



GEORG-AUGUST-UNIVERSITÄT  
GÖTTINGEN



Fakultät für  
Physik

## Bachelorarbeit

# Ausarbeitung eines Pixeldetektor-Versuchs für didaktische Zwecke

## Composition of a Pixel Detector Experiment for Educational Purposes

angefertigt von

**Daniel Busse**

aus Hamburg

am II. Physikalischen Institut

**Bearbeitungszeit:** 18. November 2013 bis 9. Februar 2014

**Erstgutachter:** PD Dr. Jörn Große-Knetter

**Zweitgutachter:** Prof. Dr. Arnulf Quadt

**Arbeitsnummer:** II.Physik-UniGö-BSc-2014/11



# Zusammenfassung

Durchlaufen geladene Teilchen einen Halbleiter Pixeldetektor, deponieren sie in den durchquerten Pixeln vermessbare Energiemengen. Die vorliegende Bachelorarbeit beschreibt einen Versuch, aus den Energiemengen und der geometrischen Anordnung der durchquerten Pixel auf den Eintreffwinkel der Teilchen zu schließen.

Als geladene Teilchen werden dabei die frei verfügbaren Myonen aus der kosmischen Strahlung vermessen. Eine programmierte Versuchssimulation liefert, unter Berücksichtigung des theoretischen, myonischen Winkelspektrums, Referenzwerte zu den eigentlichen Messungen.

Die Ergebnisse dieser Arbeit lassen darauf schließen, dass die theoretische Winkelverteilung der Myonen grundsätzlich mit dem Versuch verifiziert werden könnte. Zum jetzigen Zeitpunkt besteht allerdings noch eine unverstandene Differenz zwischen Mess- und Simulationsergebnissen.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	3
2.2	Das Myon . . . . .	5
2.2.1	Eigenschaften und Zerfallskanal . . . . .	5
2.2.2	Entstehung in kosmischer Strahlung und der Weg zum Erdboden	5
2.2.3	Seine ionisierende Wirkung und die Bethe-Bloch-Formel . . .	8
2.2.4	Die Landauverteilung . . . . .	10
2.3	Radioaktive Zerfälle . . . . .	11
2.3.1	Das Zerfallsgesetz . . . . .	11
2.3.2	Die Zerfallsarten . . . . .	12
2.3.3	Natürliche Radioaktivität . . . . .	13
2.3.4	Abschirmung . . . . .	14
2.4	Halbleiterdetektoren . . . . .	15
2.4.1	p-n-Dotierungen . . . . .	16
2.4.2	Raumladungszone . . . . .	16
2.5	Die theoretische Winkelverteilung . . . . .	17
2.5.1	Horizontale Detektorausrichtung (keine Detektorneigung) . . .	18
2.5.2	Ausrichtung mit Detektorneigung . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Der Versuchsaufbau, technische Elemente und deren Funktion</b>	<b>21</b>
3.1	Der Detektorchip . . . . .	21
3.1.1	Die Drehachse der Detektorneigung . . . . .	22
3.2	Erzeugung und Verarbeitung des Messsignals . . . . .	23
3.2.1	Der Ladungsverstärker . . . . .	23
3.2.2	Der Diskriminator . . . . .	24
3.2.3	Das Datennahmeprogramm STcontrol . . . . .	25

3.3	Die Bleiabschirmung . . . . .	26
<b>4</b>	<b>Methoden der Datenanalyse und Versuchssimulation</b>	<b>29</b>
4.1	Winkelbestimmung aus geometrischer Information der Pixelcluster . .	30
4.1.1	Einercluster . . . . .	31
4.1.2	Zweiercluster . . . . .	33
4.1.3	Dreiercluster . . . . .	35
4.1.4	Vierercluster . . . . .	35
4.1.5	Größere Cluster . . . . .	36
4.2	Simulation des Versuches und kleinere Hilfsprogramme . . . . .	37
<b>5</b>	<b>Auswertung</b>	<b>41</b>
5.1	Kalibration . . . . .	41
5.2	Energieverteilungen . . . . .	42
5.3	Winkelauflösung . . . . .	45
5.4	Winkelverteilungen . . . . .	46
5.5	Blocklänge . . . . .	47
<b>6</b>	<b>Diskussion und Ausblick</b>	<b>49</b>
6.1	Einordnung der Messergebnisse . . . . .	49
6.2	Fehlerquellen . . . . .	51
6.3	Mögliche Konsequenzen . . . . .	54
6.4	Ausblick . . . . .	56
<b>7</b>	<b>Didaktische Betrachtung</b>	<b>59</b>
7.1	Im schulischen Kontext . . . . .	59
7.2	Für Studierende . . . . .	60
<b>8</b>	<b>Anhang</b>	<b>61</b>

# 1 Einleitung

Die Suche nach den kleinsten Bausteinen der Materie sowie den Kräften, welche diese im Innersten zusammenhalten, ist seit Langem von großer Bedeutung für Physiker und Philosophen. Nachdem JOHN DALTON 1808 mit seinem postulierten Atommodell eine erste arbeitsfähige Hypothese zur diskontinuierlichen Materieverteilung lieferte, dauerte es noch etwa weitere 100 Jahre, bevor JOSEPH JOHN THOMSON 1897 einen Nachweis für das Elektron als Elementarteilchen erbrachte.

Das Konzept der elementspezifischen *Atome* als kleine, identische Bausteine, hatte sich wissenschaftlich durchgesetzt, musste im Zuge der Erforschung der Radioaktivität allerdings modifiziert werden. So ließen sich die als unteilbar postulierten Atome im 1911 abgeleiteten Atommodell von ERNEST RUTHERFORD in den massebehafteten, positiv geladenen *Atomkern* sowie die deutlich größere, negativ geladene *Atomhülle* unterteilen. Als JAMES CHADWICK 1932 das Neutron experimentell nachweisen konnte, schien die Elementarteilchenphysik abgeschlossen. Die in etwa gleich schweren Neutronen und Protonen des Atomkerns waren neben den deutlich leichteren Elektronen der Atomhülle die einzigen *elementaren* Materieteilchen.

Die Entdeckung des Myons durch CARL DAVID ANDERSON und SETH NEDDERMEYER 1936 führte zu einer neuerlichen Erweiterung des Konzeptes der Elementarteilchen. Zu dieser Zeit wurden weitere, scheinbar unteilbare Teilchen und Antiteilchen in der bereits 1912 von VICTOR FRANZ HESS entdeckten *kosmischen Strahlung* nachgewiesen. Mit Beginn der Forschung an Teilchenbeschleuniger in den 1950er Jahren erhöhte sich die Zahl der bekannten Teilchen noch einmal, sodass diese wie ein unübersichtlicher *Teilchenzoo* erschienen [vgl. 1].

Eine erste Unterteilung nach Wechselwirkungen, denen die Teilchen unterliegen, brachte Struktur in deren Vielzahl. So zählen zu den Teilchen, die nicht an der starken Wechselwirkung teilnehmen die *Leptonen*. Zu ihnen gehören im Besonderen das bereits bekannte Elektron und das Myon.

## 1 Einleitung

Die bekanntesten Vertreter der *Hadronen*, die der starken Wechselwirkung unterliegen, sind Neutronen und Protonen. Nach heutigem Wissensstand sind sie aber keine Elementarteilchen, da sie aus verschiedenen Quarks zusammengesetzt sind.

Die Myonen sind durch ihre Eigenschaft als Elementarteilchen besonders interessante Forschungsobjekte. Die Tatsache, dass sie aus der kosmische Strahlung direkt nachgewiesen werden können, erspart das kostspielige Erzeugen mittels weiterer Quellen. In der gymnasialen Oberstufe tauchen die Myonen, sofern nicht als Elementarteilchen eingeführt, ebenso häufig in einfachen Rechnungen zur Zeitdilatation im Rahmen der speziellen Relativitätstheorie auf und sind vielen Schülerinnen und Schülern daher nicht fremd. In der folgenden Arbeit soll nun in einem einfachen Experiment die Winkelverteilung der einfallenden Myonen mittels eines typischen Pixeldetektors bestimmt werden. Anschließend soll der didaktische Wert des Versuches für verschiedene Zielgruppen bestimmt werden.

STEPHANIE SCHÖNING befasste sich bereits 2011 im Rahmen ihrer Bachelorarbeit [2] mit einer ersten Version des folgenden Versuches. Ihre Ergebnisse lieferten noch keine Übereinstimmung mit theoretischen Erwartungen. Als Verbesserungspotential wurden eine mögliche Abschirmung sowie eine neu angeordnete Drehachse der Detektorneigung ausgemacht. Die Änderungen werden im Rahmen dieser Arbeit realisiert und lassen, neben einer zusätzlich angefertigten Versuchssimulation, auf neue Erkenntnisse hoffen.

# 2 Theoretische Grundlagen

## 2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik umfasst die bekannten elementaren Materieteilchen sowie die Wechselwirkungen zwischen ihnen. So wird in einer ersten Einteilung zwischen *Bosonen*, welche mit Ausnahme des Higgs-Bosons die Wechselwirkungen vermitteln, und den *Fermionen* unterschieden. Als charakteristischer Unterschied gilt dabei die Eigenschaft des Spins. Während Bosonen einen ganzzahligen Spin aufweisen, zeichnet die Fermionen ein halbzahliges Spin aus.

Die elektromagnetische Wechselwirkung wird vom historisch am längsten bekannten Photon ( $\gamma$ ), die schwache Wechselwirkung hingegen von den  $W^\pm$  und  $Z^0$ -Bosonen und die starke Wechselwirkung von den Gluonen ( $g$ ) vermittelt.

Die **Fermionen** unterteilen sich im Standardmodell weiterhin in *Quarks* und *Leptonen*. Die Quarks sind im Gegensatz zu den Leptonen nicht in ungebundenen Zuständen beobachtbar, sondern treten meist zu zweit oder dritt in den Hadronen auf. Im Gegensatz zu den ganzzahlig geladenen bzw. ungeladenen Leptonen, tragen die Quarks  $+\frac{2}{3}$  oder  $-\frac{1}{3}$  Elementarladung  $e$ , sind also erst im Verbund ganzzahlig geladen.

Zu jedem Fermion existiert zusätzlich ein Antiteilchen, welches die gleichen Eigenschaften wie das zugehörigen Teilchen besitzt, lediglich entgegengesetzte elektrische Ladung, magnetisches Moment und ladungsartige Quantenzahlen trägt. Das Positron als Antiteilchen zum Elektron erhält also die Ladung  $+1$ , die Antiquarks  $-\frac{2}{3}e$  bzw.  $+\frac{1}{3}e$ . Auch die drei neutralen Neutrinos, welche aus Gründen der Energieverteilung des später betrachteten Betazerfalls postuliert und später nachgewiesen wurden, erhalten ein ebenfalls ungeladenes Antineutrino.

Die Fermionen sind im Einzelnen:

**Quarks** bzw. deren Antiquarks sind in drei Generationen nach aufsteigender Masse eingeteilt.

Generation	Name	Symbol	elektrische Ladung
1	up	u	$\frac{2}{3}$
	down	d	$-\frac{1}{3}$
2	charm	c	$\frac{2}{3}$
	strange	s	$-\frac{1}{3}$
3	top	t	$\frac{2}{3}$
	bottom	b	$-\frac{1}{3}$

Tab. 2.1: Einteilung der Quarks in drei Generationen.

Fordert man, dass ein aus Quarks gebildeter Zustand nur mit ganzzahliger Ladung auftreten darf (eigentlich: *farbneutral* sein muss), so dürfen Hadronen mit 2 Quarks als Inhalt nur aus einem Quark und einem Antiquark gebildet werden (Mesonen). Hadronen mit 3 beteiligten Quarks dürfen hingegen nur mit jeweils 3 Quarks oder 3 Antiquarks gebildet werden (Baryonen). Zu letzteren zählen die beiden bekannten Kernbausteine, das Proton und das Neutron. Sie werden beide lediglich aus Quarks der ersten Generation gebildet. Das Proton besteht dementsprechend aus (uud) und trägt somit  $(+\frac{2}{3} + \frac{2}{3} - \frac{1}{3}) = +1$  Ladung, das Neutron setzt sich hingegen aus (udd) zusammen und ist  $(+\frac{2}{3} - \frac{1}{3} - \frac{1}{3}) = 0$  elektrisch neutral.

**Leptonen** und deren Antiteilchen lassen sich wie die Quarks in drei Familien anordnen. In jede Familie gehört somit ein einfach negativ geladenes Lepton sowie ein dazugehöriges, elektrisch neutrales Neutrino. Dabei tragen diese beiden Teilchen jeweils eine *Leptonenzahl* ihrer Familie von +1, während sich ihre entsprechenden Antiteilchen durch eine Leptonenzahl der jeweiligen Familie von -1 auszeichnen. Die Leptonenzahlen sind ähnlich wie die elektrische Ladung, der Spin und die Energie Erhaltungsgößen, sie müssen bei Reaktionen also jeweils erhalten bleiben. Es ist nach diesem Formalismus leicht zu erkennen, dass ein Neutron nicht einfach in ein Proton und ein Elektron zerfallen kann. Vielmehr muss zusätzlich ein Elektron-Antineutrino mit Leptonenzahl der Elektronfamilie von -1 entstehen, damit diese Leptonenzahl konstant bleibt (vgl. Beta-Zerfall). Die Familien bestehen im Einzelnen aus:

Familie	Name	Symbol	Ladung	Leptonenzahl	Masse
elektronisch	Elektron-Neutrino	$\nu_e$	0	$L_e = +1$	$< 15 \frac{\text{eV}}{c^2}$
	Elektron-Antineutrino	$\bar{\nu}_e$	0	$L_e = -1$	
	Elektron	$e^-$	-1	$L_e = +1$	$0,511 \frac{\text{MeV}}{c^2}$
	Positron	$e^+$	+1	$L_e = -1$	
myonisch	Myon-Neutrino	$\nu_\mu$	0	$L_\mu = +1$	$< 0,17 \frac{\text{MeV}}{c^2}$
	Myon-Antineutrino	$\bar{\nu}_\mu$	0	$L_\mu = -1$	
	Myon	$\mu^-$	-1	$L_\mu = +1$	$105 \frac{\text{MeV}}{c^2}$
	Antimyon	$\mu^+$	+1	$L_\mu = -1$	
tauonisch	Tauon-Neutrino	$\nu_\tau$	0	$L_\tau = +1$	$< 15,5 \frac{\text{MeV}}{c^2}$
	Tauon-Antineutrino	$\bar{\nu}_\tau$	0	$L_\tau = -1$	
	Tauon	$\tau^-$	-1	$L_\tau = +1$	$1777 \frac{\text{MeV}}{c^2}$
	Antitauon	$\tau^+$	+1	$L_\tau = -1$	

Tab. 2.2: Die Leptonen und ihre Antiteilchen im Standardmodell [nach 3].

## 2.2 Das Myon

### 2.2.1 Eigenschaften und Zerfallskanal

Das Myon ist, wie im Standardmodell beschrieben, ein Lepton mit elektrischer Ladung  $-1$ , wirkt also ionisierend auf Materie. Es ist vergleichbar mit dem bekannten Elektron, hat jedoch eine in etwa 200 mal größere Masse und ist nicht stabil, sondern besitzt eine mittlere Lebensdauer von  $\tau = 2,196 \cdot 10^{-6}$  s. Das Myon zerfällt dabei überwiegend in Elektron, Elektron-Antineutrino und Myon-Neutrino, ist also kein angeregtes Elektron, das lediglich ein Photon abstrahlt:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

### 2.2.2 Entstehung in kosmischer Strahlung und der Weg zum Erdboden

Myonen sind ein Hauptbestandteil der Teilchenschauer, die beim Eintritt der kosmischen Strahlung (überwiegend Protonen) in die Erdatmosphäre entstehen. Bei

## 2 Theoretische Grundlagen

der Kollision der kosmischen Protonen mit den Stick- und Sauerstoffatomen der Atmosphäre entstehen dabei zunächst (neben weiteren Reaktionsprodukten) geladene ( $\pi^\pm$ ) und ungeladene ( $\pi^0$ ) Pionen. Während sich die neutralen Pionen überwiegend in zwei Photonen zerstrahlen, zerfallen die geladenen Pionen in Myonen und Myon-Antineutrino bzw. in die jeweiligen Antiteilchen.

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

Die Entstehung der Myonen wird dabei ebenso wie ihr Zerfall über W-Bosonen vermittelt, die Reaktionen sind also der schwachen Wechselwirkung zuzuordnen. Dies ist ein Grund für ihre relativ lange, mittlere Lebensdauer bzw. ihre Stabilität.

Trotz dieser relativ langen Lebensdauer würde bei einer nicht-relativistischen Betrachtung der Großteil, der in 10-20 km Höhe entstehenden Myonen, nicht den Erdboden erreichen und im Versuch nachweisbar sein. So würde selbst bei einer gleichförmigen Bewegung mit annähernd Lichtgeschwindigkeit ( $\frac{v}{c} \equiv \beta \approx 0,994$ ) nach einer Strecke von

$$s = v \cdot \tau = c \cdot \beta \cdot \tau \approx 655 \text{ m}$$

$$\text{lediglich } \frac{1}{e} \approx 36,79\%$$

der Myonen noch nicht zerfallen sein. Aufgrund der großen Geschwindigkeit der Myonen im Bezug zur Erde und der damit wirksamen Zeitdilatation

$$\tau' = \gamma \cdot \tau \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \approx 9$$

erscheint ihre Lebensdauer im Bezugssystem der Erde jedoch ca. 9 mal länger. Es kann also ein nicht zu vernachlässigender Teil der Myonen die Erdoberfläche erreichen, sodass sich ein im Folgenden als konstant angenommener Fluss von [4]:

$$\vec{j} = 1 \frac{\text{Myon}}{\text{cm}^2 \cdot \text{min}}$$

auf Meeresniveau ergibt.

In Abbildung 2.1 ist dabei das vermessene Energiespektrum sowie die Abhängigkeit der Form der Winkelverteilung vom Impuls des einfallenden Myons aufgetragen.

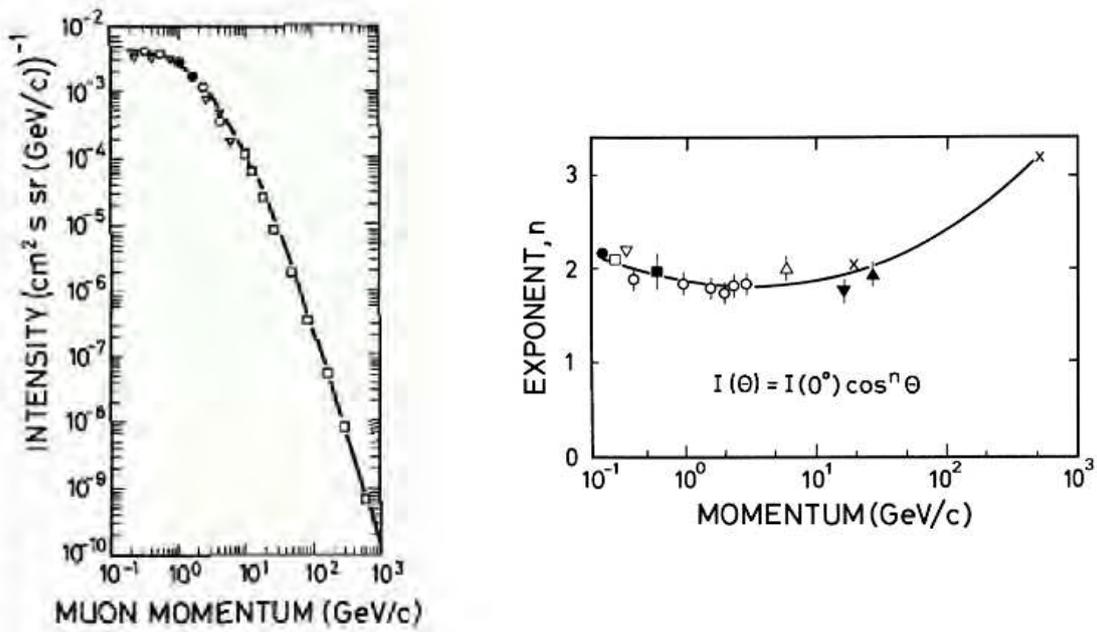


Abb. 2.1: Links: Die Intensitätsverteilung der einfallenden Myonen in Abhängigkeit ihres Impulses Rechts: Die Form der Winkelverteilung in Abhängigkeit des Impulses [4].

Die Intensität und damit die Wahrscheinlichkeit der Winkelverteilung kann also für unsere Fälle gut mit:

$$I(\theta) = I_0 \cos^2(\theta) \quad (2.1)$$

im Bezug zur Intensität der senkrecht einfallenden Myonen ( $I_0$ ) genähert werden. Aus der Energieverteilung kann entsprechend entnommen werden, dass die meisten Myonen einen Impuls von  $0,5 - 5 \frac{\text{GeV}}{c}$  tragen. Aus ihrer Ruhemassen von  $m = 105 \frac{\text{MeV}}{c^2}$  lässt sich mit der relativistischen Energiebeziehung ihre Gesamtenergie  $E_{ges}$  bestimmen. Dabei gilt für ein Myon mit einem Impuls von  $1 \frac{\text{GeV}}{c}$ :

$$\begin{aligned} E_{ges}^2 &= m^2 c^4 + p^2 c^2 \Rightarrow E_{ges} = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2} \\ &\approx 1005,50 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Aus dem Verhältnis von Gesamtenergie und Ruhemasse, lässt sich wiederum direkt der relativistische Lorentzfaktor  $\gamma$  berechnen,

$$\gamma = \frac{E_{ges}}{mc^2} \approx 9.58$$

der für einen großen Teil der Myonen also mit dem, in obiger Beispielrechnung für Zeitdilatation, verwendeten übereinstimmt. Daraus ist auch zu erkennen, warum kaum Myonen mit geringerem Impuls auf der Erde nachgewiesen werden können. Schließlich ist deren Lorentzfaktor  $\gamma$  kleiner, die Lebensdauer im Laborsystem  $\tau'$  verringert sich und dadurch zerfallen praktisch alle Myonen, bevor sie die Erde erreichen können. Myonen mit höherem Impuls erreichen dagegen mit höherer Wahrscheinlichkeit den Erdboden, sodass für den Impuls ein Mittelwert von  $4\frac{\text{GeV}}{c}$  gemessen wird [4].

### 2.2.3 Seine ionisierende Wirkung und die Bethe-Bloch-Formel

Bewegt sich ein Myon mit hoher Geschwindigkeit durch Materie, so wechselwirkt es elektromagnetisch mit den vorhandenen Hüllenelektronen. Diese werden hierbei ionisiert oder lediglich angeregt, sodass ein Teil der kinetischen Energie des Myons abgegeben wird. Der jeweils explizite Energieverlust des Myons unterliegt dabei quantenmechanischen Schwankungen (siehe Landauverteilung), es kann folglich nur ein mittlerer Energieverlust pro Wegstrecke  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$  angegeben werden. Dieser mittlere Energieverlust hängt im Besonderen von der Ladung des Myons sowie seinen kinetischen Eigenschaften und der Anzahl möglicher Streupartner in der Materie ab. Während die Anzahl der Streupartner durch Dichte und Ladungszahl der Targetmaterie bestimmt wird, geht die kinetische Eigenschaft des Myons als Quotient aus seinem Impuls und der Ruhemasse (sowie der Lichtgeschwindigkeit)  $\frac{p}{mc}$  ein. Für die gesamte Formel ergibt sich [3]:

$$-\langle \frac{dE}{dx} \rangle = \frac{D \cdot Z \cdot \rho}{A} \cdot \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \Delta T_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right] \quad (2.2)$$

Dabei sind:

$$D = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \\ = 0,307 \frac{\text{MeV}^2 \cdot \text{cm}^2}{\text{g}}$$

mit  $N_A$  der Avogadro-Konstante und  $r_e$  dem klassischen Elektronenradius und  $m_e$  der Elektronenmasse.

$$Z, A, \rho$$

Kernladungszahl, Massenzahl und Dichte des Targetmaterials

$$z, \beta, \gamma$$

Ladung und kinetische Größen des Teilchens

$$I \approx 16 Z^{0,9} \text{ eV}$$

Das effektive Ionisationspotenzial der Targetatome

$$\Delta T_{\max} \approx 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$$

Der maximale Übertrag kinetischer Energie auf ein Hüllenelektron. Die Näherung gilt für  $\gamma m_e \ll M$  mit  $M$  als Masse des Myons.

