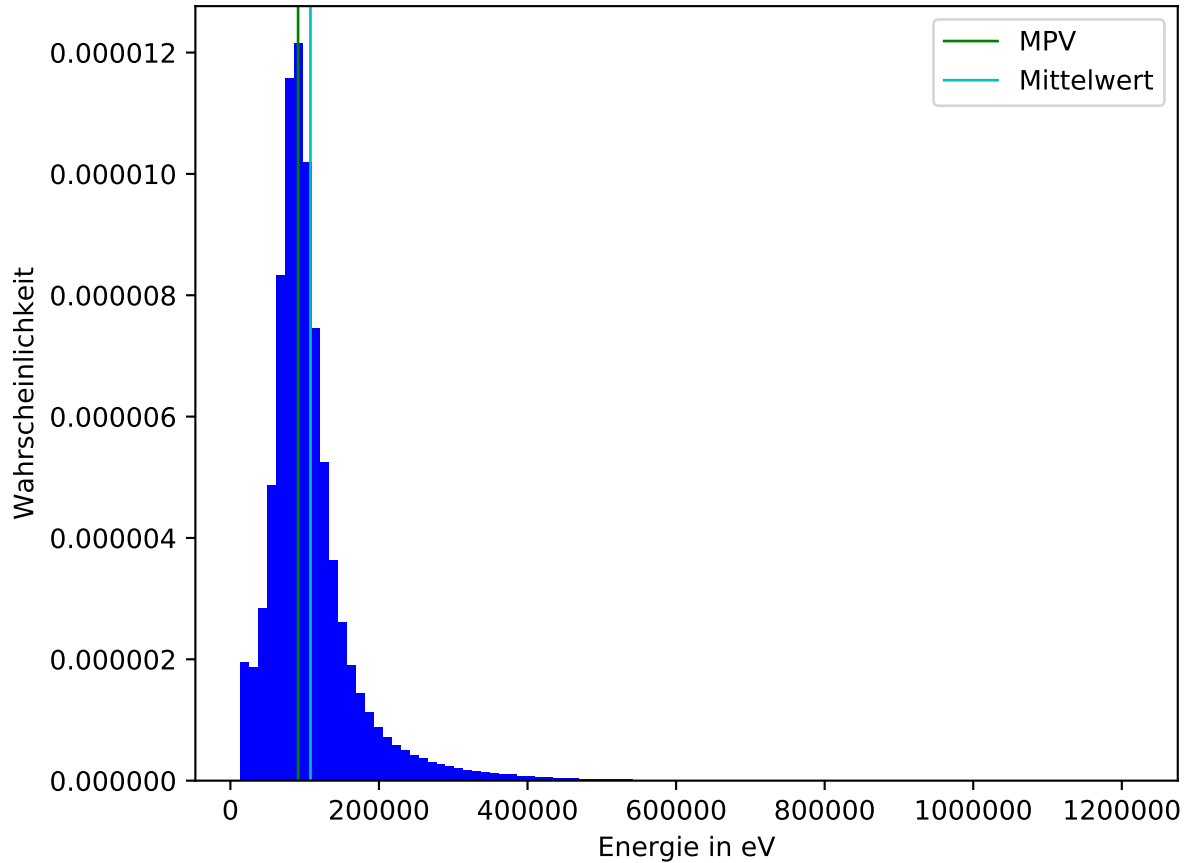


**Abbildung 18:** Trefferrate pro Channel.



Es ist zu erkennen, dass die Probe mittig über dem Sensor positioniert worden ist, da sich das Maximum bei Channel 65 ausbildet. Die Streifen am Rand des Sensor weisen jedoch auf kein gaußartiges Verhalten hin. Die Anzahl der Hits steigt zum Rand hin wieder und könnten eventuell auf lange Sicht eine Plateau bilden. Da die Differenz zwischen Maximum und Hit an den Rändern sich nur um einen Faktor von etwa 0.25 unterscheidet, ist nicht davon auszugehen, dass die Hits am Rand vom Noise überlagert sind.

In Abbildung 19 ist das Energiespektrum der Quellenmessung dargestellt.



**Abbildung 19:** Energiespektrum unterteilt in 100 Bins.

Hierfür werden die ACD-Counts mit der Ausgleichsfunktion in Kapitel 6.2 in Pulse umgerechnet. Danach erfolgt die schlussendliche Umrechnung in das Energiespektrum, mit dem Wissen, dass die Erzeugung eines Elektronen-Loch-Paares in Silizium eine Energie von 3,6 eV benötigt. Eingezeichnet sind in der Abbildung die mittlere Energie ( $\bar{E} = (108 \pm 62) \text{ keV}$ ) und die wahrscheinlichste Energie ( $MPV = 91,1 \text{ keV}$ ).

