

# Kalibrieren der Effizienz von Siliziumstreifenzählern im LINTOTT Spektrometer durch Aufnahme eines Beta-Spektrums

Bachelor Thesis von Michaela Hilcker  
November 2013



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

Gefördert durch die DFG im Rahmen des SFB 634



---

Kalibrieren der Effizienz von Siliziumstreifenzählern im LINTOTT Spektrometer durch Aufnahme eines Beta-Spektrums.

Efficiency calibration of silicon strip modules at the Lintott spectrometer with a beta decay source.

Betreuender Professor: Prof. Dr. Dr. h.c. Norbert Pietralla

2. Gutachter: Andreas Krugmann, M. Sc.

Datum der Abgabe:

---

## Zusammenfassung

---

Ziel der Arbeit war es, die relative Effizienz der Siliziumstreifenzähler des Detektorsystems des Lintott-Spektrometers, zu überprüfen. Dazu wurde ein Beta-Spektrum einer  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle aufgenommen um das Verhalten der einzelnen Messkanäle zu vergleichen. Die ersten Messungen zeigten deutlich, dass eins der Module defekt war. Dieses Modul wurde ausgetauscht und in der Strahlzeit im Herbst 2013 erfolgreich getestet. Des Weiteren wurde eine Messung zur Absoluten Effizienz der Siliziumstreifen gemacht. Außerdem eine Gastargethalterung gebaut und Rechnungen zum Gastarget  $^{16}\text{O}$  angestellt.



---

---

## Abstract

---

The intention of this thesis was to measure the relative efficiency of the silicon detector modules at the Lintott spectrometer. To do that, a spectrum of a  $^{90}\text{Sr}$  beta decay source had been taken, and the performance of every single channel had been compared to all the others. First measurements showed that the first of the four detector modules had a serious radiation damage. Because of that, a new module had been installed and was tested successfully in the beam time in autumn 2013. A Measurement of the absolute efficiency of the silicon detectors has been done. Moreover an attachment to bring a gas target into the scattering chamber of the spectrometer has been constructed and calculations about the gas target  $^{16}\text{O}$  had been done.



---

---

## Inhaltsverzeichnis

---

Zusammenfassung.....	3
Abstract .....	5
Inhaltsverzeichnis.....	7
1. Einleitung.....	9
2. Das Spektrometer .....	11
2.1. Der Beschleuniger S-DALINAC .....	11
2.2. Magnetspektrometer .....	11
2.3. Das LINTOTT-Spektrometer .....	11
2.3.1. Dispersiver Modus.....	12
2.3.2. Energieverlustmodus .....	12
Teil 1: .....	15
Vorüberlegungen zur Elektronenstreuung am Gastarget $^{16}\text{O}$ .....	15
3. Elektronenstreuung.....	15
3.1. Kernanregungsspektrum.....	15
3.2. Formfaktor.....	15
3.3. Plain-Wave-Born-Approximation.....	16
4. Das Target $^{16}\text{O}$ .....	17
4.1. $^{16}\text{O}$ als Gastarget .....	17
4.1.1. Konstruktion einer Halterung.....	17
4.2. Berechnung der Massenbelegung .....	18
4.2.1. Ideales Gas .....	18
4.2.2. Reales Gas unter Verwendung des Realgasfaktors.....	19
Teil 2: .....	21
Kalibrierung der Streifenzählermodule mit Hilfe eines Beta-Strahlers.....	21
Grundidee.....	21
5. Beta-Zerfall.....	21
5.1. Beta-Zerfall des Kerns .....	21
5.1.1. Beta-Minus-Zerfall.....	21
5.1.2. Beta-Plus-Zerfall .....	22
5.1.3. Elektroneneinfang.....	22
5.2. Fermi-Theorie des Beta-Zerfalls.....	23
5.2.1. Berücksichtigung des Coulombfeldes des Kerns.....	24
5.2.2. Kurie-Plot.....	24
5.2.3. Totale Zerfallswahrscheinlichkeit und log-ft-Wert .....	24

---

5.2.4.	Klassifizierung verbotener Übergänge .....	25
5.3.	Der Zerfall von $^{90}\text{Sr}$ .....	25
5.3.1.	Energiespektrum von $^{90}\text{Sr}$ .....	26
6.	Verwendung eines Pulsers und der Beta-Quelle.....	29
6.1.	Die verwendete $^{90}\text{Sr}$ -Quelle .....	29
6.2.	Erste Messung .....	29
6.3.	Austausch des Detektormoduls.....	30
6.4.	Vermessung der Winkelakzeptanz des Spektrometers.....	32
7.	Aufnahme des Beta-Spektrums.....	35
8.	Auswertung .....	37
8.1.	Kurie-Plot der Messpunkte.....	37
8.2.	Energieauftragung der Messwerte .....	38
8.3.	Spektrumsaufnahme mit einem anderen Detektorsystem.....	38
8.4.	Messung der relativen Effizienz.....	39
9.	Fazit und Ausblick .....	41
10.	Literatur .....	43
11.	Anhang.....	45
11.1.	Konstruktionszeichnung der Target-Halterung.....	45



---

## 1. Einleitung

---

Am Institut für Kernphysik der TU Darmstadt werden mittels hochauflösender, inelastischer Elektronenstreuung Untersuchungen der Kernstrukturphysik bei niedrigen Impulsüberträgen durchgeführt. Das sogenannte Lintott-Spektrometer, eines der beiden großen Magnet-spektrometer des Instituts, dient dem Nachweis und der Bestimmung des Impulses der gestreuten Elektronen. Hierfür werden ortsauflösende Siliziumstreifendetektoren verwendet. In der vergangenen Strahlzeit hat es sich herausgestellt, dass eines dieser Streifen-zähler-module erhebliche Strahlenschäden erlitten hat, was sich in deutlichen Effizienzschwankungen der einzelnen Streifen-zähler bemerkbar gemacht hat.