$\delta, C$

Die Dichtekorrektur für hochenergetische Teilchen bzw. der Korrekturterm für Wechselwirkungen mit Hüllenelektronen bei niederenergetischen Teilchen. Beide können für unseren Fall vernachlässigt werden.

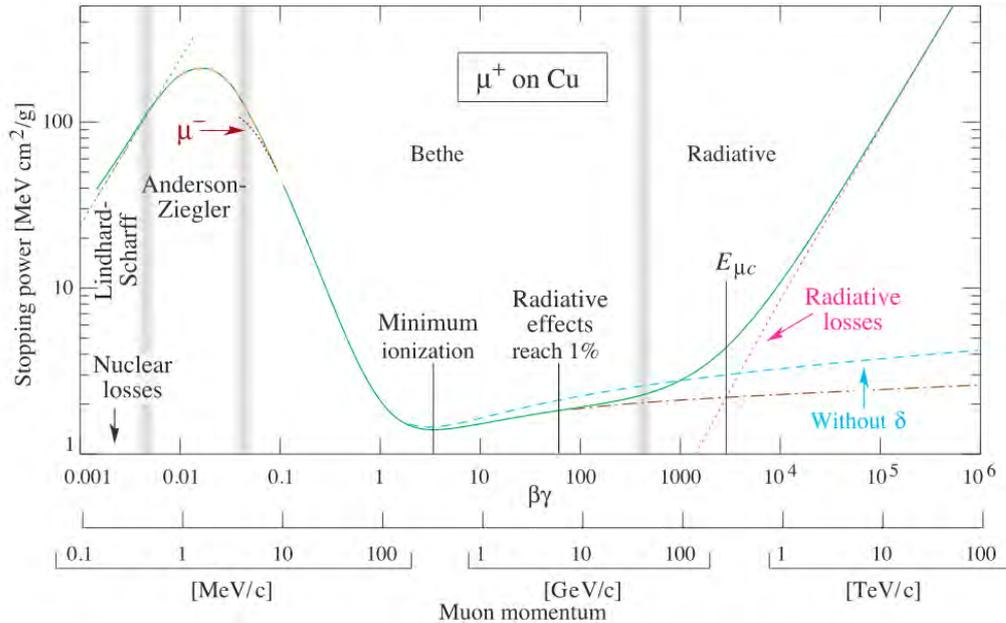


Abb. 2.2: Mittlere Energiedeposition pro Wegstrecke und Dichte für Antimyonen in Kupfer [3].

Wie in Abb. 2.2 zu erkennen ist, besitzt die mittlere Energiedeposition pro Wegstrecke ein Minimum bei einem Wert für  $\frac{p}{c \cdot m} = \gamma \beta$  von ca. 3,5. Durch den anschließend nur geringen Anstieg, bleibt eine Überschlagsrechnung mit einem hypothetischen Teilchen diesen Wertes für ein großes Intervall betrachteter Energien interessant. Dieses spezielle, sog. *minimal ionising particle* mit einer mittleren Energiedeposition (pro Dichte) von  $1,5 \frac{\text{MeV} \cdot \text{cm}^2}{g}$  kann also verwendet werden, um grob zu bestimmen, wie viel Energie ein Myon beim Durchgang durch den Siliziumdetektor deponiert. Es ist dabei allerdings zu beachten, dass Halbleiterdetektoren lediglich einen Teil der durch die Bethe-Bloch-Formel bestimmten Energie detektieren, da sich der Rest in der nicht vermessenen Anregung der Elektronen befindet. Die benötigte, mittlere deponierte Energie zur Erzeugung eines Ladungspaars liegt bei

Silizium dementsprechend oberhalb der Bandlücke bei ca. 3,6 eV.

### 2.2.4 Die Landauverteilung

Wie viel Energie ein Myon beim Durchdringen von Materie im Mittel deponiert, kann mit der Bethe-Bloch-Formel bestimmt werden. Die abgegebene Energie eines einzelnen Myons ist dagegen statistisch verteilt. Durchdringt das Myon dabei dünne Schichten des Materials, so lässt sich die Energieverteilung mit einer asymmetrischen Landaufunktion beschreiben. Die Landaufunktion ist eine Wahrscheinlichkeitsverteilung, die auch bei hohen Energien von Null verschieden ist. Das ist physikalisch sinnvoll, da ein bewegtes Myon theoretisch seine komplette kinetische Energie im Absorbermaterial deponieren könnte. Die Form der Verteilung ist im Wesentlichen durch das Verhältnis aus der mittleren zur maximalen Energiedeposition bestimmt [3]:

$$\kappa = \frac{\overline{\Delta E}}{\Delta T_{\max}}$$

Der mittlere Energieverlust  $\overline{\Delta E}$  wird dabei aus der Bethe-Bloch-Formel bestimmt und im Folgenden durch  $\xi$  genähert:

$$\overline{\Delta E} = \frac{dE}{dx} \cdot \Delta x \approx \xi = D \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{z^2}{2\beta^2} \cdot \rho \cdot \Delta x$$

Daraus ergibt sich:

$$\kappa = \frac{\xi}{\Delta T_{\max}}$$

Für kleine  $\kappa$  ( $\kappa \leq 0,05$ ) ist die Landauverteilung zur Beschreibung der Energieverteilung besonders gut geeignet, da es sich in diesem Grenzfall um dünne Absorberschichten handelt. Sie hat dabei die Form:

$$p_L(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-t \ln t - \lambda t} \sin(\pi t) dt \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-0,5(\lambda + e^{-\lambda})} \quad (2.3)$$

Die Variable  $\lambda$  der Wahrscheinlichkeitsverteilung ist dabei charakterisiert durch die Abweichung der einzelnen deponierten Energie vom wahrscheinlichsten Energiedepositionswert  $\Delta E_w$ . Dieser fällt aufgrund der asymmetrischen Form der Verteilung

nicht mit dem Mittelwert  $\overline{\Delta E}$  zusammen:

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_w}{\xi}$$

Abb. 2.3 zeigt die typische Form der Landauverteilung für einfach gewählte Parameter  $\xi$  und  $\Delta E_w$ .

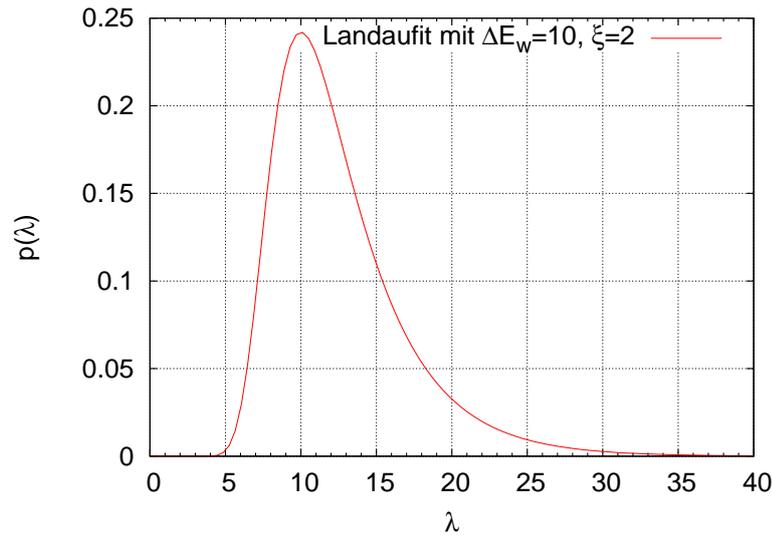


Abb. 2.3: Beispielhafte Landaufunktion.

Die wahrscheinlichste Energiedeposition  $\Delta E_w$  lässt sich dabei wie die mittlere Energieabgabe aus der Bethe-Bloch-Formel bestimmen. Unter Vernachlässigung der Dichtekorrekturen erhält man [3]:

$$\Delta E_w = \xi \left( \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} + \ln \frac{\xi}{I} + 0,2 - \beta^2 \right)$$

## 2.3 Radioaktive Zerfälle

### 2.3.1 Das Zerfallsgesetz

Der Zerfall von radioaktiven Nukliden ist ein statistischer Prozess. Es können also lediglich charakteristische Größen, wie die Halbwertszeit  $T_{\frac{1}{2}}$  oder die Lebensdauer  $\tau$  bestimmt, nicht aber einzelne Zerfälle vorhergesagt werden. Die Anzahl der zerfallenen Kerne pro Zeiteinheit gibt dabei die **Aktivität**  $A$  mit der Einheit  $\frac{1}{s} = 1 \text{ Bq}$

## 2 Theoretische Grundlagen

(Bequerel) an. Sie ist dabei proportional zur Anzahl der vorhandenen Kerne  $N$ , sodass sich im zeitlichen Verlauf eine exponentielle Abnahme der Kerne ergibt:

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

Die **Lebensdauer**  $\tau$  ist dabei mit  $\tau = \frac{1}{\lambda}$  definiert. Daraus ist zu erkennen, dass nach Ablauf dieser Zeit nur noch ein Anteil von  $\frac{1}{e}$  der Teilchen vorhanden ist (vgl. Abschnitt 2.2).

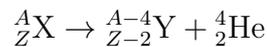
Die **Halbwertszeit**  $T_{\frac{1}{2}}$  ist hingegen als die Zeitspanne definiert, in derer sich der Anteil der vorhandenen Kerne halbiert:

$$N(T_{\frac{1}{2}}) \stackrel{!}{=} \frac{N_0}{2}$$

### 2.3.2 Die Zerfallsarten

Es wird zwischen drei verschiedenen Zerfallsarten unterschieden:

**Der  $\alpha$ -Zerfall** zeichnet sich durch Abstoßung eines He-4 Kerns des Mutternuklides (X) aus. Er tritt zumeist bei Kernen mit großen Massenzahlen auf, da sich hier durch die Absenkung der Masse oftmals eine größere Bindungsenergie pro Masseneinheit erreichen lässt und der Kern somit stabiler wird.

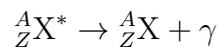


**Der  $\beta$ -Zerfall** ist gekennzeichnet, durch eine von der schwachen Wechselwirkung vermittelten Umwandlung eines Protons in ein Neutron oder umgekehrt. Dabei werden je nach Art des  $\beta$ -Zerfalls Elektronen, Positronen und Neutrinos emittiert. Dieser Zerfallskanal findet vornehmlich Anwendung, wenn im radioaktiven Nuklid ein großer Überschuss an Neutronen bzw. Protonen vorliegt, welcher durch Umwandlung abgebaut werden kann. Auch hierdurch wird also zur Stabilität des Nuklids beigetragen.



Der letzte Prozess ist dabei ein Elektroneneinfang (electron caption), der nicht auszuschließen ist, da die Elektronen eine gewisse Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kern haben.

**Der  $\gamma$ -Zerfall** entspricht einer Abregung durch elektromagnetische Wechselwirkung bei der sich die Kernzusammensetzung nicht ändert. Es wird lediglich ein Übergang in den diskreten Kernbindungs-niveaus vollzogen und dabei analog zur Lichtemission bei Elektronen ein Photon abgestrahlt. Die  $\gamma$ -Strahlung ist fast immer die Folge eines vorangegangenen Zerfalls, bei dem die Zerfallsprodukte angeregt wurden und sich durch Energieabstrahlung stabilisieren:



### 2.3.3 Natürliche Radioaktivität

Neben der bereits erwähnten *kosmischen Strahlung* finden wir auf der Erdoberfläche weitere Strahlenbelastungen aus natürlichen Quellen. Die *terrestrische Strahlung* wird dabei von radioaktiven Nukliden verursacht, die in der Entstehungszeit der Erde entstanden, aufgrund ihrer langen Halbwertszeiten aber noch nicht zerfallen sind. In Tabelle 2.1 sind die Bestandteile der terrestrischen Strahlung und ihre Halbwertszeiten aufgeführt.

Name des Nuklids	Halbwertszeit
Thorium-232	14 Milliarden Jahre
Uran-238	4,4 Milliarden Jahre
Uran-235	0,7 Milliarden Jahre
Kalium-40	1,3 Milliarden Jahre

Tab. 2.3: Bestandteile der terrestrischen Strahlung und ihre Halbwertszeiten[5].

Eine weitere Belastung geht von dem radioaktiven Edelgas *Radon-222* aus. Es entsteht aus dem Zerfall von Uran und zerfällt seinerseits in weitere Nuklide. Besonders in uranhaltigen Gebirgen kann sich dementsprechend in Gebäuden eine schädliche Konzentration des Gases ansammeln.

### 2.3.4 Abschirmung

Um die Strahlenbelastung auf den menschlichen Körper sowie beim experimentellen Aufbau auf den Detektorchip möglichst gering zu halten, werden verschiedene Materialien zur Abschirmung verwendet.

Die aus Heliumkernen bestehende  **$\alpha$ -Strahlung** lässt sich dabei bereits durch ein Blatt Papier oder bei höheren Energien durch eine Plastikummantelung abschirmen. Aufgrund seiner relativ großen Masse, ist das Verhältnis  $\frac{p}{mc}$  für die  $\alpha$ -Teilchen in der Regel vergleichsweise gering und die mittlere Energiedeposition nach der Bethe-Bloch-Formel in diesem Bereich hoch (vgl. Abb. 2.1). Die Heliumkerne verlieren also nach kurzer Strecke in der Materie bereits ihre komplette kinetische Energie und werden so vollständig absorbiert.

**$\beta$ -Strahlung**, besteht, wie die  $\alpha$ -Strahlung, ebenfalls aus geladenen Teilchen, jedoch ist die Masse der Elektronen/Positronen ca. 8000 mal geringer als die Masse der Heliumkerne. Die mittlere Energiedeposition ist (bei vergleichbarer Energie der Teilchen) in diesem  $\frac{p}{mc}$ -Bereich also nicht so groß wie bei den  $\alpha$ -Teilchen. Die  $\beta$ -Strahlung wird dementsprechend erst nach einer längeren Strecke in Materie komplett absorbiert (in der Größenordnung einiger Zentimeter).

Bei der Abschirmung der  $\beta$ -Strahlung kann an den Kernen der Materie jedoch wiederum  $\gamma$ -Strahlung erzeugt werden, da das Verzögern der geladenen Elektronen/Positronen eine Emission an Bremsstrahlung nach sich zieht. Das Abbremsen der Heliumkerne erzeugt natürlich ebenfalls Bremsstrahlung. Sie ist trotz der zweifach positiven Ladung der Kerne vernachlässigbar, da die Masse wie bereits erwähnt um ein Vielfaches höher ist, als die der Elektronen. Die Beschleunigung im elektrischen Feld ist dabei  $a = \frac{F}{m} \propto \frac{z}{m}$  und die abgestrahlte Leistung  $\propto a^2 \propto \frac{z^2}{m^2}$ . Die Erzeugung von  $\gamma$ -Strahlung aus abgeschirmten  $\alpha$  Teilchen kann also in guter Näherung vernachlässigt werden.

Die  **$\gamma$ -Strahlung** selbst lässt sich im Gegensatz zu den anderen Strahlungsarten nicht komplett abschirmen. Die drei wesentlichen Wechselwirkungsprozesse zwischen Photonen und Materie, *Photoeffekt*, *Comptonstreuung* und *Paarbildung*, sorgen für eine Absorption bei exponentieller Verringerung der Intensität. Die Abschirmung der drei dominanten Wechselwirkungen steigt hierbei mit  $Z^{1\cdots 4}$ , ist also für Elemente mit hoher Kernladungszahl effizienter. Für die Abschirmung der  $\gamma$ -Strahlung wird daher oft Blei eingesetzt. Die Energieabgabe der Photonen führt beim Photoeffekt bzw. Comptonstreuung allerdings dazu, dass freie Elektronen entstehen, welche ihrerseits als sekundäre  $\beta$ -Strahlung wirken. Bei der Paarbildung werden mit

einem Elektron sowie einem Positron sogar zwei Teilchen erzeugt, die als sekundäre Strahlung fungieren. Eine erneute Abbremsung der  $\beta$ -Strahlung führt wiederum zur Emission von Photonen aus Bremsstrahlung. Es wird also ein kaskadenartiger Prozess der Entstehung weiterer Strahlungsteilchen niedrigerer Energie in Gang gesetzt.

Die exponentielle Abnahme der Strahlungsintensität:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\alpha x}$$

wird über den Massen-Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  ausgedrückt, der sowohl vom verwendeten Material, als auch von der Energie der  $\gamma$ -Strahlung abhängt.

## 2.4 Halbleiterdetektoren

Halbleiterdetektoren zählen zur Gruppe der Ionisationsdetektoren und setzen zur Signalerzeugung auf die bereits bekannten Ionisationsprozesse. Im Besonderen sind das für (die schwereren) geladene Teilchen die per Bethe-Bloch-Formel beschriebene Ionisation und für Photonen die drei Wechselwirkungsprozesse Photoeffekt, Comptonstreuung und Paarbildung.

Die durch die Ionisationsprozesse entstandenen Elektronen-Loch-Paare werden zu den Elektroden eines angelegten elektrischen Feldes gezogen und der so entstehende Ladungspuls vermessen. Die Wahl des verwendeten Materials fällt hierbei oftmals auf Halbleiter, da sie eine relativ geringe Ionisationsenergie besitzen, die entstehenden freien Ladungsträger gut zu den Elektroden transportiert werden können und die Dichte  $\rho$  im Vergleich zu Gasen höher ist. Diese erfüllen ebenfalls die ersten beiden Anforderungen, durch ihre geringe Dichte ist die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren aber deutlich unwahrscheinlicher und die Detektion somit weniger sensitiv. Allerdings zeichnen sich die Halbleiter durch eine hohe Zahl thermisch angeregter, freier Ladungsträger aus. Diese müssen vor dem Betrieb abgesaugt werden, damit die um viele Größenordnungen kleinere Anzahl an entstehenden Ionen vermessen werden kann. Technisch wird dies durch zwei verschiedene *Dotierungen* des Halbleiters realisiert, an deren Grenzfläche eine, an freien Ladungsträgern arme, *Raumladungszone* entsteht.

### 2.4.1 p-n-Dotierungen

Das Konzept der Dotierungen lässt sich am Beispiel des, im Versuch verwendeten, Siliziums anschaulich erklären. Die mit vier Valenzelektronen ausgestatteten Siliziumatome gehen grundsätzlich kovalente Atombindungen mit vier Nachbarn ein, sodass jedes der Valenzelektronen an einer Bindung beteiligt ist.

Bei einer **n-Dotierung** ersetzt man nun ein Silizium- durch ein Phosphoratom mit 5 Valenzelektronen, welches ebenfalls vier Bindungen eingeht. Das fünfte Valenzelektron steht nun aber durch seine geringe Anregungsenergie praktisch frei beweglich zur Verfügung und driftet dementsprechend bei angelegter Spannung. An der Stelle des Phosphoratoms entsteht so eine ortsfeste, positive Ladung.

Analog dazu ersetzt man bei einer **p-Dotierung** ein Siliziumatom durch ein Boratom und sorgt für ein quasi frei bewegliches, positiv geladenes Defektelektron (Loch).

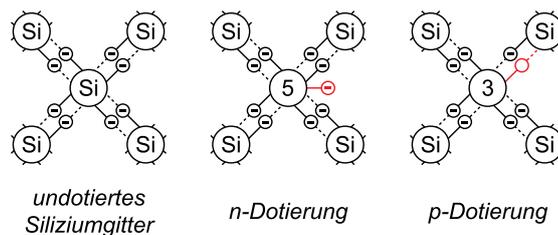


Abb. 2.4: p- und n-Dotierung für Silizium [6].

### 2.4.2 Raumladungszone

Bringt man nun an einer Grenzfläche je eine Region mit n- und p-Dotierung zusammen, so diffundieren die frei beweglichen Ladungsträger ihrem Konzentrationsgradienten entsprechend in die jeweils andere Dotierungsregion. Es driften also Elektronen in den Bereich der p-Dotierung, wo sie mit den dortigen Löchern rekombinieren. Umgekehrt diffundieren Löcher in den Bereich der n-Dotierung und rekombinieren mit den dort vorhandenen, freien Elektronen. Durch die Driftbewegung mit anschließender Rekombination, fehlen nun auf beiden Seiten Ladungsträger, sodass die ehemals (insgesamt) neutralen Regionen nun elektrisch geladen sind. Die ortsfesten Ladungen der Dotierungsatome werden hierbei nicht mehr durch die freien Ladungsträger

kompensiert und es entsteht ein elektrisches Feld. Dieses  $\vec{E}$ -Feld übt eine Kraft auf die freien Ladungsträger aus, welche die Diffusionskraft kompensiert und eine Verbreiterung der gebildeten Verarmungszone verhindert.

Legt man zusätzlich eine äußere Spannung in Sperrrichtung an (+ an der Seite der

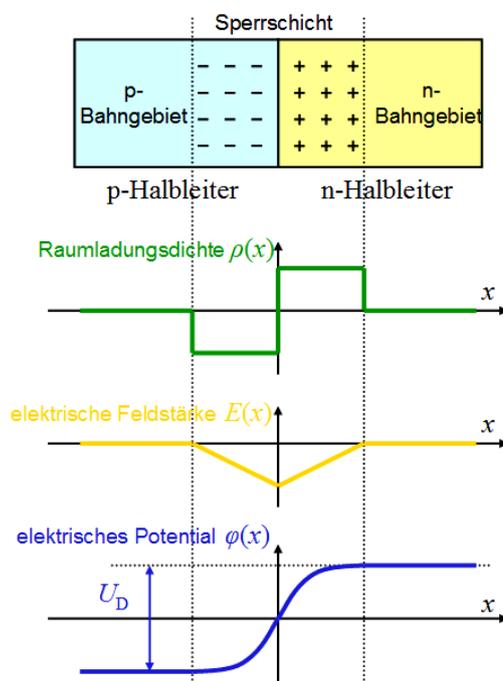


Abb. 2.5: Die Entstehung einer Raumladungszone an der Grenzfläche zwischen p- und n-Dotierung [7].

n-Dotierung), so wird das intrinsische, elektrische Feld verstärkt, und die Raumladungszone vergrößert sich. Während des Detektionsbetriebes können in dieser Zone ohne freie Ladungsträger durch Ionisation entstehende Elektron-Loch-Paare gut vermessen werden.

## 2.5 Die theoretische Winkelverteilung

Die Wahrscheinlichkeit, ein Myon aus einer bestimmten Richtung zu detektieren, hängt nach Gleichung 2.1 lediglich von seinem Polarwinkel  $\theta$  ab. Es ist daher geschickt ein Koordinatensystem zu wählen, welches dieser Eigenschaft Rechnung trägt. Das für dieses Problem prädestinierte Koordinatensystem sind die **Kugelkoordinaten**. Anstelle der kartesischen Komponenten  $x, y$  und  $z$  werden hier der Abstand  $r$ , der Polarwinkel  $\theta$  und der Azimutwinkel  $\varphi$  verwendet.

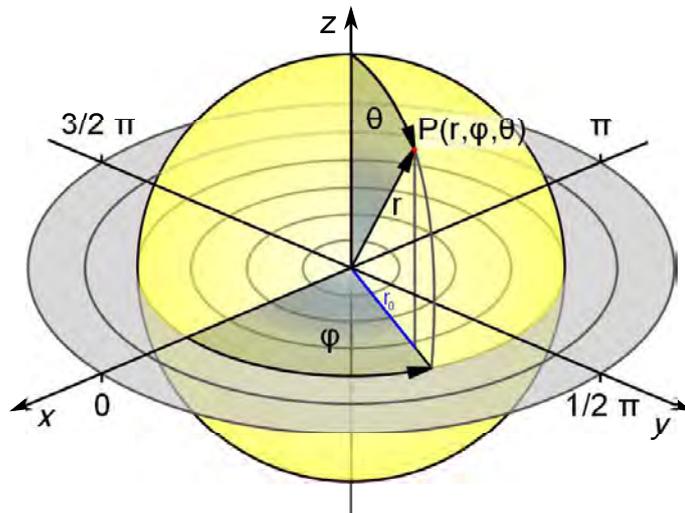


Abb. 2.6: Kugelkoordinaten [6].