## 6 Diskussion

### 6.1 Depletionsspannung

In diesem Versuch wurde auf drei verschiedene Weisen die Depletionsspannung  $U_{dep}$  bestimmt. Zuerst konnte durch die IV-Kurve eine grobe Abschätzung gewonnen werden und anschließend aussagekräftigere Ergebnisse durch die CCE des Lasers und der  $\beta$ -Quelle gemessen werden. Die Ergebnisse werden im Folgenden verglichen.

$$U_{dep,IV-Kurve} \sim 70 \text{ V} \quad (32)$$

$$U_{dep,Laser} = (92 \pm 5) \text{ V} \quad (33)$$

$$U_{dep,\beta-Quelle} = (74 \pm 4) \text{ V} \quad (34)$$

Obwohl die Ausgleichsrechnung in Abbildung 15 und 16 sehr gut die Messerergebnisse widerspiegeln, besteht trotzdem ein großer Unterschied in den Ergebnissen untereinander. Für den Sensor liegt nach [5] die Depletionsspannung im Bereich von 60 – 80 V. Da mit der IV-Kurve nur eine Abschätzung getroffen wurde, kann somit keine exakte Aussage über die Depletionsspannung getätigt werden. Es ist anzunehmen, dass sich die tatsächliche Depletionsspannung zwischen den beiden Ergebnissen befindet, die mit Hilfe des Lasers und der Quelle ermittelt wurden. Für eine genaue Messung und ein verlässliches Ergebnis sollte eine CV-Messung durchgeführt werden.

### 6.2 Abmessung des Sensors und Kenngrößen des Lasers

Mit Hilfe von Abbildung 14 ist die Streifenbreite, der Streifenabstand und die Spotgröße des Lasers abgeschätzt worden. Diese Abschätzung ergab:

$$\text{Breite} = 70 \text{ }\mu\text{m} \quad (35)$$

$$\text{Abstand} = 90 \text{ }\mu\text{m} \quad (36)$$

$$\text{Spotdurchmesser} = 20 \text{ }\mu\text{m} \quad (37)$$

Nach [5] weist der Sensor einen Pitch von 160  $\mu\text{m}$  auf. Um einen Vergleich ziehen zu können, wird der Pitch aus den berechneten Werten ermittelt. Da der Pitch den Abstand zwischen zwei Streifen beschreibt, ausgehend von der Mitte jedes Streifens, ist der Pitch durch Addition der Breite und dem Abstand zu bestimmen. Der berechnete Pitch stimmt mit dem aus [5] überein, wobei zu betonen ist, dass Anhand von Abbildung 14 die Breite und der Abstand nur abgeschätzt werden können. Genauere Ergebnisse können durch ein kleinschrittigeres Vorgehen erreicht werden.

Die Spotgröße des Lasers ist nach [5] mit 20  $\mu\text{m}$  angegeben, wodurch auch hier der abgeschätzte Wert übereinstimmt.

In Kapitel 4 ist die Eindringtiefe mit Hilfe der CCE bestimmt worden. Die Literatur([5]) gibt an, dass bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 920 \text{ nm}$  bzw.  $\lambda = 1073 \text{ nm}$  eine Eindringtiefe von  $a = 74 \text{ }\mu\text{m}$  bzw.  $a = 380 \text{ }\mu\text{m}$  besteht. Der genaue Zusammenhang zwischen der Wellenlänge und der Eindringtiefe ist nicht bekannt, da sich der gemessene Wert ( $a = (221 \pm 24) \text{ }\mu\text{m}$ ) mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 960 \text{ nm}$  des verwendeten Lasers, jedoch zwischen den beiden angegebenen Parametern befindet, wird er als plausibel angenommen.

### 6.3 Mittlere Energiedeposition

Für einen theoretischen Vergleichswert, wird der in [5] berechnete mittlere Energieverlust pro Strecke, der mit Hilfe der Bethe-Blochgleichung berechnet worden ist, verwendet. Multipliziert mit der Dicke des Sensors, errechnet sich aus dem Energieverlust pro Strecke, die mittlere Energiedeposition im Sensor von  $\bar{E}_{theo} = 116,4 \text{ keV}$ . Der gemessene Wert von  $\bar{E}_{exp} = (108 \pm 62) \text{ keV}$  ergibt somit eine Abweichung vom Mittelwert von 7,39 %. Es ist plausibel, dass der experimentell bestimmte Wert unterhalb des theoretischen Werts liegt, da der Signal-to-Noise-cut zu Signal aus den Cluster entfernt und somit eine verminderte Datengrundlage vorliegt.

## Literatur

- [1] M.J.Berger et al. *XCOM: Photon Cross Section Database*. <http://www.nist.gov/pml/xcom-photon.cross-section-database.com>. Mai 2010.
- [2] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [3] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [4] S.Sze und M.Lee. *Semiconductor Devices, Physics and Technology*. Wiley, 2013. XI, 582. ISBN: 9780470873670.
- [5] *TU Dortmund - Fachbereich Physik : Fortgeschrittenenpraktikum Anleitung zu Versuch Nr. 15*. [http://129.217.224.2/HOMEPAGE/Anleitung\\_FPBSc.html](http://129.217.224.2/HOMEPAGE/Anleitung_FPBSc.html). Mai 2017.