Für die Umrechnung der in Abbildung 2.6 anschaulich dargestellten Parameter gilt dabei:

$$x = r \cos(\varphi) \sin(\theta)$$

$$y = r \sin(\varphi) \sin(\theta)$$

$$z = r \cos(\theta)$$

Das infinitesimale Flächenelement  $dA$  für die Oberfläche einer Kugel mit Radius  $r$  ist gegeben durch:

$$dA = r^2 \sin(\theta) d\theta d\varphi$$

### 2.5.1 Horizontale Detektorausrichtung (keine Detektorneigung)

Die Wahrscheinlichkeit, ein Myon aus einer Richtung ( $\theta$  festgelegt) zu detektieren ist bekanntermaßen  $\propto \cos^2(\theta)$ . Dabei ist der Azimutwinkel  $\varphi$  allerdings beliebig, sodass diese Richtung vielmehr einen „Richtungskegel“ um die  $z$ -Achse beschreibt. Die relative Wahrscheinlichkeit mit der ein Myon unter speziellem  $\theta$ -Intervall aber

beliebigem  $\varphi$  eintrifft, berechnet sich einfach:

$$\frac{p(\theta \in [a, b])}{p_0(\theta \in [0, \frac{\pi}{2}])} = \frac{1}{C} \int_a^b I_0 \cos^2(\theta) d\theta \quad (2.4)$$

$$C = \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_0 \cos^2(\theta) d\theta$$

Der Faktor C sorgt dabei für die Normierung der Wahrscheinlichkeitsfunktion. Das Polarwinkelintegral läuft bei seiner Bestimmung lediglich von  $\theta = 0$  bis  $\theta = \frac{\pi}{2}$ , da nur Myonen aus Richtung der Halbkugel oberhalb des Detektors vermessen werden.

Für die Betrachtung bei geneigtem Detektor ist es ebenfalls wichtig zu wissen, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Myon aus einer ganz bestimmten Richtung ( $\theta$  **und**  $\varphi$  festgelegt) eintrifft. Diese (noch nicht normierte) Wahrscheinlichkeit lässt sich aus der Entfaltung der impliziten  $\varphi$ -Abhängigkeit für unseren Fall leicht bestimmen. Ein Oberflächenintegral über die Einheitskugel ( $r = 1$ ) muss schließlich das gleiche Ergebnis liefern wie Gleichung 2.4. Da das Oberflächenelement ( $dA = \sin \theta d\theta d\varphi$ ) bestimmt ist und das Integral für  $d\varphi$  lediglich  $2\pi$  liefert, ist also:

$$p(\theta, \varphi) = \frac{\cos^2(\theta)}{2\pi \sin(\theta)}$$

$$\text{mit } \int_a^b \int_0^{2\pi} \frac{\cos^2(\theta)}{2\pi \sin(\theta)} \sin(\theta) d\varphi d\theta = \int_a^b \cos^2(\theta) d\theta$$

### 2.5.2 Ausrichtung mit Detektorneigung

Die Neigung des Detektors führt automatisch dazu, dass sein Koordinatensystem ebenfalls gegen das Koordinatensystem des Labors mit dessen horizontalen x-y, bzw.  $\varphi$ - Ebene verdreht wird. Sei das Koordinatensystem  $K'$  des Detektors (zur Vereinfachung in kartesischer Form) zunächst deckungsgleich mit dem Laborsystem  $K$  und die x-Achse als Drehachse ausgezeichnet. Drehen wir den Detektor nun um den Winkel  $\alpha$ , so ergeben sich für die neuen Koordinaten:

$$\begin{aligned} z' &= \cos(\alpha)z + \sin(\alpha)y \\ y' &= \cos(\alpha)y - \sin(\alpha)z \\ x' &= x \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} z &= \cos(-\alpha)z' + \sin(-\alpha)y' = \cos(\alpha)z' - \sin(\alpha)y' \\ y &= \cos(-\alpha)y' - \sin(-\alpha)z' = \cos(\alpha)y' + \sin(\alpha)z' \\ x &= x' \end{aligned}$$

## 2 Theoretische Grundlagen

Betrachten wir das Detektorsystem  $K'$  nun in Kugelkoordinaten und verwenden die entsprechenden Umrechnungen, so ergibt sich für den Einheitskreis:

$$\begin{aligned}\theta &= \arccos(z) = \arccos(\cos(\alpha)z' - \sin(\alpha)y') \\ &= \arccos(\cos(\alpha)\cos(\theta') - \sin(\alpha)\sin(\varphi')\sin(\theta'))\end{aligned}$$

Die Wahrscheinlichkeit ein Myon in einem  $\theta'$ -Intervall zu beobachten berechnet sich damit zu:

$$\begin{aligned}p(\theta' \in [a, b]) &= \frac{1}{C} \int_a^b \int_0^{2\pi} \frac{\cos^2(\theta)}{2\pi \sin(\theta)} \cdot \sin(\theta') d\varphi' d\theta' \\ &= \frac{1}{C} \int_a^b \int_0^{2\pi} \frac{\cos^2(\arccos(\cos(\alpha)\cos(\theta') - \sin(\alpha)\sin(\varphi')\sin(\theta')))}{2\pi \sin(\arccos(\cos(\alpha)\cos(\theta') - \sin(\alpha)\sin(\varphi')\sin(\theta')))} \cdot \sin(\theta') d\varphi' d\theta' \\ &= \frac{1}{C} \int_a^b \int_0^{2\pi} \frac{(\cos(\alpha)\cos(\theta') - \sin(\alpha)\sin(\varphi')\sin(\theta'))^2}{2\pi \sin(\arccos(\cos(\alpha)\cos(\theta') - \sin(\alpha)\sin(\varphi')\sin(\theta')))} \cdot \sin(\theta') d\varphi' d\theta' \\ C &= \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \frac{(\cos(\alpha)\cos(\theta') - \sin(\alpha)\sin(\varphi')\sin(\theta'))^2}{2\pi \sin(\arccos(\cos(\alpha)\cos(\theta') - \sin(\alpha)\sin(\varphi')\sin(\theta')))} \cdot \sin(\theta') d\varphi' d\theta' \\ &\hspace{15em} (2.5)\end{aligned}$$

### Anmerkung

Im weiteren Verlauf der Arbeit wird anstelle von „theoretischer Winkelverteilung“ häufig „analytisch, theoretische Winkelverteilung“ als Begriff, für die im vorangegangenen Abschnitt beleuchtete, Winkelverteilung verwendet. Die geschieht in Abgrenzung zu den Rekonstruktionsergebnissen der Versuchssimulation, die ebenfalls „theoretisch“, nicht aber „analytisch“ hervorgebracht sind.

# 3 Der Versuchsaufbau, technische Elemente und deren Funktion

Im Folgenden sollen die grundlegenden Elemente des Versuchsaufbaus kurz beschrieben und in ihrer wesentlichen Funktion erklärt werden. Weitere Details der technischen Umsetzung finden sich in der Versuchsanleitung zu KT.HPD *Semiconductor Pixel Detectors* im Master Forschungspraktikum mit Schwerpunkt Kern- und Teilchenphysik an der Universität Göttingen [8].

## 3.1 Der Detektorchip

Der rechteckige Siliziumchip des Halbleiterdetektors ist mit seiner Breite von 7,6 mm und Höhe von 8 mm in 160 Reihen der Höhe  $50\ \mu\text{m}$  unterteilt. Von den 18 Spalten besitzen die Pixel der ersten und letzten Spalte eine Breite von  $600\ \mu\text{m}$ , während die restlichen Pixel sich durch eine Breite von  $400\ \mu\text{m}$  auszeichnen. Sämtliche jeweils  $250\ \mu\text{m}$  dicken Pixel lassen sich über eine elektrisch leitende Kugel, den sog. *bump bond* [8] einzeln ansteuern und auslesen.

Im Auslesebetrieb muss an die Pixel, wie in Abschnitt 2.4.2 beschrieben, eine externe Verarmungsspannung angelegt werden, um die Ausbreitung der entstehenden Raumladungszone zu begünstigen. Mit den Materialkonstanten des im Versuch verwendeten Siliziums, ergibt sich eine Verarmungsspannung von  $U_{\text{ext}} \approx 70\ \text{V}$  [8]. Für die Versuchsdurchführung wurde sogar eine Spannung von ca. 100 V angelegt, sodass auf der kompletten Dicke des Pixels eine Verarmung sichergestellt sein sollte.

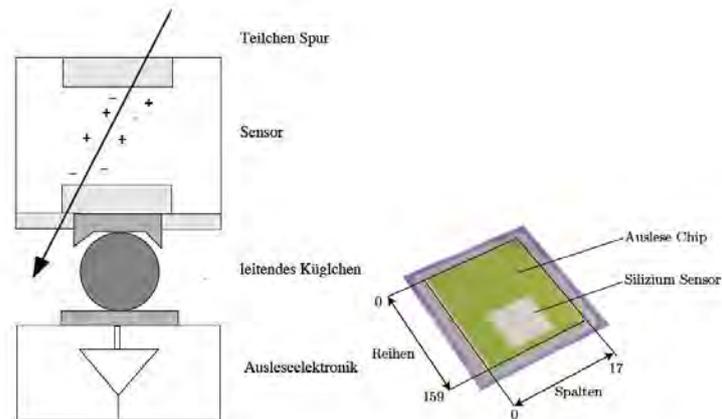


Abb. 3.1: Links: Schematische Darstellung eines Pixels mit bump bond. Rechts: Schematischer Aufbau des Detektorchips [2].

### 3.1.1 Die Drehachse der Detektorneigung

In der Versuchsdurchführung sollen die Messdaten einfallender Myonen für unterschiedliche Detektorneigungen aufgenommen werden. Die Drehachse der Detektorneigung wird dabei parallel zu einer auf dem Detektorchip befindlichen Reihe gewählt (vgl. x-Achse in Abschnitt 2.5.2). Im Gegensatz zur vorangegangenen Untersuchung durch Stephanie Schöning (Drehachse parallel zu einer Spalte), stünden hier bei einer Neigung von  $90^\circ$  quasi 160 „aufgetürmte“, dünne Reihen auf dem Labortisch. Es ist zu erwarten, dass die überwiegende Zahl der dann einfallenden Myonen deutlich größere Treffercluster erzeugen, als wenn „nur“ 18 „aufgetürmte“, dicke Spalten im anderen Versuchsaufbau durchquert werden können.



Abb. 3.2: Foto des Detektorchips auf dem SingleChip Board mit Kippscharnier.

## 3.2 Erzeugung und Verarbeitung des Messsignals

Beim Durchqueren eines Pixels sorgen die Myonen nach Abschnitt 2.2.3 für die Entstehung einer charakteristischen Anzahl an Elektron-Loch-Paaren. Diese freien Ladungsträger driften zu den Elektroden und erzeugen so einen messbaren Ladungspuls. Das so entstehende Signal wird durch einen **Ladungsverstärker** vergrößert, bevor mittels **Diskriminator** ein Schwellwert für auszulesende Signale gesetzt wird. Anschließend werden die Informationen des Diskriminators - insbesondere die Zeit der Schwellüberschreitung - über ein USB-Board an einen PC weitergeleitet, an dem mittels eines Aufnahmeprogramms die einzelnen Events gespeichert werden. Erst in der anschließenden Analyse lassen sich aus den Diskriminatorzeiten die induzierte Ladungsmenge für die einzelnen Pixel berechnen.

### 3.2.1 Der Ladungsverstärker

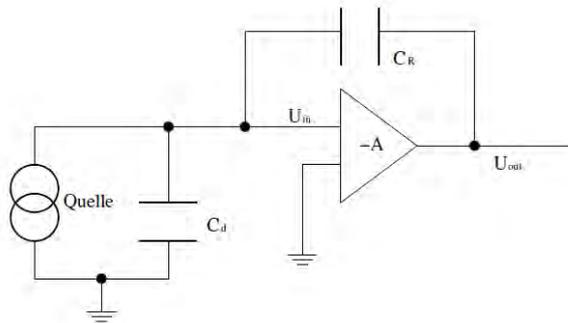


Abb. 3.3: Schematischer Aufbau des Ladungsverstärkers mit Messverstärkung  $A$  [2].

Die im Sensor induzierte Ladungsmenge  $Q_{\text{Signal}}$  wird in den Ladungsverstärker eingeleitet und teilt sich nach der Knotenregel, wie in Abb. 3.3 schematisch zu erkennen, in je einen Anteil im Detektorkondensator (Kapazität:  $C_d$ ) und im vollständig entleerten Rückkopplungskondensator ( $C_R$ ). Die am Detektorkondensator anliegende Spannung  $U_{\text{in}}$  wird dabei im Operationsverstärker auf  $U_{\text{out}} = -A \cdot U_{\text{in}}$  hoch transformiert und liefert nach der kirchhoffschen Maschenregel [9] die Bestimmung der Rückkopplungsspannung  $U_R$  mit  $U_R + U_{\text{in}} = U_{\text{out}}$ . Über die Definition der Kapazitäten ergibt sich letztlich die Abhängigkeit der ausgehenden Spannung  $U_{\text{out}}$

von  $Q_{\text{Signal}}$  bei großen Messverstärkungen  $A$ :

$$\begin{aligned}
 Q_{\text{Signal}} &= Q_d + Q_R \\
 &= C_d \cdot U_{\text{in}} + C_R(U_{\text{out}} - U_{\text{in}}) \\
 &= -C_d \frac{U_{\text{out}}}{A} + C_R(U_{\text{out}} + \frac{U_{\text{out}}}{A}) \\
 &= U_{\text{out}}(-\frac{C_d}{A} + \frac{C_R}{A} + C_R) \\
 &\approx U_{\text{out}} \cdot C_R \\
 \Rightarrow U_{\text{out}} &= \frac{Q_{\text{Signal}}}{C_R}
 \end{aligned}$$

Die ausgehende Spannung  $U_{\text{out}}$  lässt sich also denkbar einfach über die bekannte Rückkopplungskapazität  $C_R$  beschreiben, wodurch sich im Umkehrschluss auch die im Sensor deponierte Ladungsmenge  $Q_{\text{Signal}}$  aus der Ausgangsspannung rekonstruieren lässt. Aus technischer Sicht ist auf die notwendige Entladung des Rückkopplungskondensators (Voraussetzung für die korrekte Anwendung der Knotenregel) zu verweisen. Dies kann im Anschluss an jede Messung durch eine parallel geschaltete Spannungsquelle geschehen.

#### 3.2.2 Der Diskriminator

Das thermisch bedingte Vorhandensein freier Ladungsträger in Halbleitern wurde bereits im Zuge der auszubildenden Raumladungszone in Abschnitt 2.4 problematisiert. Trotz Raumladungszone ist die Zahl dieser freien Ladungsträger nicht zu vernachlässigen. Sie führen mit ihrer ungeordneten Bewegung zum sogenannten *thermischen Rauschen*, welches, neben dem *Schrotrauschen* am pn-Übergang und dem frequenzabhängigen *1/f-Rauschen*, die Rekonstruktion der myonenbedingten, induzierten Ladungsmenge erschwert.

Für eine Differenzierung zwischen Treffersignal und Rauschen wird daher der Diskriminator verwendet. Dieser definiert eine Schwellspannung (Threshold), welche ein eingehendes Signal überschreiten muss, um als Treffer identifiziert zu werden. In Abbildung 3.4 ist die Funktionsweise des Diskriminators schematisch dargestellt. Zu erkennen sind drei verschiedene, eingehenden Spannungen  $U_{\text{out}}$  (*out*, da diese Spannungen am Ladungsverstärker ausgehen), die drei unterschiedlich hohen, im Sensor deponierten Ladungen entsprechen. Zwei der drei Spannungen überschreiten die Schwellspannung und werden dementsprechend Treffern zugeordnet. Dabei wird

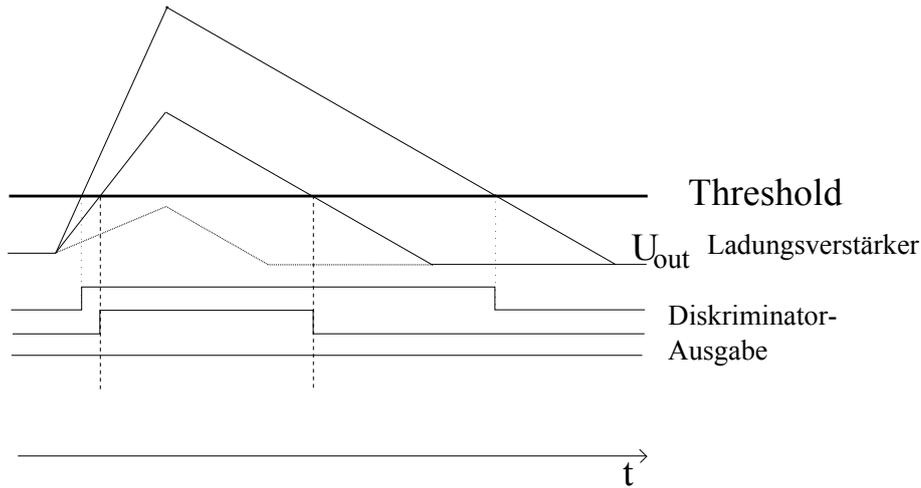


Abb. 3.4: Schematische Funktionsweise des Diskriminators.

unter der Annahme eines linearen Abklingverhaltens lediglich die Zeitspanne (*Time over Threshold* := *ToT*) gemessen, in der das jeweils eingehende Signal die Schwellenspannung übersteigt. Die Linearität sorgt hier für eine Proportionalität zwischen Signalthöhe und *ToT*, sodass die Zuordnung von im Detektor induzierter Ladung und am Diskriminator gemessener *ToT* weiterhin vergleichsweise simpel ist.

Für die korrekte Umrechnung zwischen gemessener *ToT* und tatsächlich im Detektor induzierter Ladung kann eine **Kalibrationsmessung** durchgeführt werden. Sie liefert für jeden einzelnen Pixel drei Parameter einer Fitfunktion und wird im Datenannahmeprogramm *STcontrol* gestartet.

### 3.2.3 Das Datennahmeprogramm *STcontrol*

Nachdem die Messsignale den Diskriminator passiert haben, werden sie über eine USB-Verbindung an den PC weitergeleitet und dort vom Datenannahmeprogramm *STcontrol* verwaltet. Die überschwelligen Signale werden den einzelnen Reihen und Spalten der Pixel zugeordnet und zusammen mit dem *ToT*-Wert in Ereignisblöcken gespeichert. Die Ausgabe dieser Information liegt nach Beendigung der Messung als ASCII-Datei im *.raw*-Format vor.

Neben der oben erwähnten Kalibrationsmessung werden auch die eigentlichen Messreihen über das Programm *STcontrol* gestartet. Dafür wurde in dem, in Abb. 3.5 gezeigten, *PixScan Panel* die Option *SOURCE\_SCAN* ausgewählt, während die angesprochene Kalibrationsmessung per *TOT\_CALIB* aufgerufen wird. Für den allgemeinen Messprozess lassen sich weitere Eigenschaften einstellen. So können die

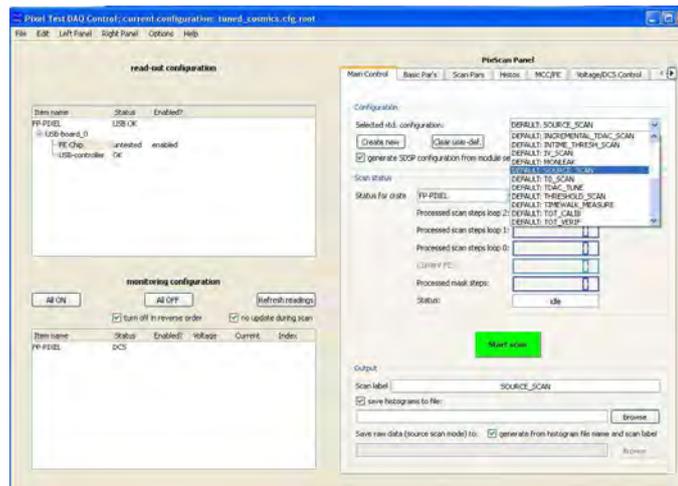


Abb. 3.5: Screenshot des Datenannahmeprogramms STcontrol.

Anzahl der auszulesenden Ereignisse variiert und einzelne, möglicherweise fehlerbehaftete Pixel maskiert werden. Im Anschluss an die Messung lassen sich ebenfalls erste Datenauswertungen, wie die Trefferzahl je Pixel, aufrufen, woran sich beispielsweise fehlerbehaftete Pixel erkennen lassen.

### 3.3 Die Bleiabschirmung

Eine Erkenntnis der Vorgängerarbeit ist, dass auch bei größeren Neigungswinkeln des Detektors der Anteil an kleinen Clustergrößen konstant ist und sich nicht, wie erwartet, verringert [2]. Neben den in der Arbeit als Hauptgrund genannten Rauschtreffern, könnte diese „Überlagerung der interessanten Ereignisse“ durch *natürliche Radioaktivität* zustande kommen. Die Mechanismen der einzelnen radioaktiven Zerfälle sowie deren mögliche Abschirmung wurde bereits in Abschnitt 2.3 erläutert. Trotz der möglichen Sekundärstrahlung, welche nun auch durch die geladenen Myonen selbst hervorgerufen werden kann (Bremsstrahlung), wurde im Versuchsaufbau eine reine Bleiabschirmung gewählt.

Die Dicke der Bleiblocke beträgt 7,5 cm, die Bleiplatten sind hingegen nur 0,5 cm dick. Die  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlung der natürlichen Radioaktivität wird somit vollständig absorbiert und auch die  $\gamma$ -Strahlung in ihrer Intensität stark verringert. Im Energiespektrum der Gammastrahlung aus der natürlichen Radioaktivität (Beispielrechnung mit Kalium-40) liegen die Werte in einer Größenordnung von 1,5 MeV [10]. In diesen Energieregionen beträgt der auf die Dichte normierte Massen-Absorptionskoeffizient



Abb. 3.6: Fotos des Bleipanzers zur Abschirmung, bestehenden aus 9 Blöcken und 3 Platten.

$\mu$  für Blei ca.  $0,05 \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$ . Für senkrecht einfallende Photonen ergibt sich eine Dicke der Abschirmung von 9 cm (der aufgelegte Bleiblock ist in etwa so groß wie die Lücke unter den Bleiplatten). Von der ursprünglichen Intensität der  $\gamma$ -Strahlung bleibt nach Abschnitt 2.4 lediglich ein geringer Anteil übrig:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\alpha x} = e^{-\mu \rho x} = e^{-0,05 \cdot 11,35 \cdot 9} = 0,61\%$$

Der Bleipanzer schirmt allerdings nicht nur die unerwünschte, radioaktive Strahlung ab, sondern verlangsamt auch die einfallenden Myonen. Mit der Dichte von Blei von  $\rho = 11,35 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ , der Massenzahl  $A = 207,2$ , der Ordnungszahl  $Z = 82$  und der Dicke  $dx = 9$  cm ergibt sich beispielsweise für einfallenden Myonen mit einem Impuls von  $1 \frac{\text{GeV}}{c}$  nach der Bethe-Bloch-Formel (Gl. 2.2) ein mittlerer Energieverlust von  $\overline{dE} = 133,2$  MeV. Während dieser Energieverlust Myonen mit großem Impuls in ihren kinetischen Eigenschaften kaum beeinträchtigt, führt er bei „weicheren“ Myonen geringeren Impulses eventuell zur Absorption im Blei. Die Auftreffwahrscheinlichkeit einzelner Myonen in Abhängigkeit ihres Impulses entspricht also nicht mehr exakt dem in Kapitel 2.2.2 gezeigten funktionalem Zusammenhang.



## 4 Methoden der Datenanalyse und Versuchssimulation

Die vom Datennahmeprogramm STcontrol gespeicherten Rohdaten müssen in der Datenanalyse auf Trefferereignisse, zusammenhängende *Pixelcluster* und deren ToT durchleuchtet werden. Unter einem Pixelcluster werden dabei signalerzeugende Pixel verstanden, die sowohl im gleichen Zeitfenster eines Teilchendurchlaufs Messsignale liefern, als auch räumlich aneinander grenzen. Die Bedeutung der im .raw Format vorliegenden Textzeilen und Zahlenspalten erläutert STEPHANIE SCHÖNING in ihrer Bachelorarbeit [2], wobei die charakteristische Kennung von verwertbaren und fehlerbehafteten Blöcken vertauscht wurde. So zeichnet sich ein verwertbarer Block durch eine einleitende Doppeltextzeile „Raw data:“ mit einem, in der ersten Zeile von 00 oder 80 verschiedenen Zeilenende aus.

Das für die folgenden Auswertungen verwendete Programm baut auf dem von STEPHANIE SCHÖNING in C geschriebenen Analyseprogramm auf. Der erste Teil dieses Programms wurde (mit Ausnahme von kleineren Syntaxfehlern) kaum verändert. Er bestimmt aus den Rohdaten zeitlich zusammenhängende Pixeltreffer der einzelnen Myonendurchläufe und speichert die Informationen der signalerzeugenden Pixel in einem „Ereignisblock“.

Im Anschluss werden die einzelnen Ereignisblöcke nach Anzahl der involvierten Pixeltreffer sortiert, ihre räumliche Struktur auf Zusammenhänge überprüft und diese geometrischen Informationen jeweils zwischengespeichert. Hängen die untersuchten Pixel räumlich nicht zusammen, werden sie aussortiert. Andernfalls sind aus den Ereignisblöcken nun Cluster geworden. Für jeden Pixel wird aus der gemessenen ToT die induzierte Ladungsmenge bestimmt, diese für Cluster aufsummiert und in einer Textdatei ausgegeben. Schließlich werden die geometrischen Informationen der Pixelcluster genutzt, um die Bandbreite der für ihre Entstehung in Frage kommenden Winkel zu errechnen.

Während die Rekonstruktion der induzierten Ladungsmenge zunächst korrigiert und schließlich durch eine neue Kalibrationsfunktion (siehe Auswertung) komplett ersetzt wurde, ergaben sich bei der Winkelbestimmung aus den Pixelclustern eine größere Zahl an Änderungen, die im Folgenden kurz aufgeführt werden.

## 4.1 Winkelbestimmung aus geometrischer Information der Pixelcluster

Als Einfallswinkel  $\alpha$  der Myonen, wird der Winkel ihrer Flugbahn gegenüber der Detektorfläche beschrieben. Einem senkrecht einfallenden Myon wird so ein Winkel von  $90^\circ$  zugewiesen. An dieser Stelle ist darauf zu achten, dass für die theoretische Winkelverteilung in Gleichung 2.1 mit dem Labor-Polarwinkel gerechnet wird. Für die theoretischen Winkelverteilung bei geneigtem Detektor wird entsprechend mit dem Detektor-Polarwinkel  $\theta'$  gerechnet. Dabei gilt:

$$\alpha = 90^\circ - \theta'$$

Abbildung 4.1 skizziert exemplarisch die Rekonstruktion des minimalen Einfallswinkels  $\alpha_{\min}$  für ein Cluster mit 4 signalerzeugenden Pixeln. Dafür wird die maximale Ebenendiagonale in der xy-Ebene  $l_{\max}$  bestimmt. Die x-Achse des Koordinatensystems verläuft entlang der Pixelreihen, entspricht also der x-Achse im Koordinatensystem aus Abschnitt 2.5.2.

Im Allgemeinen erfolgt die Rekonstruktion der maximalen und minimalen Einfallswinkel aus den minimalen und maximalen Diagonalen in der xy-Ebene. Diese werden (mit Ausnahme großer Cluster) so ausgewählt, dass neben den signalerzeugenden Pixeln keine weiteren Pixel durchquert werden dürfen und alle angesprochenen Pixel zumindest berührt werden. Aus dem Verhältnis von Pixeldicke und der jeweiligen Ebenendiagonale lassen sich anschließend die entsprechenden Winkel einfach über den Tangens bestimmen.

## 4.1 Winkelbestimmung aus geometrischer Information der Pixelcluster

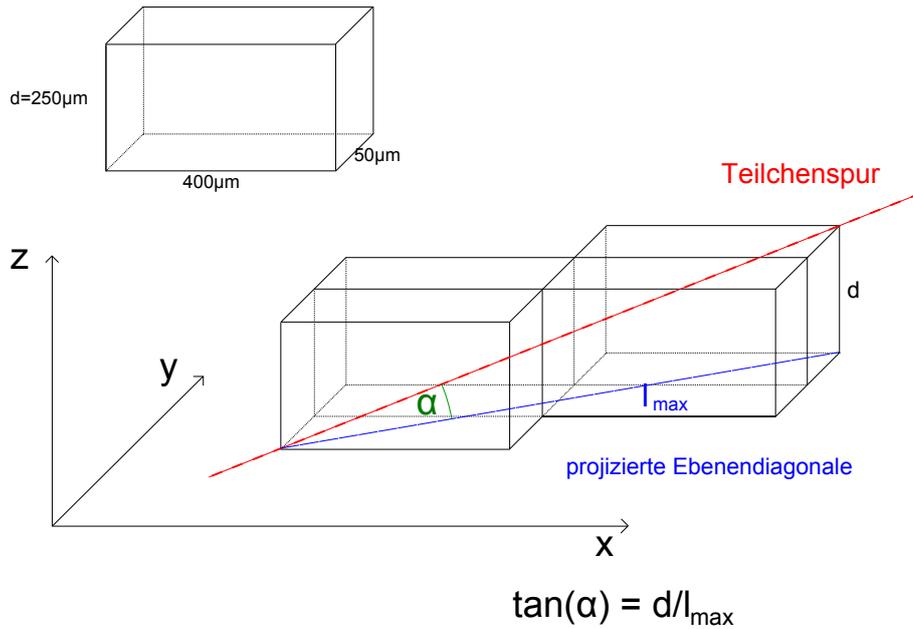


Abb. 4.1: Dreidimensionale Skizze der relevanten Größen für die Winkelrekonstruktion.

### 4.1.1 Einercluster

Die Einercluster enthalten logischerweise kaum geometrische Informationen. Der minimale Winkel, unter dem Myonen den Detektor durchdringen können und dabei lediglich einen Pixel durchqueren, ist durch die Lage der Raumdiagonalen der Pixel auf  $\alpha \approx 32^\circ$  festgelegt.

Unter größerem Einfallswinkel werden die Teilchenspuren und damit die mittlere deponierte Energie pro Pixel größer. Daher ließe sich darüber nachdenken, aus einer einfachen Energiebetrachtung eine detaillierte Winkelrekonstruktion zu liefern. Darauf wurde im Folgenden verzichtet, da sowohl die Energiedeposition einer statistischen Schwankung unterliegt, als auch die Bandbreite der Schwankung vom ebenfalls schwankenden Impuls der Myonen abhängt. In Abb. 4.2 ist diese doppelte Schwankung in Form der theoretisch berechneten Landauverteilungen für verschiedene Myonenimpulse dargestellt.

Aus den Parametern der Landauverteilungen, wie sie in Tabelle 4.1 zu sehen sind, ist bereits in diesem Impulsbereich eine Differenz der wahrscheinlichsten, induzierten Ladungsmenge von ca. 3500 Ladungen zu erkennen. Diese lediglich impulsbedingte, statistische Abweichung um ca. 20% müsste also bei einer Energiebetrachtung einer Längendifferenz der Teilchenspur von ebenfalls ungefähr 20% entsprechen. Nun soll

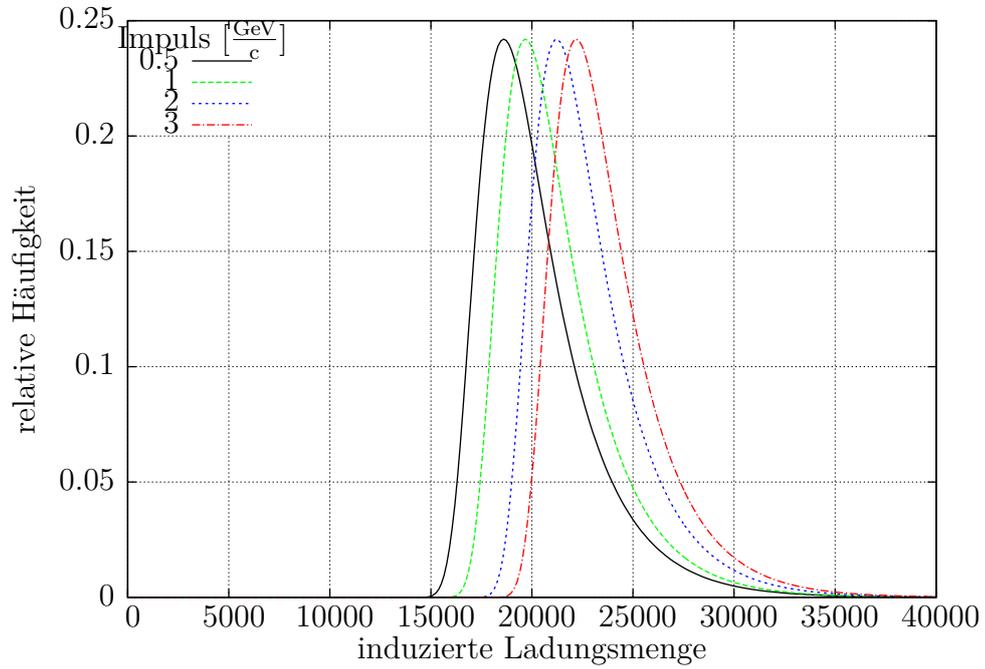


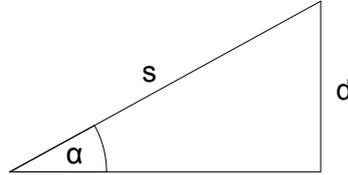
Abb. 4.2: Theoretisch bestimmte Landauverteilung senkrecht einfallender Myonen in Abhängigkeit ihres Impulses.

Impuls [ $\frac{\text{GeV}}{c}$ ]	$\Delta E_w$	$\xi$
0,5	18602	1296
1	19673	1255
2	21217	1245
3	22189	1243

Tab. 4.1: Parameter der theoretischen Landauverteilungen (nach Kap. 2.2.4).

#### 4.1 Winkelbestimmung aus geometrischer Information der Pixelcluster

der Winkel  $\alpha$  bestimmt werden, der aus solch einer Abweichung um 20% resultiert. Dafür ist in Abbildung 4.3 die Fluglänge des Myons im Pixel als  $s$  aufgetragen und wird mit der Fluglänge eines senkrechten Einfalls, also der Pixeldicke  $d$  verglichen.



$$\sin(\alpha) = d/s$$

Abb. 4.3: Skizze der Längenrelation im Pixel.

$$\frac{s}{d} = \frac{1}{\sin \alpha} \approx 1,2 \Rightarrow \alpha \approx 56^\circ.$$

Es ist zu erkennen, dass die Zuordnung einer unterschiedlichen Energiedeposition für senkrecht einfallende Myonen unterschiedlichen Impulses zu einer Rekonstruktion eines weit abweichenden Winkels  $\alpha$  führen würde. Aus der induzierten Ladung auf kleine Winkelintervalle zu schließen, ist also mehr als fragwürdig. Eine kleinere Differenzierung wurde für die Analyse der Einerblöcke dennoch vorgenommen. So werden Pixel, in denen mehr als die doppelte Ladung als die in Tab. 4.1 für Myonen mit einem Impuls von  $1 \frac{\text{GeV}}{c}$  angegebene wahrscheinlichste Ladungsmenge, gemessen wird, dem Winkelintervall zwischen  $[30^\circ, 40^\circ]$  zugeordnet ( $\frac{1}{\sin 30^\circ} = 2$ ). Alle weiteren Einerblöcke liegen entsprechend im Intervall  $[60^\circ, 90^\circ]$ .

#### 4.1.2 Zweiercluster

Für ein getroffenes Zweiercluster gibt es nun schon 3 mögliche Anordnungen der beiden Pixel. Sie können in einer Reihe, in einer Spalte oder diagonal versetzt voneinander liegen. Um diese Fälle voneinander zu unterscheiden, führt STEPHANIE SCHÖNING in ihrer Arbeit die Bezeichnung  $[\delta x, \delta y]$  ein, die später erweitert wird und auch im Folgenden verwendet werden soll. Während  $\delta x$  dabei beschreibt, ob der zweite Pixel in der gleichen Reihe ( $\delta x = 0$ ) oder in der nächsten Reihe ( $\delta x = 1$ ) zu verordnen ist, kennzeichnet  $\delta y$  dies analog für die Spalten [2]. Anders formuliert, werden Breite-1 und Höhe-1 der vorliegenden Pixelcluster angegeben, die Bezeichnung lässt sich also auch auf größere Pixelcluster anwenden. Für die drei eingangs

erwähnten Fälle ergibt sich somit in gleicher Reihenfolge:  $[1,0],[0,1]$  und  $[1,1]$ .

Die maximalen Winkel  $\alpha_{\max}$  aller Zweierblöcke sind durch  $90^\circ$  gegeben, da die Blöcke notwendigerweise aneinander grenzen und senkrecht einfallende Myonen denkbar sind, deren Teilchenspur genau auf dieser Grenze liegt. Die minimalen Winkel unterscheiden sich hingegen je nach Anordnung der Pixel und lassen sich durch eine Energiebetrachtung weiter eingrenzen. Zwar liefert die statistische Verteilung der Energiedeposition wieder ein Argument gegen eine solche Betrachtung, jedoch lassen sich immerhin die Unsicherheiten durch verschiedene Impulse vernachlässigen, da ein vermessenes Myon beim Durchqueren der beiden Pixeln praktisch den gleichen Impuls trägt.

Abb. 4.4 zeigt eine Skizze der für die Energiebetrachtung relevanten Größen eines Zweierblocks. Die drei unterschiedlichen Möglichkeiten der Pixelanordnung werden dabei in einer Skizze zusammengefasst. Sie unterscheiden sich jeweils in  $l_1$ , der Hälfte der maximalen Ebenendiagonalen in der xy-Ebene. Waagrecht ist dabei eben diese xy-Ebene aufgetragen, senkrecht hingegen die Dicke der Pixel (z-Koordinate).

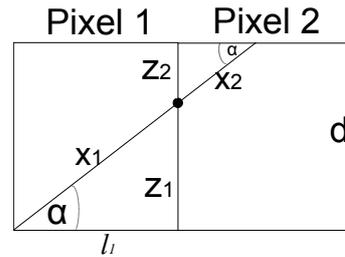


Abb. 4.4: Skizze der Längenrelation im Zweiercluster.

Unter der Annahme, dass die im Pixel deponierte Energie bzw. Ladungsmenge proportional zur zurückgelegten Strecke ist, lässt sich die Durchstoßhöhe  $z_1$  im Pixel mit dem größeren Weganteil berechnen. Mit der Dicke  $d$  der Pixel und den jeweils deponierten Energiemengen  $E_1$  und  $E_2$  ergibt sich dabei:

$$z_1 = \frac{d}{\frac{E_2}{E_1} + 1} \quad \text{und damit} \quad \alpha_{\min} = \arctan \frac{z_1}{l_1}$$

### 4.1.3 Dreiercluster

Von den sechs möglichen Dreierclustern wurden zusätzlich zu den bereits von STEPHANIE SCHÖNING betrachteten drei Möglichkeiten mit [2,0] und [2,1] zwei neue mögliche Anordnungen berücksichtigt. Somit wurde lediglich die in den Messungen nicht beobachtete Anordnung von drei diagonalen Pixeln [2,2] vernachlässigt.

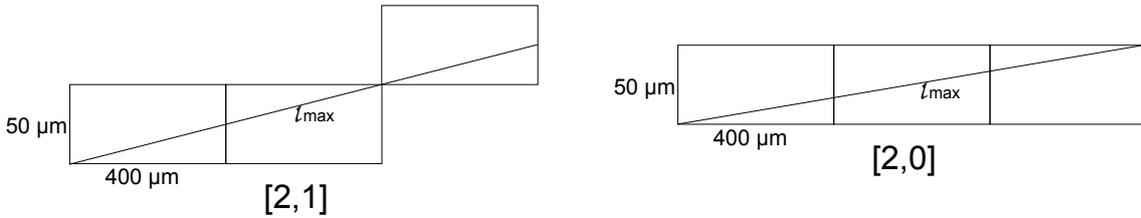


Abb. 4.5: Schematische Darstellung der neu implementierten Möglichkeiten eines Dreierclusters.

Die minimale Strecke in der Ebene  $l_{\min}$  ist für beide Möglichkeiten durch die Breite der Pixel von  $400 \mu\text{m}$  gegeben, wodurch sich der maximale Winkel  $\alpha_{\max}$  errechnet:

$$\alpha_{\max} = \arctan \frac{d}{l_{\min}} = \arctan \frac{250}{400} \approx 32^\circ.$$

Die maximalen Strecke ist für [2,1] durch  $l_{\max} = \frac{3}{2}\sqrt{(2 \cdot 400 \mu\text{m})^2 + (50 \mu\text{m})^2}$  und für [2,0] durch  $l_{\max} = \sqrt{(3 \cdot 400 \mu\text{m})^2 + (50 \mu\text{m})^2}$  gegeben.

Es ergeben sich für diese beiden (in etwa gleich langen) Strecken also minimale Einfallswinkel von  $\alpha_{\min} \approx 12^\circ$ .

### 4.1.4 Vierercluster

Für die Beschreibung der Vierercluster verliert die Konvention  $[\delta x, \delta y]$  ihre Eindeutigkeit (siehe Abb. 4.6). STEPHANIE SCHÖNING führt daher in ihrer Arbeit den zusätzlichen Parameter  $dCol$  ein, der die Anzahl der getroffenen Pixel in den unterschiedlichen Spalten angibt. Dabei werden lediglich unterschiedliche Anzahlen aufgeführt. Für Pixel, die beispielsweise in einer Reihe liegen, ist dementsprechend  $dCol=1$ .

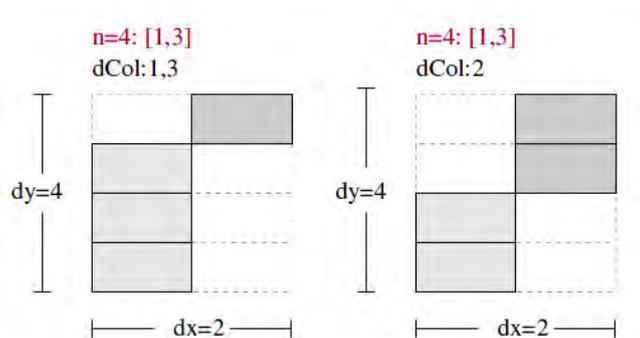


Abb. 4.6: Skizze zweier Vierercluster mit gleichem  $[\delta x, \delta y]$  und ihren dCol-Werten [2].

Zusätzlich zu den sechs bereits von Stephanie Schöning berücksichtigten Clustern wurden vier neue Möglichkeiten für die Analyse in Betracht gezogen (siehe Abb. 4.7).

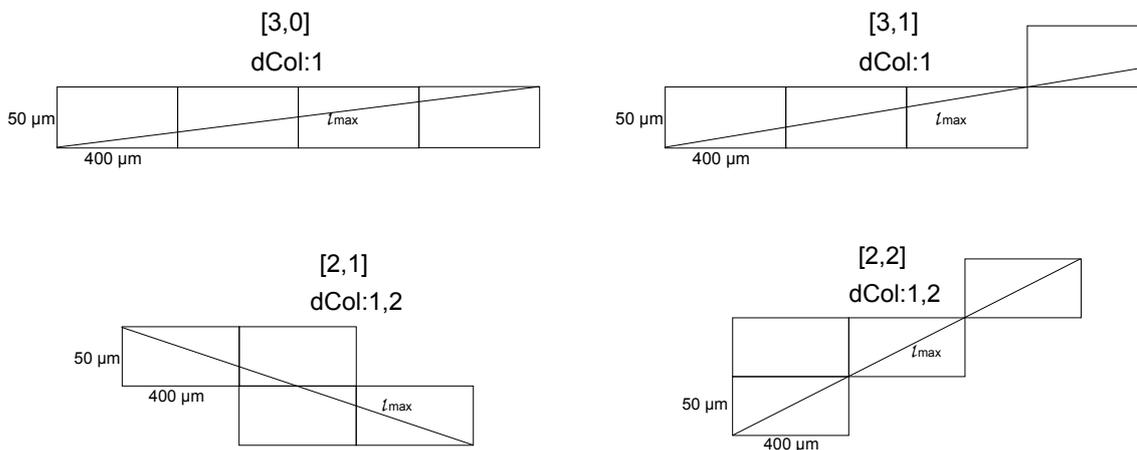


Abb. 4.7: Schematische Darstellung der zur Analyse hinzugefügten Vierercluster.

### 4.1.5 Größere Cluster

Für alle zusammenhängenden Treffercluster mit mehr als vier signalerzeugenden Pixeln wurde auf eine Betrachtung der genauen Form der Cluster verzichtet. Stattdessen reicht besonders bei großen Pixelclustern die alleinige Berücksichtigung von Breite und Höhe der Muster aus, um im Rahmen der bisherigen Genauigkeiten eine präzise Winkelrekonstruktion zu gewährleisten.

Wird die Anzahl verschiedener Spalten mit  $B$  und die der verschiedenen Reihen mit  $H$  bezeichnet, so ergibt sich die maximale Strecke in der Ebene mit:

$$l_{\max} = \sqrt{(B \cdot 400 \mu\text{m})^2 + (H \cdot 50 \mu\text{m})^2}$$

Für die minimalen Wege in der Detektorebene gilt hingegen:

$$l_{\min} = \sqrt{((B-2) \cdot 400 \mu\text{m})^2 + ((H-2) \cdot 50 \mu\text{m})^2},$$

wobei darauf zu achten ist, dass  $(B-2)$  und  $(H-2)$  nicht kleiner als 0 sein dürfen. Für  $B = 1$  bzw.  $H = 1$  wird der entsprechende Teil einfach gleich Null gesetzt.

## 4.2 Simulation des Versuches und kleinere Hilfsprogramme

Die theoretische Winkelverteilung für beliebige Detektorneigungen wurde bereits in Kapitel 2.5 hergeleitet. Es ist allerdings zu beachten, dass zwischen der Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines einzelnen Myonenwinkels und der Wahrscheinlichkeit diesen mit dem vorliegenden Detektor zu messen, unterschieden werden muss. Durch die räumliche Begrenzung der Detektorfläche kann die idealisierte Betrachtung aus Abschnitt 2.5 folglich nur begrenzt mit dem tatsächlichen Aufbau übereinstimmen. Für die Anschauung der Differenz betrachten wir ein gedachtes Myon, welches auf der Oberfläche eines Pixels am Rand des Detektors auftrifft. Für kleine Auftreffwinkel, bei denen ein langes Cluster zu erwarten ist, schränken sich die möglichen Richtungen für die Erzeugung eines langen Clusters so ein, dass das Myon nicht direkt aus dem Rand des Detektors heraus läuft. Die eine Hälfte der Richtungen würde also ein längeres Cluster liefern, für die andere Hälfte wäre die Teilchenspur nach bereits einem Pixel wieder außerhalb des Detektors. Da die Winkelrekonstruktion für Einerblöcke aber keine kleinen Winkel liefert, würde der theoretisch flache Winkel in der Analyse fälschlicherweise größeren Winkeln zugeordnet.

Die räumlichen Randbedingungen des Detektors in den Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Auftreffwinkel einzubeziehen dürfte allerdings zu durchaus komplizierten Verteilungen führen. Der Aufwand, diese zu bestimmen, ist aufgrund der Ungenauigkeit der Winkelrekonstruktion eher nicht gerechtfertigt. Eine elegantere Möglichkeit,

sich den praktischen Gegebenheiten zu nähern, ist die Erstellung einer programmierten Simulation des Versuchs. Auf die Simulationsergebnisse lassen sich wiederum die Analyseschritte des eigentlichen Experimentes anwenden, sodass bei der Winkelrekonstruktion die gleichen Fehler gemacht werden und die Ergebnisse vergleichbar sind.

Für diese Versuchssimulation wurde ein *C++* Programm erstellt, welches auf verschiedene Zufallsgeneratoren aus ROOT [11] zurückgreift. Unterschiedliche Detektorneigungen können hierbei in der Ausführung direkt aufgerufen werden und die Simulation beliebig vieler Myonen starten. Anschließend wird mit einem  $(\cos^2(\theta))$ -Zufallsgenerator ein Laborpolarwinkel zwischen 0 und  $\frac{\pi}{2}$  sowie ein beliebiger Laborazimutwinkel zwischen 0 und  $2\pi$  gewürfelt. Entsprechend der Detektorneigung wird das Winkelpaar in die entsprechenden Detektorwinkel umgerechnet und mittels eines weiteren Zufallsgenerators ein zufälliger Auftreffpunkt auf der „erweiterten“ Oberfläche des Detektors ermittelt.

„Erweiterte“ Oberfläche heißt in diesem Zusammenhang, dass die Erzeugung von Myonen auf einer Fläche simuliert wird, die deutlich größer als die eigentliche Detektorfläche ist. Trifft ein Myon nun auf dieser ca. 25fach vergrößerten Fläche neben dem eigentlichen Detektor auf und durchquert diesen in der Folge, so lassen sich interessante Randeffekte simulieren. Die simulierten Myonen treffen nun nicht mehr oberhalb oder unterhalb, sondern seitlich auf den Detektor auf. Daher kann es passieren, dass sie trotz eines flachen Auftreffwinkels nur eine kurze Strecke im Detektor zurücklegen und die Rekonstruktion des Auftreffwinkels in der Folge stark fehlerbehaftet ist.

Solange sich das Myon noch im Detektor befindet, wird zunächst diejenige der sechs Kantenflächen des aktuellen Pixels bestimmt, welche das Myon als nächstes durchquert. Aus den so ermittelten Anfangs- und Endpunkten der Teilchenspur in den einzelnen Pixeln, lassen sich die dort zurückgelegten Wegstrecken berechnen. Diese Längen werden schließlich verwendet, um über einen Zufallsgenerator mit landaufmündiger Wahrscheinlichkeitsverteilung eine induzierte Ladungsmenge je Pixel zu würfeln. Der Zufallsgenerator wird dabei mit den statistischen Werten eines mip-Myons aufgerufen, der Impuls ist also nicht variabel.

Die Reihe, Spalte und induzierte Ladungsmenge der getroffenen Pixel wird, genau wie bei der Messungsanalyse, in einer .txt Datei ausgegeben und für zusammen-

hängende Cluster in Ereignisblöcken zusammengefasst. Mit Hilfe des Auswertungsprogramms kann der simulierte Versuch auf „gemessene“ Winkel und Energieverteilungen untersucht und mit den entsprechenden Ergebnissen der realen Messung verglichen werden.

Neben der Versuchssimulation wurden vier weitere, kleinere Programme zur Auswertung geschrieben, die in ihrer Funktion sehr kurz vorgestellt werden sollen. Das erste Programm teilt die Energiedepositionen je Cluster in feste Intervalle oder, nach Wunsch, in beliebige, aber gleich große Intervalle ein. Anschließend werden die einzelnen Energiedepositionen in die Intervalle sortiert und deren Besetzungshäufigkeit notiert. Für die jeweils eingelesene Messung werden dabei auch das arithmetische Mittel und der Median der Energieverteilung als erste Anhaltspunkte einer statistischen Analyse bestimmt. Ein zweites Programm ermittelt die Winkelauflösung für Messungen und wird in Abschnitt 5.3 in seiner Funktion kurz erläutert.

Für die numerische Berechnung der in Gleichung 2.4 und 2.5 auftretenden Integrale zur Bestimmung der analytisch, theoretischen Winkelverteilung ist ein weiteres Programm verantwortlich. Detektorneigung und Intervallgrenzen (entsprechend der Auflösung) werden hier eingegeben und im Anschluss die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Winkeln im eingegebene Intervall berechnet.

Zuletzt wird mit einem Programm analog zu den Energieintervallen die Winkelverteilung bestimmt. Hier sind die Intervallgrenzen aber fest und für alle Messungen gleich, da sie auf Auswertungsergebnissen der Winkelauflösung basieren.

Besonders die Koordinatentransformationen in der Versuchssimulation sowie im Programm zur numerischen Integration wurden ausgiebig und für zugehörige Winkelpaare aus allen acht Oktanten getestet. Anschließend wurde die Detektordurchquerung für einfache, vorgegebene Winkel und Positionen (beispielsweise entlang einer Spalte, Reihe, senkrecht von unten etc.) auf eventuelle Fehler überprüft. Nach einer Reihe von Korrekturen sind hierbei keine Probleme mehr aufgetreten.



# 5 Auswertung

## 5.1 Kalibration

Zunächst wurde die mit STcontrol aufgenommene Kalibrationsmessung analysiert. Diese liefert für jeden Pixel eine Zuordnung von injizierter Ladung und gemessener ToT über eine Fitfunktion der Form:

$$\text{ToT} = a \left( \frac{b + Q}{c + Q} \right). \quad (5.1)$$

Dabei sind  $a$ ,  $b$  und  $c$  zu fittende Parameter der Kalibrationsmessung und  $Q$  die Anzahl der induzierten, freien Elektronen. Diese Anzahl lässt sich aus der kontrollierten Spannung  $V_{\text{cal}}$  mit  $Q = V_{\text{cal}} \cdot (V_{\text{CAL}} \text{ par}1)$  bestimmen. Mit den Bezeichnungen *factor* für  $a$ , *numerat. par.* für  $b$  und *denomin. par.* für  $c$  ist die typische Fitfunktion eines Pixels in Abb. 5.1 graphisch dargestellt.

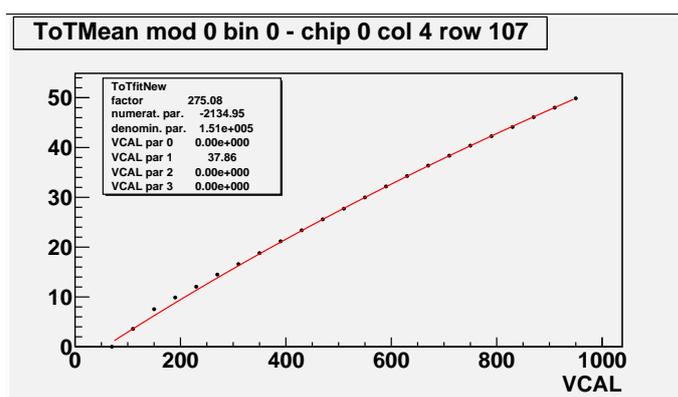


Abb. 5.1: Graphische Darstellung einer typischen ToT-Fitfunktion.

Für die Rekonstruktion der induzierten Ladungsmenge aus der gemessenen ToT

muss die Fitfunktion aus Gl. 5.1 nach  $Q$  aufgelöst werden:

$$Q = \frac{a \cdot b - \text{ToT} \cdot c}{\text{ToT} - a}$$

Obwohl sich die Parameter des Fits für jeden der  $160 \cdot 18$  Pixel geringfügig unterscheiden, wurde der Einfachheit halber für die folgende Auswertung - mit  $a = 274,57$ ,  $b = -2056,27$  und  $c = 1,45 \cdot 10^5$  - nur ein Parametersatz für die Bestimmung der induzierten Ladungsmenge in allen Pixeln gewählt. Die so entstehenden Abweichungen sind im Rahmen der Genauigkeit des Versuches allerdings zu vernachlässigen (trotz unterschiedlicher Parameter insgesamt sehr ähnliche Rekonstruktionen, da eine hohe Korrelation der Werte vorliegt).

Nun lässt sich die induzierte Ladungsmenge in jedem einzelnen Pixel rekonstruieren und diese für zusammenhängende Cluster aufsummieren. Einem Teilchendurchgang kann also eine deponierte Energiemenge zugewiesen und das Auftreten bestimmter Energien graphisch aufgetragen werden.

## 5.2 Energieverteilungen

Diese Plots sollen nun für die einzelnen Messungen bei unterschiedlichen Detektorneigungen für eine Energieintervallbreite von 1000 Ladungen erstellt werden. Die mit Bleiabschirmung durchgeführten Messungen werden mit simulierten Teilchendurchläufen und mit Messungen ohne Abschirmung verglichen. Während die Simulationsergebnisse mit Hilfe der programmierten Versuchssimulation erstellt wurden, bilden die Messdaten von [2] die Basis der Ergebnisse ohne Abschirmung. Diese alten Daten wurden dabei, genau wie die Messungen mit Abschirmung, mittels des modifizierten Analyseprogramms neu ausgewertet.

Die Energiedeposition eines einfallenden Myons wird nach Kapitel 2.2.4 durch eine Landauverteilung beschrieben. Neben der schon beschriebenen, impulsbedingten Schwankung in der Landauverteilung, führen unterschiedliche Einfallswinkel der Myonen zu einer weiteren Auffächerung. Für eine statistische Betrachtung wurde dennoch ein Landaufit an jede einzelne Verteilung gelegt. Abbildung 5.2 zeigt die graphische Auftragung exemplarisch für die Messungen ohne Detektorneigung. Für alle weiteren Neigungswinkel sind die zugehörigen Diagramme im Anhang (Abb. 8.1-8.8) wiederzufinden.

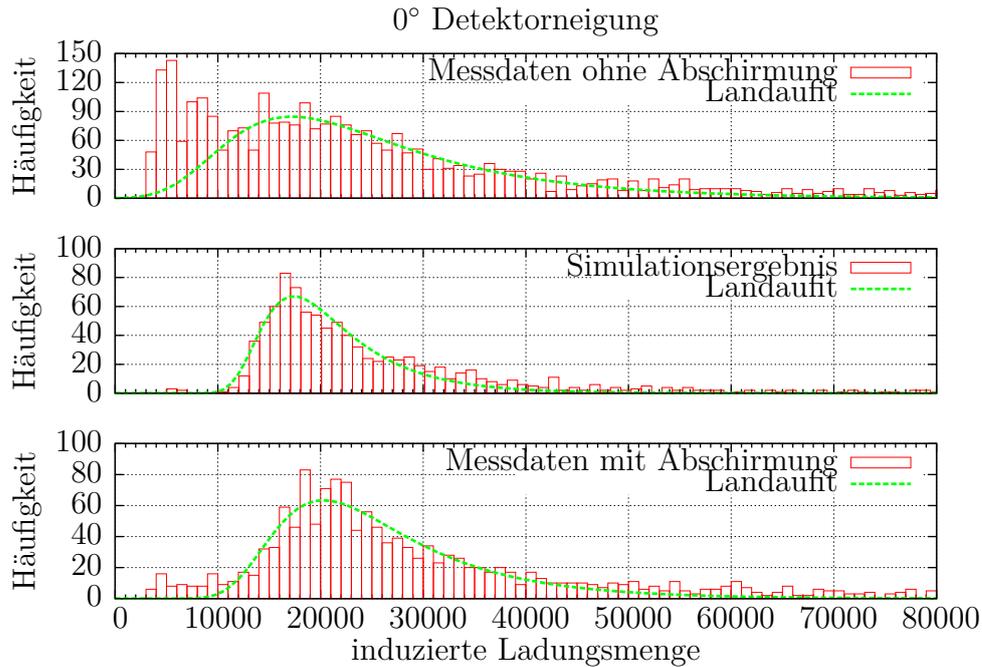


Abb. 5.2: Vergleich der Energieverteilungen bei 0° Detektorneigung. Oben: Datensatz ohne Abschirmung [2]. Mitte: Simulationsergebnisse. Unten: Bei Abschirmung gemessene Daten.

In den Messungen mit Abschirmung bei allen Detektorneigungen (und bei 30° im Besonderen) sind deponierte Energiemengen unterhalb der Nullstelle des entsprechenden Landaufits zu erkennen. Diese Energiedepositionen sind für Messungen ohne Abschirmung noch deutlich stärker ausgeprägt, treten bei simulierten Versuchsdurchläufen hingegen praktisch gar nicht auf. Es wird daher vermutet, dass es sich bei diesen Energiedepositionen um Untergrundstrahlung bzw. Rauschtreffer handelt, die für die folgende Winkelrekonstruktion vernachlässigt werden sollen. Es wird also für jede Messung eine zu deponierende Grenzenenergie bestimmt, die ein Teilchendurchlauf überschreiten muss, um als *Treffer* deklariert zu werden. Da die Landaufits für die Messungen ohne Abschirmung nur sehr große Fehlerintervalle und zusätzlich teilweise keine Nullstellen aufweisen, wird für diese Messungen die Grenze auf 10000 Ladungen festgelegt. Hier liegt in allen Messungen ein etwas niedrigeres Bin, welches einen Anhaltspunkt zu geben scheint. Die Grenzenenergien sind neben den statistischen Daten der einzelnen Landaufits sowie den Messzeiten und Trefferzahlen der Messungen in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

## 5 Auswertung

Neigung	Messgröße	mit Abschirmung	ohne Abschirmung	Simulation
0°	Cut	8000	10000	–
	$\Delta E_w$	$20300 \pm 300$	$17200 \pm 700$	$17370 \pm 150$
	$\xi$	$4600 \pm 220$	$6100 \pm 900$	$2985 \pm 105$
	Messdauer [h]	72, 16	24, 52	–
	#Treffer	1435	2300	975
10°	Cut	8000	10000	–
	$\Delta E_w$	$20200 \pm 300$	$17000 \pm 1000$	$17640 \pm 190$
	$\xi$	$4620 \pm 200$	$6700 \pm 1400$	$2830 \pm 100$
	Messdauer [h]	45, 45	48, 35	–
	#Treffer	1579	4443	967
20°	Cut	7000	10000	–
	$\Delta E_w$	$20400 \pm 300$	$17000 \pm 1000$	$18320 \pm 190$
	$\xi$	$5050 \pm 220$	$6900 \pm 1400$	$3170 \pm 140$
	Messdauer [h]	51, 13	51, 2	–
	#Treffer	1773	4773	955
30°	Cut	7000	10000	–
	$\Delta E_w$	$20700 \pm 300$	$17000 \pm 1000$	$19800 \pm 200$
	$\xi$	$5170 \pm 200$	$7500 \pm 1600$	$3680 \pm 160$
	Messdauer [h]	80, 42	47, 85	–
	#Treffer	2528	4350	948
40°	Cut	7000	10000	–
	$\Delta E_w$	$20100 \pm 400$	$16800 \pm 400$	$21240 \pm 220$
	$\xi$	$5200 \pm 300$	$7300 \pm 300$	$4010 \pm 160$
	Messdauer [h]	40, 92	46, 02	–
	#Treffer	1305	4069	975
50°	Cut	6000	10000	–
	$\Delta E_w$	$20300 \pm 400$	$18000 \pm 1000$	$26200 \pm 500$
	$\xi$	$5700 \pm 300$	$7200 \pm 500$	$6300 \pm 400$
	Messdauer [h]	49, 33	51, 35	–
	#Treffer	1535	4493	911
60°	Cut	6000	10000	–
	$\Delta E_w$	$22200 \pm 500$	$14000 \pm 3000$	$31800 \pm 800$
	$\xi$	$6600 \pm 400$	$7000 \pm 3000$	$9900 \pm 700$
	Messdauer [h]	46, 18	21, 82	–
	#Treffer	1350	1873	887

Neigung	Messgröße	mit Abschirmung	ohne Abschirmung	Simulation
70°	Cut	5000	10000	–
	$\Delta E_w$	$23000 \pm 500$	$15000 \pm 2000$	$34000 \pm 1000$
	$\xi$	$7200 \pm 400$	$7000 \pm 2000$	$13000 \pm 1000$
	Messdauer [h]	55, 27	56, 18	–
	#Treffer	1517	7050	845
80°	Cut	5000	10000	–
	$\Delta E_w$	$24000 \pm 500$	$10000 \pm 4000$	$37000 \pm 2000$
	$\xi$	$7600 \pm 400$	$9000 \pm 1000$	$15500 \pm 1500$
	Messdauer [h]	45, 28	32, 9	–
	#Treffer	1238	2533	811

Tab. 5.1: Statistische Größen der Energieverteilungen.

### 5.3 Winkelauflösung

Für die Cluster der Teilchendurchläufe, welche die definierte Energiegrenze überschreiten, lassen sich nun mit den in Kapitel 4 vorgestellten Methoden die möglichen Einfallswinkel bestimmen. Diese Rekonstruktionen liefern die maximal und minimal möglichen Einfallswinkel  $\alpha_{\max}$  und  $\alpha_{\min}$ , deren Mittelwert als gemessener Winkel verzeichnet wird. Besonders für kleine Clustergrößen entstehen so beachtliche Messunsicherheiten, denen Rechnung getragen werden muss. Dafür wird der mögliche Wertebereich von  $0^\circ$  bis  $90^\circ$  in verschiedene Intervalle unterteilt, deren Breite die Messunsicherheiten, der jeweils gemessenen Winkel leicht überschreitet. Analog zu den Energieverteilungen können anschließend die Häufigkeiten der gemessenen Winkel in den einzelnen Intervallen aufgetragen werden.

Die Bestimmung der Winkelintervalle erfolgte mit einem weiteren, kleinen Analyseprogramm. Dabei wurden die Winkelverteilungen der längsten Messung ohne Detektorneigung und bei  $70^\circ$  Neigung betrachtet. Der mögliche Wertebereich wurde zunächst in 9 gleich große Intervalle der Breite  $10^\circ$  geteilt. Für Messwerte in diesen Intervallen wurde nun die mittlere Messunsicherheit in Grad als *Auflösung* sowie die Anzahl der Einträge notiert und in Tabelle 5.2 zusammengetragen. In den letzten beiden Winkelintervallen  $[70^\circ, 80^\circ]$  und  $[80^\circ, 90^\circ]$  sind keine Einträge verzeichnet worden, sodass sich in der Folge eine Auflösung von  $0^\circ$  ergibt. Dieser Messbereich darf nicht als besonders präzise missverstanden werden, sondern sollte sich im Gegenteil durch ein großes, zugeordnetes Winkelintervall auszeichnen.

Intervall	Messung bei 0°		Messung bei 70°	
	Auflösung	Trefferzahl	Auflösung	Trefferzahl
[0°, 10°]	1	9	1	24
[10°, 20°]	4	21	3	80
[20°, 30°]	7	50	7	113
[30°, 40°]	13	130	13	235
[40°, 50°]	19	248	19	303
[50°, 60°]	27	348	26	310
[60°, 70°]	25	617	25	437
[70°, 80°]	0	0	0	0
[80°, 90°]	0	0	0	0

Tab. 5.2: Auflösungsbestimmung zur Intervalleinteilung.

Basierend hierauf wurde der Bereich von 0° bis 20° in vier Intervalle der Breite 5° geteilt. Die errechnete Auflösung ist zwar teilweise noch etwas kleiner, jedoch sollten die Trefferzahlen in den Intervallen aus statistischen Gründen nicht zu klein werden. Für Werte bis 40° folgen der Auflösung entsprechend ein 7° und ein 13° Intervall, welche durch ein 20° Intervall für Werte bis 60° und ein abschließendes 30° Intervall ergänzt werden. Für diese einzelnen Intervalle lassen sich nun die gemessenen und simulierten Winkel bestimmen und zusammen mit den errechneten Winkeln der analytischen Theorie (Abschnitt 2.5) auftragen.

Intervalle für die Winkelbetrachtung							
[0°, 5°]	[5°, 10°]	[10°, 15°]	[15°, 20°]	[20°, 27°]	[27°, 40°]	[40°, 60°]	[60°, 90°]

## 5.4 Winkelverteilungen

Die Integrale der theoretischen Winkelverteilungen (Gl. 2.4 und 2.5) wurden numerisch berechnet. Die so erhaltenen Wahrscheinlichkeiten für die jeweiligen Winkelintervalle wurden in Abb. 5.3 wieder exemplarisch für eine horizontale Detektorausrichtung ohne Neigung, zusammen mit Messergebnissen, aufgetragen. Ergänzt werden die Darstellungen durch eine neuerliche Analyse der Messdaten ohne Abschirmung von [2] und den Auswertungen der Versuchssimulationen. Die Graphiken zu allen

weiteren Detektorneigungen befinden sich im Anhang (Abb. 8.10-8.12).

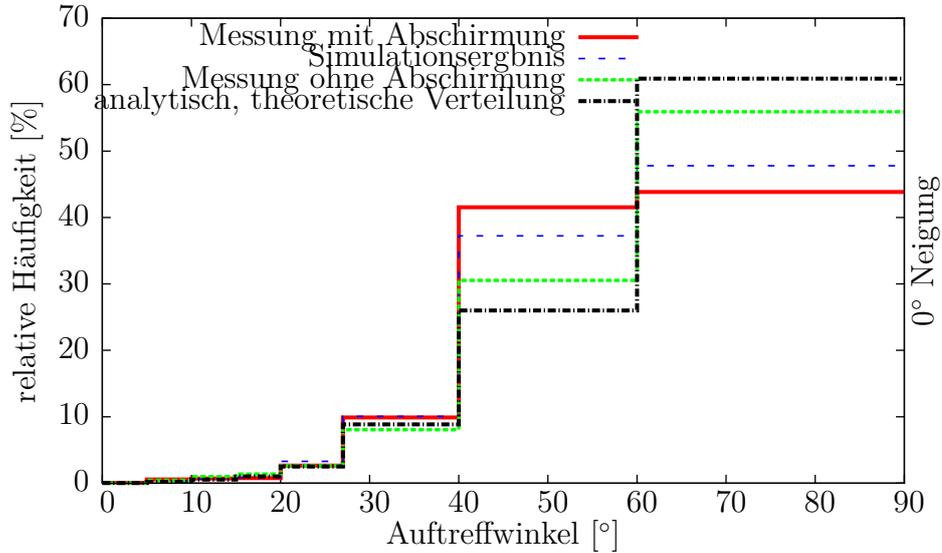


Abb. 5.3: Vergleich der bestimmten Winkelverteilungen für die Messungen ohne Detektorneigung.

## 5.5 Blocklänge

Als weitere Größe, welche den Teilchendurchgang im Detektor charakterisiert, soll nun die Anzahl der getroffenen Pixel betrachtet werden. Die Betrachtung ist insbesondere interessant, da die Zahl der getroffenen Pixel stark mit der Zuordnung zu möglichen Einfallswinkeln korreliert (und logischerweise mit der Energiedeposition). So werden Einercluster überwiegend im Intervall von  $60^\circ$  bis  $90^\circ$  verordnet, während für Teilchendurchgänge mit mehr als 14 getroffenen Pixeln Einfallswinkel oberhalb von  $20^\circ$  ausgeschlossen werden können.

Die graphische Darstellung soll im Folgenden auf ein Clusterintervall bis zu 20 getroffenen Pixeln eingeschränkt werden, da auch in den Simulationsergebnissen bei großer Detektorneigung oberhalb dieser Grenze nur wenige Cluster zu erkennen waren. In der Analyse wurden aber sämtliche, zusammenhängende Pixelcluster bis zu einer Anzahl von 120 signalerzeugenden Pixeln berücksichtigt. Während in den Simulationsergebnissen in den angesprochenen Regionen oberhalb der Grenze von 20

## 5 Auswertung

zusammenhängenden Pixeln noch vereinzelte Treffer auftraten, war dies in den Messergebnissen nur die absolute Ausnahme.

Aufgetragen werden die Blocklängen nur für solche Teilchendurchgänge, die im Sinne der Winkelbetrachtung bereits als *Treffer* identifiziert wurden. Hierbei ist darauf zu achten, dass die Treffer anhand einer Grenzenergie klassifiziert wurden.

Gemessene Signale, die nicht als Treffer deklariert wurden, weisen sich mit ihrer niedrigen, induzierten Ladungsmenge durch überwiegend kurze Clusterspuren aus. Besonders bei den Messdaten ohne Abschirmung wurde also ein erheblicher Teil der ursprünglichen Einer- und Zweierblöcke bereits aussortiert.

Der graphische Zusammenhang wird erneut exemplarisch für die Messungen ohne Detektorneigung in Abbildung 5.4 gezeigt. Für die weiteren Detektorneigungen sind diese wieder im Anhang (Abb. 8.13 und 8.14) zu finden.

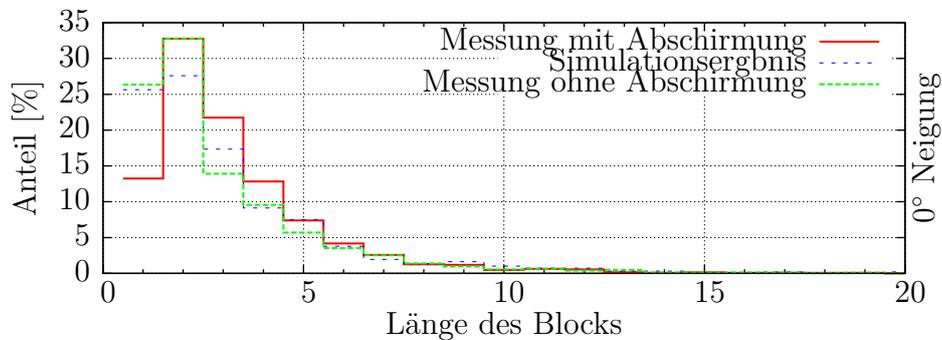


Abb. 5.4: Vergleich der Anteile einzelner Clustergrößen für Messungen ohne Detektorneigung.

# 6 Diskussion und Ausblick

Im Anschluss an die Auswertung sollen die graphisch dargestellten Zusammenhänge nun analysiert und eingeordnet werden. Neben Fehlerquellen wird dabei ebenso auf mögliche Verbesserungen eingegangen und ein Ausblick gegeben.

## 6.1 Einordnung der Messergebnisse

Aus dem Vergleich der Energieverteilungen (Abb. 8.1 - 8.8) der einzelnen Messreihen ist zunächst festzuhalten, dass bei Messungen mit Abschirmung deutlich seltener kleine Energiemengen deponiert werden, als dies bei Messungen ohne Abschirmung der Fall ist. Diese Beobachtung stützt die Erwartung, dass die verschwindenden, kleinen Energiedepositionen Untergrundstrahlungen zuzuordnen sind, welche durch die Abschirmung nicht mehr vermessen werden. Durch den Versuchsaufbau mit Abschirmung erhalten wir also eine Energieverteilung, welche sich besser durch eine Landauffunktion beschreiben lässt.

Während sich aber die simulierte Energieverteilung nach Tabelle 5.1 für steigende Neigungswinkel um ein Vielfaches auffächert ( $\xi(0^\circ) = 2985 \pm 150$  zu  $\xi(80^\circ) = 15500 \pm 1500$ ), nimmt die Verteilungsbreite für die Messung mit Abschirmung deutlich weniger stark zu ( $\xi(0^\circ) = 4600 \pm 220$  zu  $\xi(80^\circ) = 7600 \pm 400$ ). Gleichzeitig verschiebt sich der Wert der wahrscheinlichsten Energiedeposition für den simulierten Versuchsaufbau erheblich stärker ( $\Delta E_w(0^\circ) = 17370 \pm 150$  zu  $\Delta E_w(80^\circ) = 37000 \pm 2000$ ) zu großen Energien, als dies bei der Messung zu beobachten ist ( $\Delta E_w(0^\circ) = 20300 \pm 300$  zu  $\Delta E_w(80^\circ) = 24000 \pm 500$ ). Im Vergleich zu den Messungen ohne Abschirmung ist diese geringfügige Zunahme allerdings schon als kleiner Fortschritt zu vermerken, da sowohl Verteilungsbreite als auch wahrscheinlichster Depositionswert hier in etwa konstant bleiben und mit großen Fehlerintervallen behaftet sind. Dennoch ist die Erkenntnis unumstößlich, dass die Messergebnisse hier bereits deutlich von den Erwartungen bzw. der Simulation abweichen.

Auffällig ist in Abb. 5.5 für die Messung mit Abschirmung das Auftreten zweier

Peaks für sehr geringe Energiemengen. Energiedepositionen in diesen beiden Intervallen traten ca. 2000 mal auf, die eigentliche Höhe der Peaks liegt dementsprechend weit außerhalb des dargestellten Bereiches. Diese Unregelmäßigkeit ist allerdings eher äußeren Störfaktoren wie elektronischer Strahlung zuzuordnen und nicht der Charakteristik des Versuches. Um diese Vermutung zu bestätigen, sollten weitere Informationen der betreffenden Treffercluster, beispielsweise eine Trefferkarte, berücksichtigt werden.

Die Winkelverteilungen (Abb. 8.10 - 8.12) zeigen für kleine Detektorneigungen eine verhältnismäßige gute Übereinstimmung der verschiedenen Datenreihen. Besonders bei  $0^\circ$  und  $10^\circ$  Neigung entfernen sich die Kurven der Simulation und der Messreihe mit Abschirmung kaum voneinander. Ab einer Neigung von  $20^\circ$  ändert sich das Bild jedoch. Die Simulationskurven verschieben sich zunehmend in den Bereich kleiner Auftreffwinkel, während die Messkurven weiterhin von hohen Winkeln dominiert werden. Zwar treten bei stärkerer Detektorneigung auch für die Rekonstruktion der Messung mit Abschirmung kleinere Winkelbereiche auf, die zusätzlich etwas stärker vertreten sind, als bei Messung ohne Abschirmung, jedoch liegen die Anteile weit unterhalb der Simulationswerte.

Im Vergleich zwischen Abschirmungsmessung und Datenreihe ohne Abschirmung fällt weiterhin auf, dass für alle Detektorneigungen der Anteil an Winkeln im Intervall  $[60^\circ, 90^\circ]$  durch die Abschirmung deutlich kleiner wird. Der Effekt war zu erwarten, da im Intervall mit großen Einfallswinkeln hauptsächlich Einpixeltreffer liegen, die sich wiederum durch kleine Energiedepositionen auszeichnen. Da gerade diese kleinen Energiedepositionen häufig Hintergrundstrahlung zugeordnet wurde, ist deren Abnahme zu erwarten.

Ein Vergleich zwischen Simulationsergebnis und den Werten aus der analytischen Theorie zeigt schließlich, besonders für große Detektorneigungen, eine ausgeprägte Übereinstimmung. Diese Übereinstimmung ist zumindest als kleiner Erfolg der Auswertungsmethoden zu verbuchen, da die Simulationsergebnisse mit Hilfe des gleichen Analyseprogramms wie die eigentlichen Messungen untersucht wurden. Trotz der Vereinfachungen in der Winkelrekonstruktion, scheint die Analyse also im Rahmen der relativ breiten Winkelintervalle zu brauchbaren Ergebnissen zu führen.

Auch bei der Betrachtung der Blocklängen (Abb. 8.13 und 8.14) ist das bereits bekannte Muster wiederzufinden. Für geringe Detektorneigungen sind kurze Pi-

xelcluster dominant, die mit geringen Energiedepositionen und großen Einfallswinkeln einhergehen. Die beiden Messkurven liegen hier noch relativ eng an der Simulationskurve, ehe sie sich für größer werdende Detektorneigungen zunehmend davon entfernen. Während für die Simulationskurven eine deutliche Verschiebung zu größeren Pixelclustern zu erkennen ist, fällt der Unterschied für die beiden Messungen geringer aus. Beim Versuchsaufbau mit Abschirmung werden zwar insgesamt häufiger lange Cluster erzeugt, als bei den Referenzmessungen ohne Abschirmung, der Unterschied zur Simulationskurve ist jedoch beträchtlich.

Die Messergebnisse der Energie- und Winkelverteilung sowie der Blocklänge sind zwar in sich konsistent, weisen jedoch eine deutliche Abweichung zu den Ergebnissen der Simulation auf. Es lässt sich nun natürlich auch das Simulationsergebnis selber hinterfragen. Die Winkelverteilungen liefern, wie bereits erwähnt, einen direkten Vergleich zwischen der analytischen Theorie und der Simulation. Dieser Vergleich zeigt aber, vor allem in kleinen Winkelbereichen, für alle Detektorneigungen eine große Übereinstimmung. Lediglich in den beiden größten Winkelintervallen, in denen vor allem kleine Cluster dominant sind, zeigt sich erst für starke Detektorneigungen eine passable Übereinstimmung.

Die theoretische Winkelverteilung im Laborsystem (Gl. 2.1), auf der sowohl die theoretische Winkelverteilung bei Detektorneigung, als auch die Simulationsergebnisse aufbauen, kann also im Experiment nicht verifiziert werden.

## 6.2 Fehlerquellen

Eine weitere Möglichkeit, die Simulationsergebnisse mit der Theorie zu vergleichen, bieten die Energieverteilungen bei  $0^\circ$  Neigung. Hier sollte die Simulation mit der theoretischen Landauverteilungen eines senkrecht einfallenden Myonens (Abb. 4.2) weitestgehend übereinstimmen. Der Zufallsgenerator der Energiedeposition wird in der Simulation mit den statistischen Werten eines mip-Myons ( $\beta\gamma = 3.5$ ) aufgerufen, sodass für den Vergleich die Verteilung bei einem Impuls von  $0.5 \frac{\text{GeV}}{c}$  herangezogen wird. In der Simulation können dabei Myonen mit größeren Einfallswinkeln - entsprechend der theoretischen Winkelverteilung - vorkommen, die eine längere Strecke im Detektor zurücklegen und somit etwas mehr Energie deponieren sollten. Der Vergleich zeigt jedoch, dass der wahrscheinlichste Wert der Energiedeposition ( $\Delta E_w = 17370 \pm 150$ ) für die Simulation etwas geringer ausfällt, als in der Theorie

( $\Delta E_w = 18602$ , Berechnung nach Kapitel 2.2.4).

Die Abweichung von der Theorie fällt mit ca. 7% insgesamt aber nicht allzu groß aus und ist in ihrer Tendenz durchaus nachvollziehbar. Durchläuft ein Myon den Detektor, besteht immer die Möglichkeit, in den Randpixeln eine kleine Strecke zu durchqueren, die nicht ausreicht um die Ladungsschwelle von 3000  $e$  zu überschreiten. Von der gesamten, im Detektor induzierten, Ladung wird dieser Teil nicht vermessen, sodass sich für Simulation und Messungen eine kleine Erniedrigung der wahrscheinlichsten Energiedeposition ergibt.

Ein weiterer Effekt, der für die Messung hier zum Tragen kommt, ist das Ausbilden von Ladungswolken an den Teilchenspuren. Die induzierte Ladung ist nicht punktförmig an der Flugbahn der einzelnen Myonen zu verordnen, sondern verteilt sich über einige Mikrometer. Aufgrund der geringen Durchmesser dieser entstehenden Ladungswolken, wird der Effekt hauptsächlich für Teilchenspuren relevant, die sehr eng an Pixelkantenflächen verlaufen. Hier kann es wieder dazu kommen, dass ein Teil der Ladung im benachbarten Pixel induziert wird, der allerdings nicht ausreicht um die Messschwelle dort zu überschreiten.

Besonders der letzte in der Simulation vernachlässigte Effekt sollte aber wegen der speziellen, vorausgesetzten Flugbahnen (parallel und in geringer Distanz zu Kantenflächen) nur geringfügige Auswirkungen auf die Messungen haben. Die Größenordnung der maximalen Messverluste, die aus kurzen Teilchenspuren in Randpixeln resultieren, sollte hingegen im Bereich der Diskriminatorschwelle von 3000  $e$  liegen. Es ließen sich auch Grenzfälle konstruieren, in denen beim Auftreffen und Verlassen des Myons einige Pixel getroffen werden, ohne dort eine überschwellige Strecke zurückzulegen. Der Effekt kann also durchaus im Bereich von 10000  $e$  und mehr liegen. Aber auch hier sind die Teilchenspuren wieder so speziell gewählt (Auftrittspunkt nah an Pixelecken, Durchstoßen von mindestens 2 Pixeln, in denen die Schwelle nicht überschritten wird), dass die Wahrscheinlichkeit solche Grenzfälle zu beobachten eher gering ist.

In der Analyse der Clustergeometrie und anschließender Rekonstruktion der Einfallswinkel wurde das Vorhandensein der Diskriminatorschwelle ebenfalls vernachlässigt. So ist bei den Bestimmungen der maximalen Ebenendiagonalen in Kapitel 4.1 immer davon ausgegangen worden, dass die Myonen neben den signalerzeugenden Pixeln in keinen weiteren Pixeln Wegstrecke zurücklegen dürfen. Für die gefundenen Cluster wäre ein solcher Durchgang in weiteren Pixeln aber denkbar, sofern dort in der Fol-

ge weniger als 3000  $e$  induziert werden. Die maximalen Ebenendiagonalen könnten folglich etwas größer und die minimalen Einfallswinkel  $\alpha$  entsprechend etwas kleiner sein.

Die gewählten Auswertungsmethoden führen also zu einer systematischen Überschätzung der Einfallswinkel. Diese Überschätzung sollte besonders für kleine Cluster eine größere Rolle spielen, da die Längendifferenzen hier stärker ins Gewicht fallen. Die systematischen Ungenauigkeiten der Analyse scheinen nach dem Vergleich der Winkelverteilungen von Simulation und analytischer Theorie insgesamt aber eher eine untergeordnete Rolle zu spielen. Schließlich war eine gute Übereinstimmung zwischen der direkt, analytisch bestimmten Winkelverteilung und der unter Verwendung der Analysemethoden aus der Simulation erhaltenen Verteilung beobachtet worden.

Neben den systematischen Ungenauigkeiten in der Analyse müssen auch die Auswirkungen statistischer Fehler in Betracht gezogen werden. Während im Simulationsprogramm der Detektordurchlauf für beliebig viele Myonen nachgestellt werden kann, begrenzt die rechenaufwendige Analyse der Durchläufe die Zahl auf eine Größenordnung von etwa 1000 Myonen pro Durchlauf. Die aus dieser relativ geringen Zahl resultierenden Schwankungen in den rekonstruierten Größen sind in Abb. 6.1 exemplarisch für die Winkelverteilung bei  $70^\circ$  Detektorneigung dargestellt. Hier wurden die Winkelverteilungen von drei Simulationsdurchläufe (mit 2000 simulierten Myonen) unter gleichen Bedingungen miteinander verglichen. Die generelle Form der Winkelverteilung stimmt dabei für die drei durchgeführten Simulationen gut überein, die Besetzungshäufigkeit der einzelnen Intervalle kann allerdings durchaus voneinander abweichen. Betrachten wir das Intervall  $[20^\circ, 27^\circ]$ , in dem mit maximaler Besetzung von  $n_1=357$  und minimaler Besetzung von  $n_2=312$  die größte Abweichung auftaucht, so ergeben sich die statistisch erwarteten Fehler aus  $\sqrt{n}$  mit  $\sigma_{n_1} = 19$  und  $\sigma_{n_2} = 18$ . In diesem Intervall liegt die Abweichung also sogar außerhalb der statistisch erwarteten Fehler, da sich die Fehlerintervalle um die beiden Besetzungen nicht schneiden.

Für die durchgeführten Messungen liegt trotz der langen Messdauern von 41 bis zu 80 Stunden die Zahl der als Treffer deklarierten Ereignisse überwiegend zwischen 1200 und 1800. In der Auswertung fällt somit eine sinnvolle Wahl für die Breite der Energieintervalle schwer. Zwar sollte die Breite nicht so groß sein, dass sie die Un-

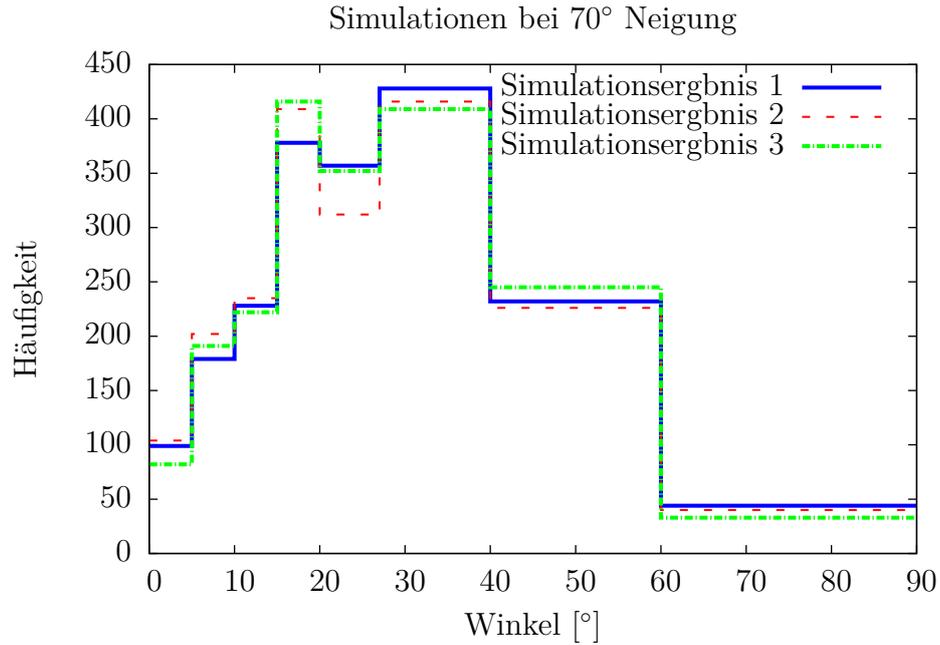


Abb. 6.1: Vergleich von drei Simulationdurchläufen bei 70° Neigung.

terschiede zwischen den einzelnen Messungen bei verschiedenen Detektorneigungen verschluckt, allerdings sollten auch nicht zu wenige Einträge in den betrachteten Intervallen liegen, um die statistische Aussagekraft zu erhöhen. Die Ungenauigkeiten folgen mit  $\sqrt{n}$  der Poisson-Verteilung, wodurch die relativen Ungenauigkeiten dementsprechend für große  $n$  klein werden.

Die gewählte Breite von 1000  $e$  trägt dabei zwar den Unterschieden in der Anzahl induzierter Ladungen Rechnung. Aus den Verteilungen ist allerdings zu erkennen, dass nur wenige Intervalle mit einer Häufigkeit größer als 50 besetzt sind. Die Aussagekraft der ermittelten, statistischen Größen  $\Delta E_w$  und  $\xi$  ist daher eingeschränkt und es ist nicht zu erwarten, dass durch die erhobenen Daten bereits eine statistische Sättigung erreicht wurde.

### 6.3 Mögliche Konsequenzen

Die beobachteten, großen Unterschiede zwischen Messung und Simulation liegen nicht im Rahmen einer statistischen Schwankung. Vielmehr scheinen andere Fak-

toren die eigentlich intendierte Messung der reinen Myonenspuren zu überlagern. Dazu könnten weiterhin radioaktive Strahlung aus Radonzerfällen innerhalb des abgeschirmten Volumens sowie aus intrinsischer Verunreinigung des Bleis zählen. Ebenso ist zu beachten, dass zwar der Detektorchip vollständig, elektrische Zuleitungen - etwa zur Verarmung - und das USB-PixBoard hingegen nicht abgeschirmt wurden.

Als Indiz für eine solche Überlagerung der myonischen Ereignisse kann die für verschiedene Detektorneigungen konstant bleibende Einfallrate betrachtet werden. Diese Rate ist in der Theorie nach Kapitel 2.2 mit  $1 \frac{\text{Myon}}{\text{cm}^2 \cdot \text{min}}$  für Messungen an horizontalen Flächen gegeben. Es ist daher zu erwarten, dass die Rate für größere Detektorneigungen deutlich abnimmt, da sich die horizontal projizierte Detektorfläche verringert.

Tabelle 5.1 zeigt hingegen, dass sich diese Erwartung nicht bestätigt. Die Messung ohne Detektorneigung (und damit der größten horizontalen Fläche) weist mit  $19.9 \frac{\text{Treffer}}{\text{Stunde}}$  sogar die niedrigste Rate aller Messungen auf.

Überhaupt ist mit der theoretischen Myonenrate von  $1 \frac{\text{Myon}}{\text{cm}^2 \cdot \text{min}}$  bei einer horizontalen Detektorfläche von  $0.61 \text{ cm}^2$  für eine Messung über 70 Stunden eine Trefferzahl von ca. 2500 zu erwarten. Die Messung liefert hingegen eine tatsächlich ermittelte Trefferzahl von 1435. Die Annahme, dass weitere Faktoren die Vermessung der Myonen überlagern, macht also nur noch Sinn, wenn überhaupt keine Myonen gemessen oder mehr als die Hälfte der eigentlichen Treffer in der Analyse aussortiert würden. Für die meisten der steil einfallenden Myonen sind aber kleine Cluster zu erwarten, in denen viel Energie deponiert wird und die sehr leicht als zusammenhängend zu erkennen sind.

Sind also überhaupt keine Myonen vermessen worden? Dagegen spricht das aufgenommene Energiespektrum bei Messungen ohne Detektorneigung, welches sich zumindest einigermaßen mit den Erwartungen deckt. Nicht zuletzt spricht wohl außerdem die Gegenfrage: „Warum sollten wir die mit Sicherheit einfallenden Myonen nicht vermessen?“ dagegen. Schließlich ist ein Grund für deren Abschirmung auf ihrem Weg zwischen Entstehung in der Atmosphäre und Vermessung im Labor nicht zu erkennen und der Detektor ebenfalls sensitiv auf Myonen. Eine finale Erklärung für die Differenzen zwischen Mess- und Simulationsergebnissen kann also vorerst nicht geliefert werden.

## 6.4 Ausblick

Der bisherige Kenntnisstand reicht den aufgeworfenen Fragen entsprechend nicht aus, um die Abweichungen der Messergebnisse von den Erwartungen bzw. der Simulation zu erklären. Bevor weitere Messungen aufgenommen werden, sollte daher zunächst geklärt werden, wie sich diese Abweichungen plausibel erläutern lassen. Dafür müsste in erster Linie in Erfahrung gebracht werden, ob es sich bei den vermessenen Teilchen mit *Sicherheit* um Myonen handelt. Anschließend sollte der Frage nachgegangen werden, warum sich die Myonenrate für zunehmende Detektorneigung nicht verringert. Dabei sollte natürlich zuerst berechnet werden, in welchem Maße genau eine Verringerung der Rate, gemäß dem Winkelspektrum der Myonen, zu erwarten ist.

Eine Motivation, grundsätzlich Messungen mit dem Versuchsaufbau weiter zu verfolgen, liefern hingegen die Simulationsergebnisse. Besonders für die Winkelverteilungen ist hier im Vergleich zu der analytischen Theorie aufgezeigt worden, dass aus der Analyse der geometrischen Clusterinformationen die theoretische Winkelverteilung verifiziert werden kann.

Für die Analysemethoden besteht weiterhin ein Verbesserungspotential. Die als Fehlerquelle beschriebene Überschätzung der minimalen Einfallswinkel könnte verringert werden. Eine Abschätzung der möglichen Verlängerung der maximalen Ebenendiagonalen dürfte dazu beitragen.

Das Analyseprogramm könnte insgesamt so umgeschrieben werden, dass das aufwendige Zwischenspeichern der Pixelinformationen sich in erster Überarbeitung auf zusammengefasste Pixelblöcke einschränkt. Eventuell könnte auch ein Analyseweg gefunden werden, der komplett auf das Zwischenspeichern verzichtet und so eine Verarbeitung von größeren Datenmengen ermöglicht. Zwar ist nicht zu erwarten, dass dies für die Messungen nötig sein wird, jedoch könnten aussagekräftigere Simulationen mit einer größeren Anzahl an simulierten Teilchendurchläufen verarbeitet werden. Als weitere Funktion könnte dem Analyseprogramm die Möglichkeit hinzugefügt werden, Energieverteilungen nach sortierten, rekonstruierten Einfallswinkeln zu erstellen. Diese Energieverteilungen ließen sich direkt mit theoretischen Landauverteilungen vergleichen, da die im Detektor zurückgelegte Wegstrecke - mit Ausnahme von Randeffekten - gleich ist.

Die programmierte Simulation lässt sich verhältnismäßig einfach verbessern. So könnte das Einfügen eines weiteren Zufallsgenerators das Impulsspektrum der einfal-

lenden Myonen imitieren. Sinnvoll erscheint es ebenfalls, die induzierten Ladungen in den Pixeln zu notieren, in denen die Ladungsschwelle nicht überschritten wurde. Summiert man diese Ladungen auf, so lässt sich der als Fehlerquelle beschriebene Effekt der geringen Ladung in den Randpixeln abschätzen.

Wünschenswert wäre es weiterhin, die Diskriminatorschwelle von ca. 3000 Ladungen herabzusetzen, um mögliche Informationsverluste zu verringern. Die technische Umsetzung ist derzeit allerdings nicht gegeben, da sich unterhalb dieser Grenze eine schlechte Unterscheidung von Hintergrundrauschen und Treffern ergibt.



# 7 Didaktische Betrachtung

Die Grundlage einer didaktischen Betrachtung ist die Überprüfung, ob Lernziele, Inhalte, Methoden und Zielgruppe in einem angemessenen Verhältnis zueinander stehen. Für den schulischen Unterricht ergibt sich in der Regel also die Frage, wie für eine bestimmte Schulklasse vorgegebene Lernziele (teilweise auch Inhalte) angemessen vermittelt werden können. Im Folgenden wird sich hingegen die Frage nach dem didaktischen Wert des beschriebenen Pixeldetektorversuches gestellt. Im Vergleich zum schulischen Alltag wird dementsprechend unter Vorgabe des Inhalts bzw. der Methode genau umgekehrt agiert und nach möglichen Lernzielen gesucht. Die Zielgruppe wird dabei allerdings nicht auf Schülerinnen und Schüler eingeschränkt, sondern umfasst vielmehr auch Studierende.

## 7.1 Im schulischen Kontext

Konkrete Lerninhalte lassen sich vor allem im Kapitel der Theorie finden. So stellt das Myon als Untersuchungsobjekt in der Schule etwas Neues und Unbekanntes dar. Dieses unbekannte Elementarteilchen zu entdecken und in einigen Eigenschaften zu vermessen, kann durchaus motivierend für die Schülerinnen und Schüler sein. Für den Nachweis der Myonen bietet sich, im Gegensatz zum aufwendigen Pixeldetektorversuch, jedoch eher der Versuchsaufbau mit einer Kamiokanne an [12]. Nicht zuletzt der hergestellte Alltagsbezug durch die Kaffeekannenform wirkt sich bei diesem Aufbau deutlich schülergerechter aus.

Ein weiteres Ziel könnte es sein, die Winkelverteilung der Myonen zu vermessen. Die komplizierten, theoretischen Verteilungen für den geneigten Detektor sprechen allerdings dafür, diese höchstens für den Messbetrieb ohne Neigung zu bestimmen. Außerdem sind die Messdauern von einigen Tagen im Rahmen des normalen Unterrichts kaum zu realisieren. Hier wäre hingegen, sofern das Material zur Verfügung steht, eine Koinzidenzmessung mit einem zweiten Detektor denkbar. Aus einfachen geometrischen Überlegungen unter Berücksichtigung der Durchstoßpunkte könnten

die Schülerinnen und Schüler eigenständige Analysen betreiben.

Die Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie mit der Energiedeposition nach Bethe-Bloch und der Landauverteilung übersteigen ebenfalls die Anforderungen des Regelunterrichts in der gymnasialen Oberstufe. Möglich wäre hier höchstens eine Arbeitsphase im Rahmen einer Projektwoche zum Thema Detektorphysik, mit Bezug zur aktuellen Forschung am CERN.

Somit bleiben als mögliche Lerninhalte lediglich einzelne Aspekte des Versuches, insbesondere die typische relativistische Rechnung mit den Myonen, der generelle Aufbau eines Ionisationsdetektors und die natürliche Radioaktivität als Störfaktor übrig. Diese Lerninhalte rechtfertigen allerdings kaum die aufwendige Versuchsdurchführung, bzw. lassen sich anhand des Versuches nicht gut in Szene setzen.

Letztlich ist ein adäquates Anwendungsfeld des Versuches im schulischen Kontext nicht zu verordnen.

### 7.2 Für Studierende

Die Anwendungsmöglichkeiten des Versuches im Rahmen eines physikalischen Praktikums an der Universität sind deutlich eher gegeben. Die Studierenden erwerben in den Einführungsvorlesungen zur Kern- und Teilchenphysik alle notwendigen theoretischen Grundlagen und sind ebenfalls in die Grundlagen des Experimentierens eingewiesen. Wichtig ist es nun die Anwendungsfelder zu finden, in denen der Versuch wirklich sinnvoll ist. Möchte man Myonen nur nachweisen oder hauptsächlich deren Winkelverteilungen bestimmen, sind bereits weniger aufwendige bzw. genauere Versuchsaufbauten vorgeschlagen worden.

Als Lernziel könnte viel eher der Umgang mit einem Pixeldetektor an sich im Vordergrund stehen. Auch das eigenständige Erstellen einer vereinfachten Versuchssimulation als Referenz zu den eigentlichen Messungen ist denkbar, allerdings mit einem gewissen Aufwand verbunden. Hierbei könnte ein einführender Bezug zu den oftmals verwendeten Monte-Carlo-Simulationen hergestellt und die generelle Funktionsweise des Detektors vertieft werden.

Problematisch sind dennoch die langen Messzeiten, die es nicht erlauben den Versuch in seinem ganzen Umfang an einem Tag durchzuführen. Als Bestandteil eines typischen Praktikums scheint der vorgestellte Versuch folglich auch nicht uneingeschränkt geeignet zu sein.

## 8 Anhang

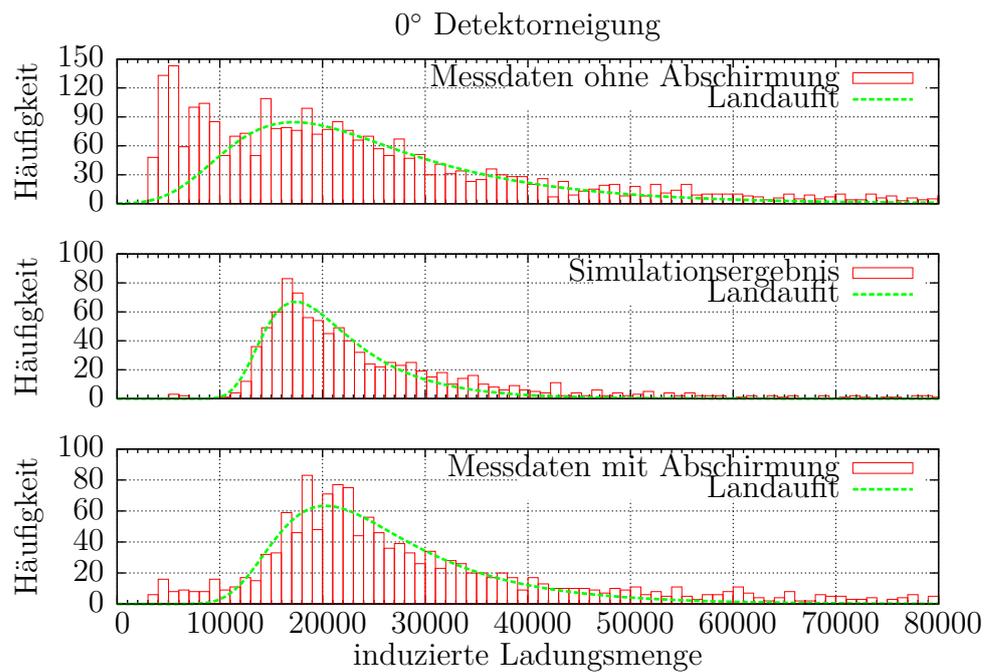


Abb. 8.1: Vergleich der Energieverteilungen bei 0° Detektorneigung. Oben: Datensatz ohne Abschirmung [2]. Mitte: Simulationsergebnisse. Unten: Bei Abschirmung gemessene Daten.

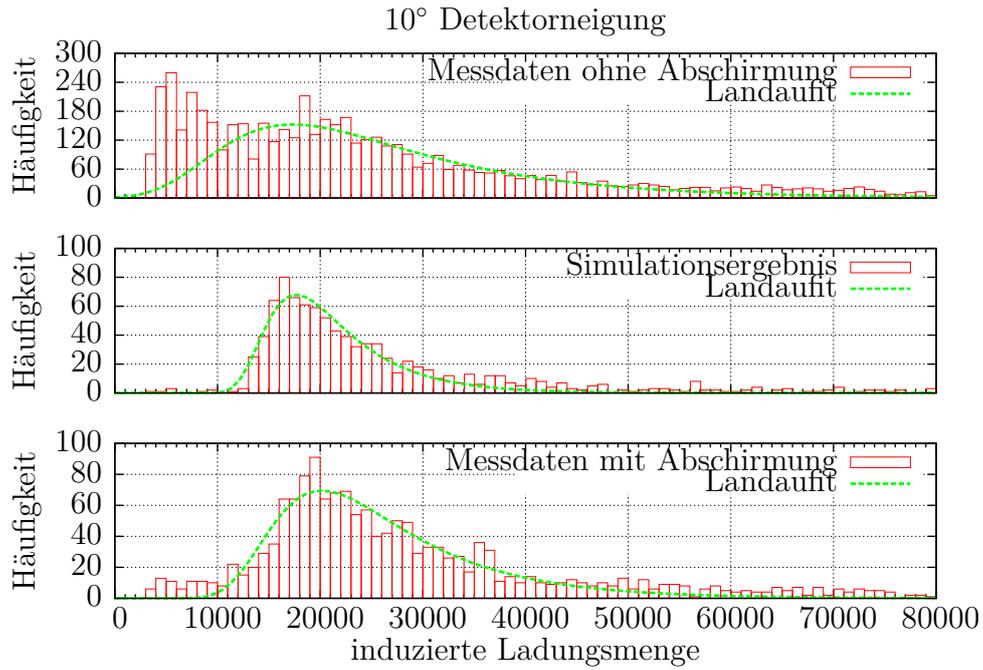


Abb. 8.2: Vergleich der Energieverteilungen bei 10° Detektorneigung. Oben: Datensatz ohne Abschirmung [2]. Mitte: Simulationsergebnisse. Unten: Bei Abschirmung gemessene Daten.

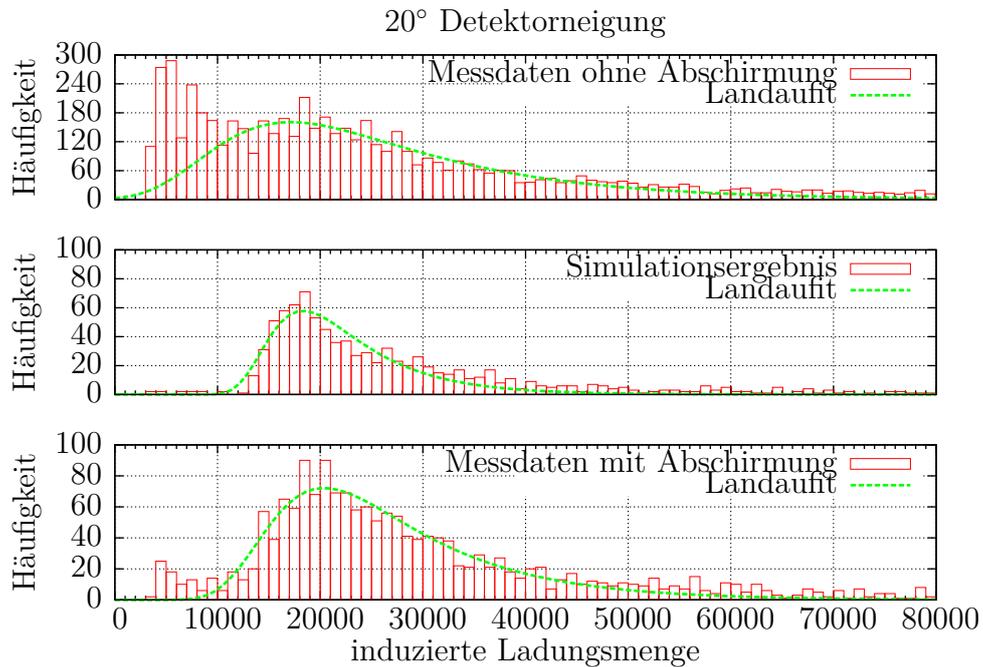


Abb. 8.3: Vergleich der Energieverteilungen bei 20° Detektorneigung. Oben: Datensatz ohne Abschirmung [2]. Mitte: Simulationsergebnisse. Unten: Bei Abschirmung gemessene Daten.

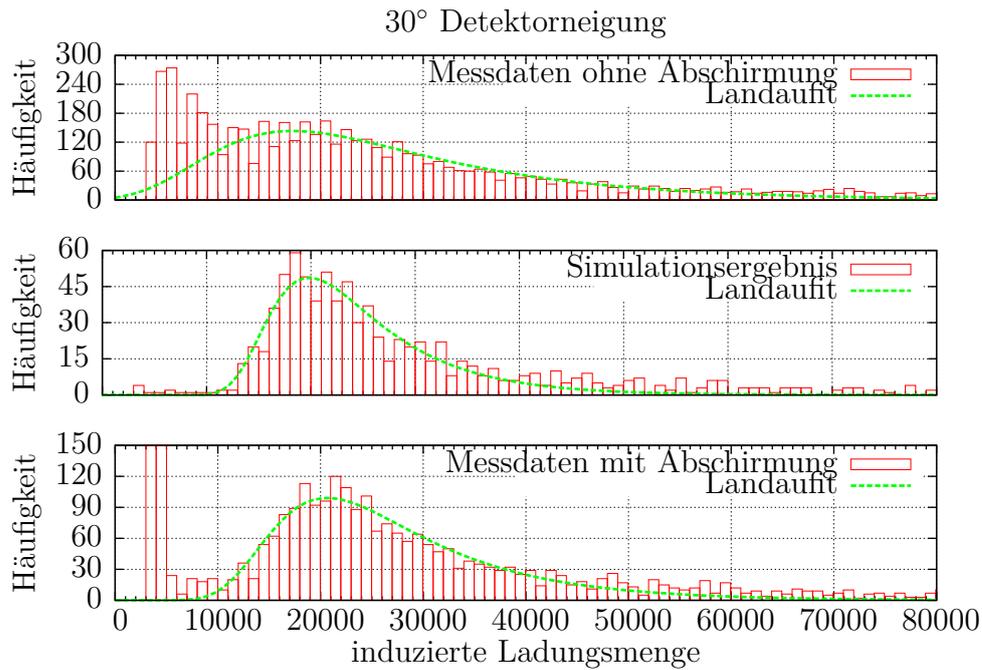


Abb. 8.4: Vergleich der Energieverteilungen bei 30° Detektorneigung. Oben: Datensatz ohne Abschirmung [2]. Mitte: Simulationsergebnisse. Unten: Bei Abschirmung gemessene Daten.

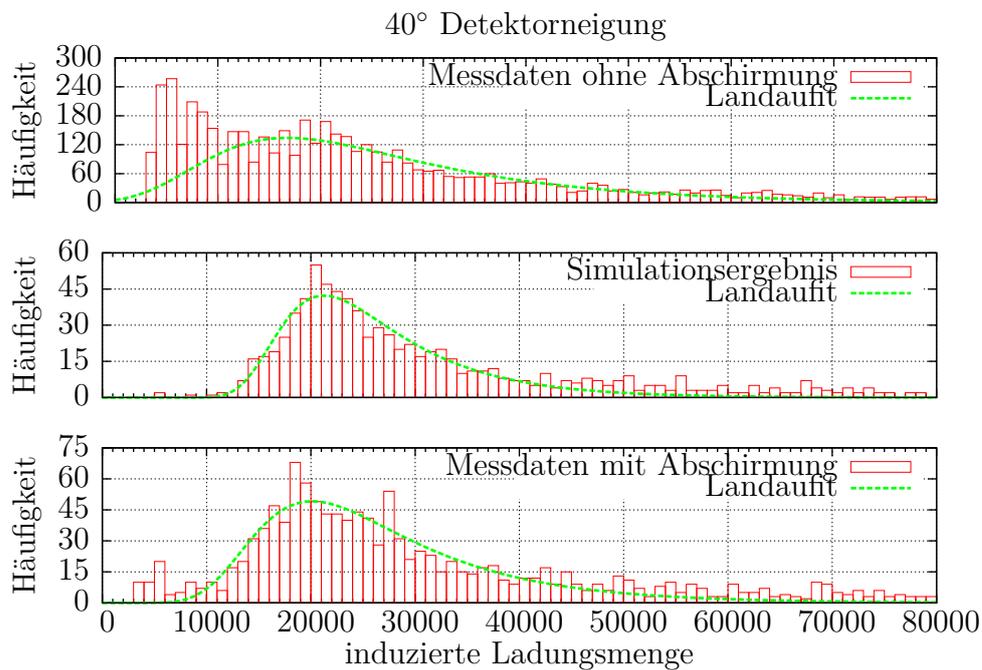


Abb. 8.5: Vergleich der Energieverteilungen bei 40° Detektorneigung. Oben: Datensatz ohne Abschirmung [2]. Mitte: Simulationsergebnisse. Unten: Bei Abschirmung gemessene Daten.

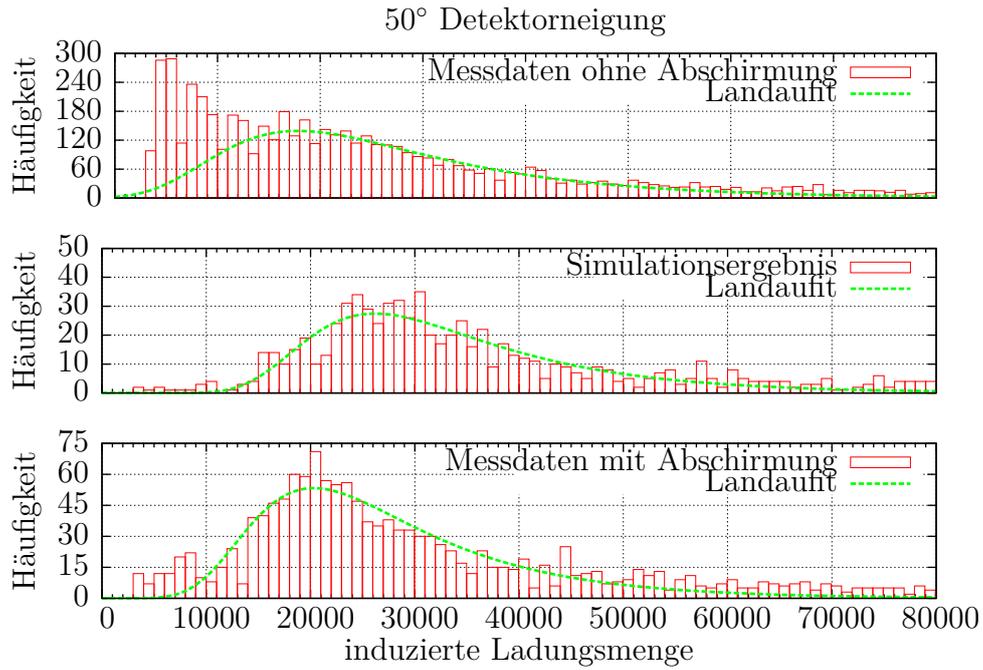


Abb. 8.6: Vergleich der Energieverteilungen bei 50° Detektorneigung. Oben: Datensatz ohne Abschirmung [2]. Mitte: Simulationsergebnisse. Unten: Bei Abschirmung gemessene Daten.

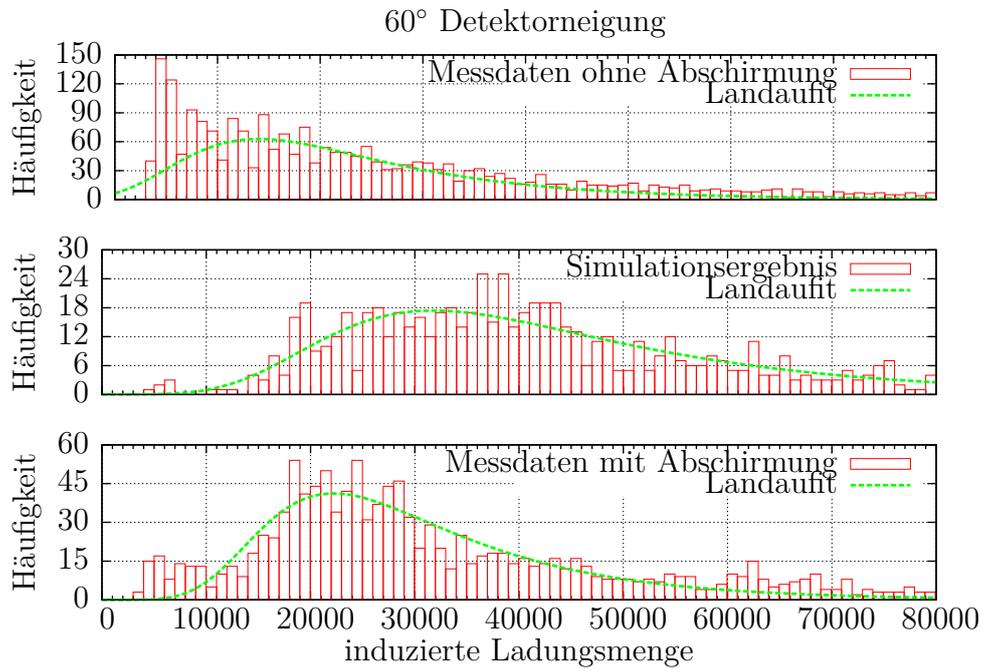


Abb. 8.7: Vergleich der Energieverteilungen bei 60° Detektorneigung. Oben: Datensatz ohne Abschirmung [2]. Mitte: Simulationsergebnisse. Unten: Bei Abschirmung gemessene Daten.

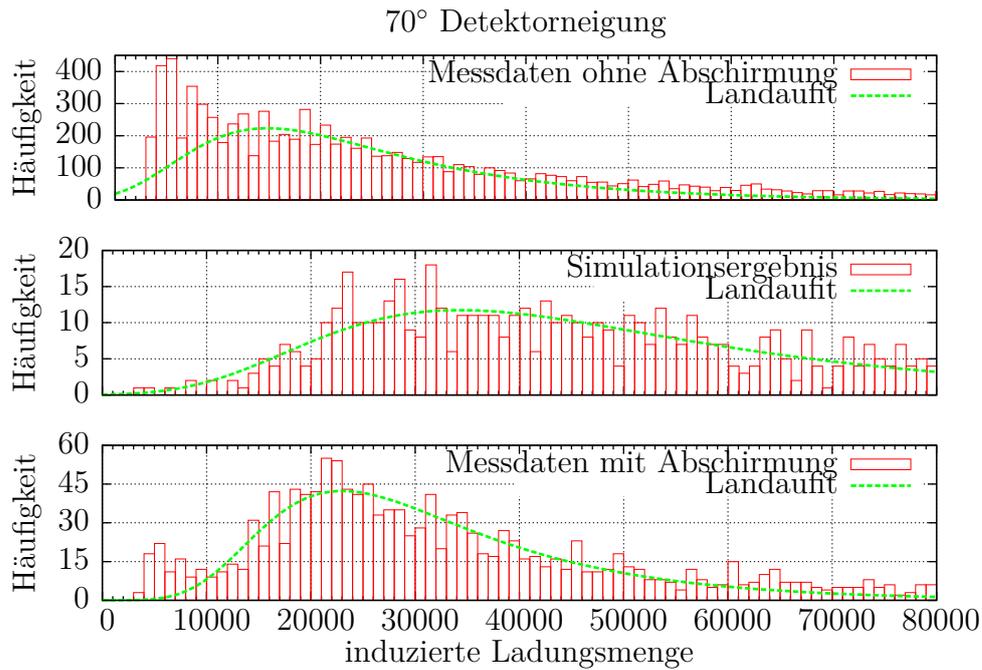


Abb. 8.8: Vergleich der Energieverteilungen bei 70° Detektorneigung. Oben: Datensatz ohne Abschirmung [2]. Mitte: Simulationsergebnisse. Unten: Bei Abschirmung gemessene Daten.

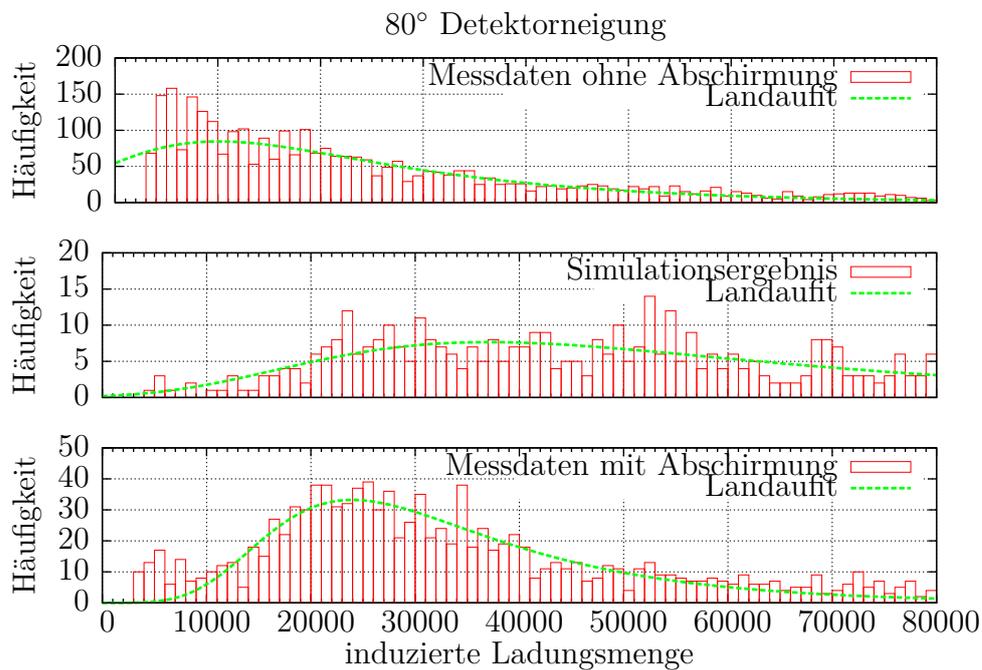


Abb. 8.9: Vergleich der Energieverteilungen bei 80° Detektorneigung. Oben: Datensatz ohne Abschirmung [2]. Mitte: Simulationsergebnisse. Unten: Bei Abschirmung gemessene Daten.

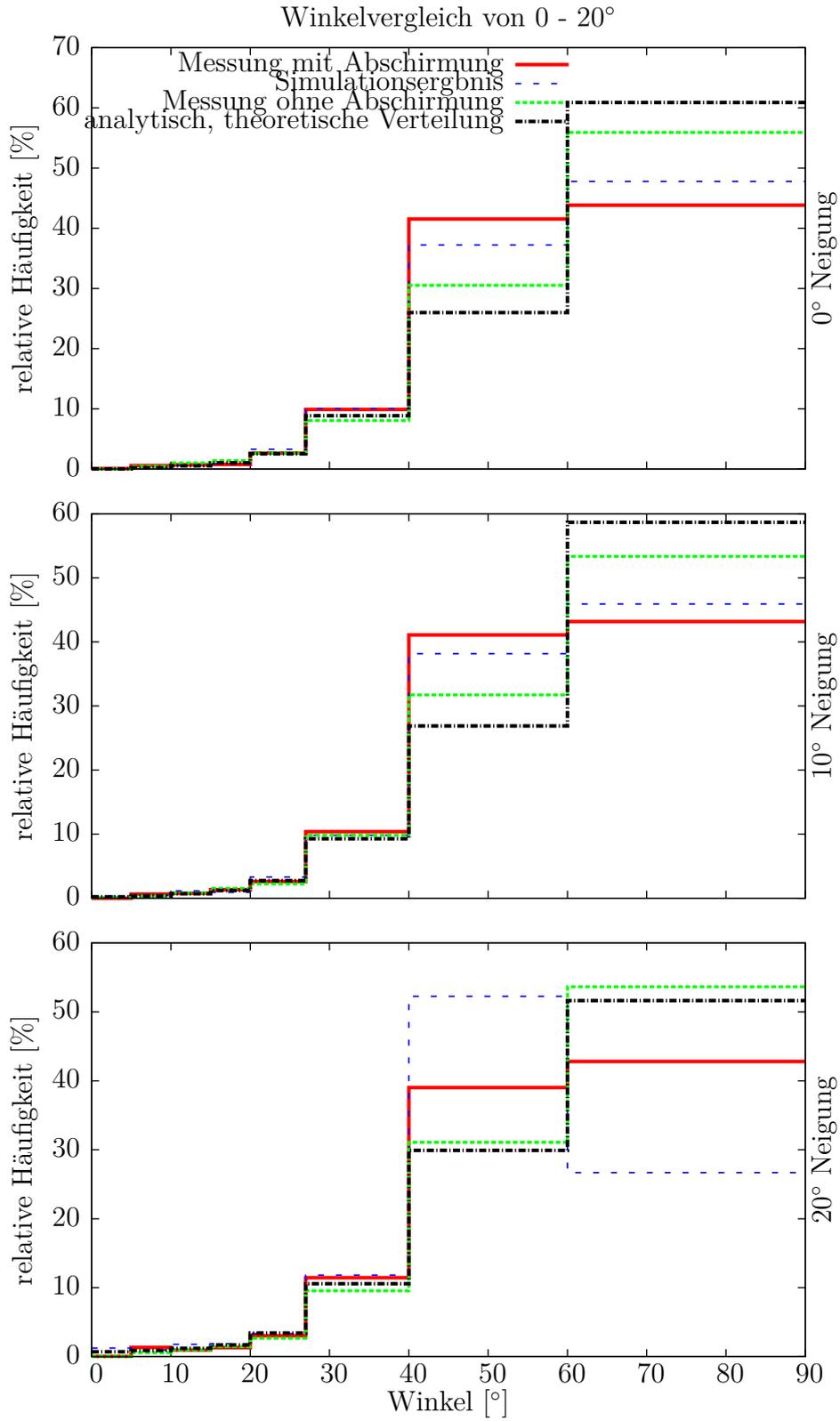


Abb. 8.10: Vergleich der bestimmten Winkelverteilungen von 0°-20° Detektorneigung.

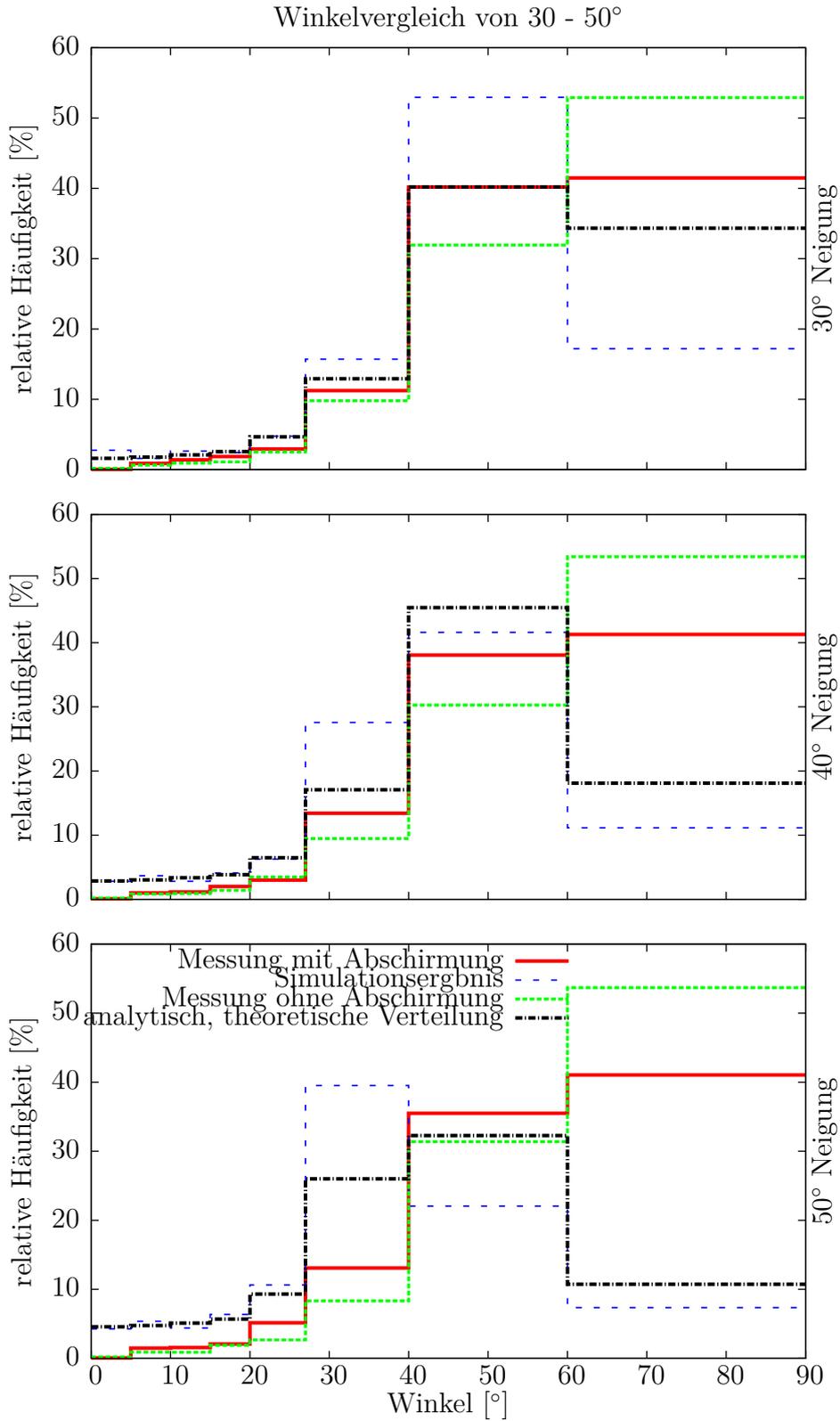


Abb. 8.11: Vergleich der bestimmten Winkelverteilungen von 30°-50° Detektorneigung.

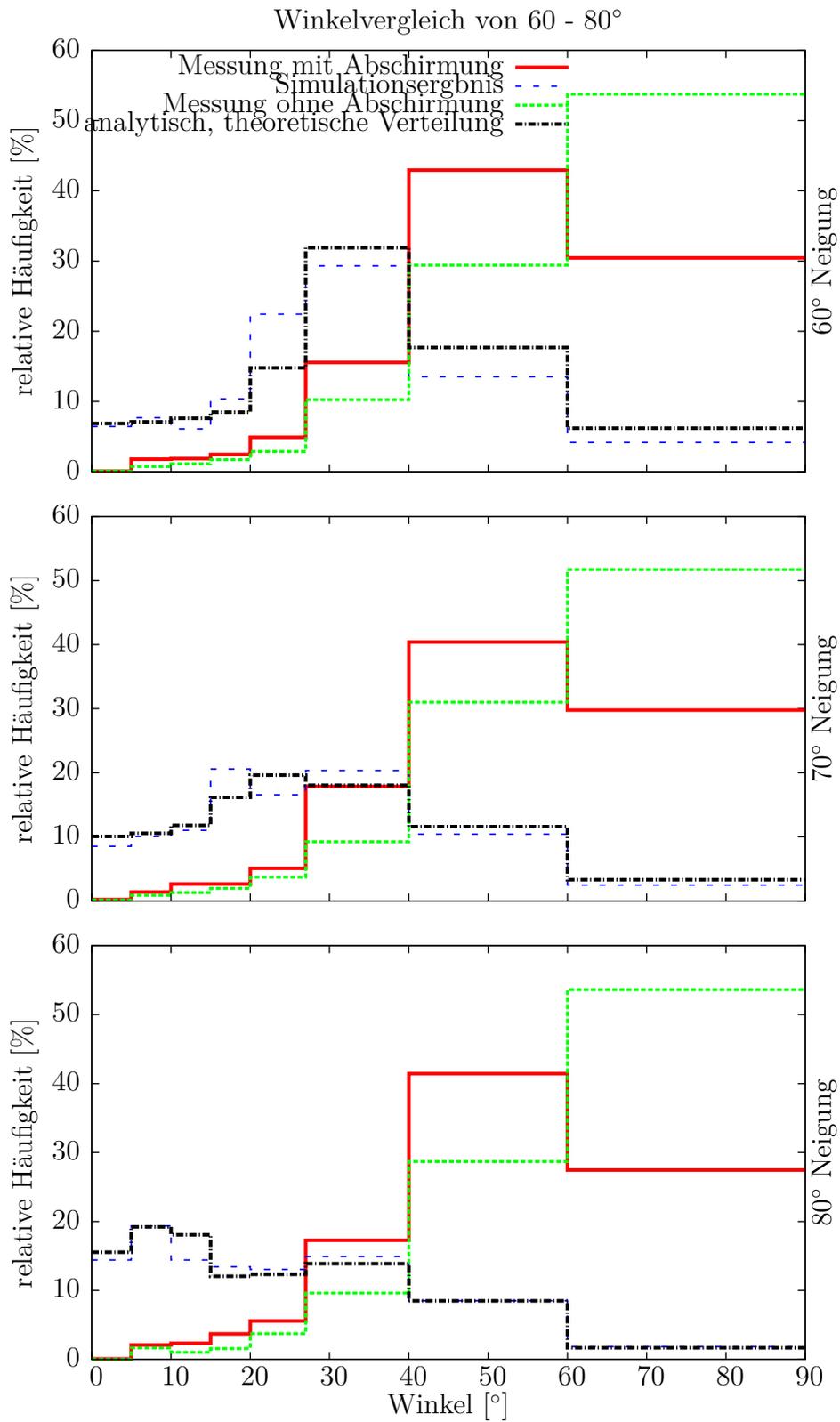


Abb. 8.12: Vergleich der bestimmten Winkelverteilungen von 60°-80° Detektorneigung.

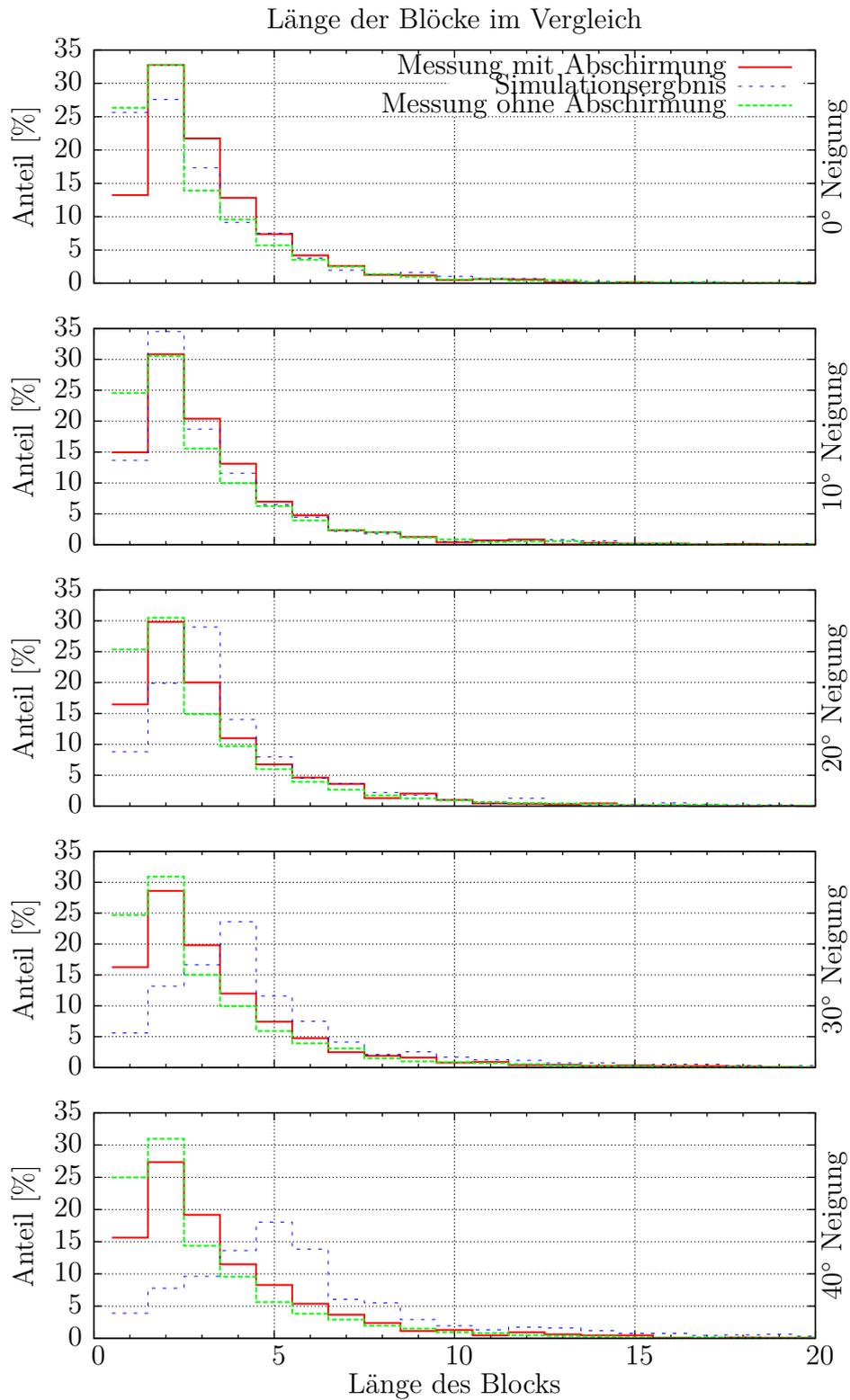


Abb. 8.13: Vergleich der Anteile einzelner Clustergrößen für 0°-40° Detektorneigung.

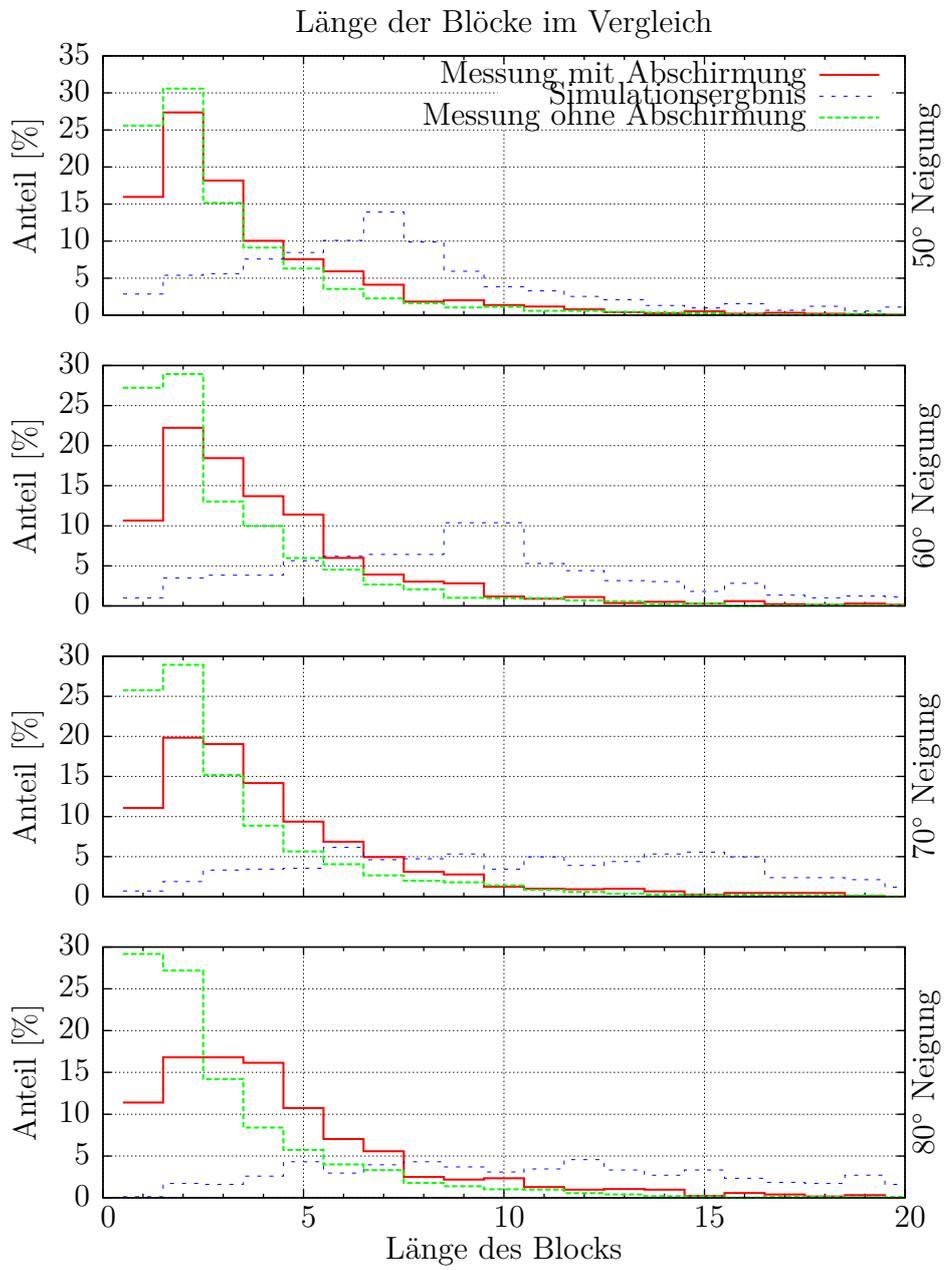


Abb. 8.14: Vergleich der Anteile einzelner Clustergrößen für 50°-80° Detektorneigung.

# Literaturverzeichnis

- [1] Bethge, K., Walter, G., & Wiedemann, B. (2001). *Kernphysik: Eine Einführung*. Springer DE.
- [2] Schöning, S. (2011). *Ausarbeitung eines Pixeldetektor-Versuchs für didaktische Zwecke*. Bachelorarbeit an der Georg-August-Universität Göttingen. Arbeitsnummer: II.Physik-UniGö-BSc-2011/13.
- [3] Nakamura, K., & Particle Data Group. (2010). *Review of particle physics*. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 37(7A), 075021.
- [4] Allkofer, O. C., & Grieder, P. K. (1984). Cosmic rays on earth. *Cosmic rays on earth.. OC Allkofer, PKF Grieder. Physik Daten,(Physics Data), Nr. 25-1. Fachinformationszentrum Energie-Physik-Mathematik GmbH Karlsruhe, FR Germany. 12+ 379 pp.(1984)*.
- [5] Roedel, W. (2000). *Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre*. Springer DE.
- [6] Echternkamp, K. Lehrportal der Georg-August-Universität Göttingen. *Halbleiterdioden*  
<https://lp.uni-goettingen.de/get/text/6779>, aufgerufen am 26.09.2014
- [7] Eggenberger, O. (2014). *pn-Übergang im thermischen Gleichgewicht*. (Vorlesung: Einführung in die Technische Informatik)  
[http://www.iris.uni-stuttgart.de/lehre/eggenberger/eti/09\\_Halbleiter/Therm-Gleichgewicht.htm](http://www.iris.uni-stuttgart.de/lehre/eggenberger/eti/09_Halbleiter/Therm-Gleichgewicht.htm), aufgerufen am 06.02.2014
- [8] Große-Knetter, J . *Semiconductor Pixel Detectors* im Master Forschungspraktikum, Georg-August-Universität Göttingen, Sommersemester 2013, Versuchsanleitung.
- [9] Demtröder, W. (2004). *Experimentalphysik 2*. Springer DE.

- [10] Lachmann, M. (2012) *Überwachung der Umweltradioaktivität*. Hessisches Landesamt für Umwelt und Geologie, Wiesbaden.
- [11] Root. Data Analysis Framework.  
<http://root.cern.ch>, aufgerufen am 25.09.2014
- [12] Meyndt, J. (2013). *Nachweise kosmischer Strahlung in Form von Myonen unter theoretischen und didaktischen Gesichtspunkten*. Wissenschaftliche Arbeit zum Staatsexamen an der Albert-Ludwigs Universität Freiburg.

**Erklärung** nach §13(8) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestanden Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 30. September 2014

(Daniel Busse)