Im Rahmen dieser Arbeit soll nun das defekte Modul ausgetauscht werden und nach einer alternativen Möglichkeit gesucht werden, die relative Effizienz der Streifen zu bestimmen. Bisher wurden ca. 10 - 15 Stunden bei einer hohen Anregungsenergie von ca. 30 MeV auf einem dicken  $^{12}\text{C}$ -Target gemessen, da das Anregungsspektrum hier sogenanntes „weißes Rauschen“ misst. Diese Methode geht allerdings auf Kosten wertvoller Strahlzeit.

Hier soll nun untersucht werden, ob das Spektrum einer Beta-Quelle als Alternative geeignet ist.

Außerdem werden Vorüberlegungen eines Experiments mit einem Gastarget präsentiert.

In Kapitel 2 dieser Arbeit wird der Beschleuniger S-DALINAC vorgestellt und genauer auf die Funktionsweise des Lintott-Spektrometers eingegangen.

Kapitel 3 behandelt die Thematik der Elektronenstreuung und Kapitel 4 beschreibt das Gastarget  $^{16}\text{O}$ . Anschließend beginnt Teil 2 dieser Arbeit (Beschreibung der Grundidee), in dem auf die Theorie des Betazerfalls (Kapitel 5 ) eingegangen wird, und anschließend in Kapitel 6 der Messaufbau, und in Kapitel 7 die Datenaufnahme beschrieben wird. Kapitel 8 beschreibt schließlich die Auswertung des gemessenen Beta-Spektrums, sowie eine Messung zur absoluten Detektoreffizienz. Kapitel 9 beendet diese Arbeit mit einem Fazit und einem Ausblick.



---

## 2. Das Spektrometer

---

### 2.1. Der Beschleuniger S-DALINAC

Der Elektronenbeschleuniger S-DALINAC ist ein supraleitender cw-Linearbeschleuniger [1]. Die Elektronen werden im Injektor auf 10 MeV vorbeschleunigt und können hier bereits für Bremsstrahlungsexperimente genutzt werden [2], bevor sie anschließend in den Hauptbeschleuniger mit zwei Rezirkulationen geleitet werden. Pro Durchgang kann die Energie der Elektronen um 40 MeV erhöht werden. Theoretisch wäre daher eine Beschleunigung der Elektronen auf 130 MeV möglich, im Dauerbetrieb praktisch erreicht werden aber nur etwa 102 MeV [3]. Die Beschleunigerkavitäten bestehen aus Niob und werden mit Hilfe von flüssigem Helium auf einer Temperatur von 2 K gehalten.

Die beschleunigten Elektronen können anschließend zu den Experimentierplätzen in der Experimentierhalle geleitet werden (siehe Abbildung 1). Hier gibt es den Photonen-Tagger Neptun [4], das  $(e, e' x)$ -Spektrometer QClam [5] und das Lintott-Spektrometer, auf das in Kapitel 2.3 näher eingegangen wird.

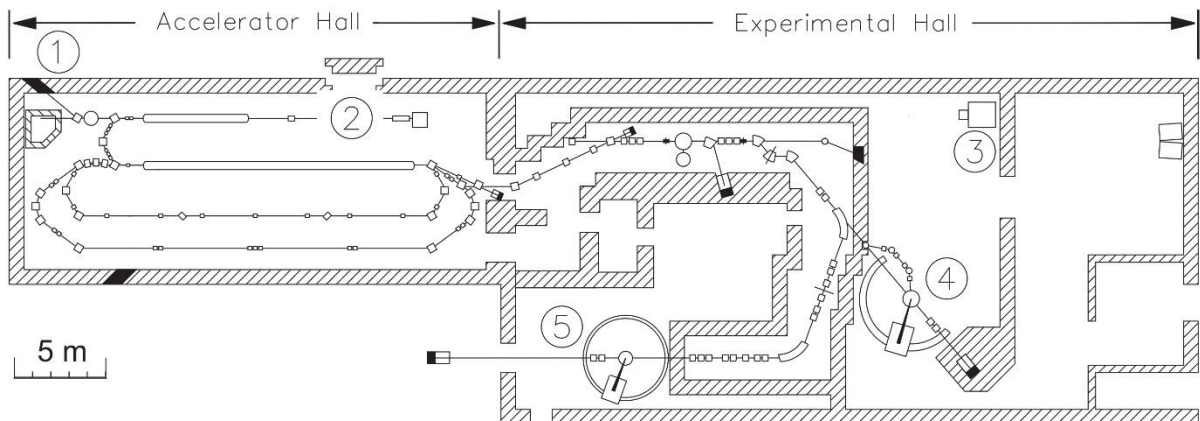


Abbildung 1: Der Beschleuniger S-DALINAC mit Strahlführung und Experimentierplätzen: ① Bremsstrahlungsexperimente, ② Elektronenquelle, ③  $(\gamma, \gamma'x)$ -Experimente, ④ Koinzidenzexperimente am QCLAM-Spektrometer, ⑤  $(e, e')$ -Experimente am LINTOTT-Spektrometer.

### 2.2. Magnetspektrometer

Um Informationen über die Kernanregungen zu erhalten, müssen Energie oder Impuls der gestreuten Elektronen ermittelt werden. Eine direkte Messung ist technisch jedoch nicht möglich. Daher werden die gestreuten Elektronen stattdessen durch ein Magnetfeld geschickt, das senkrecht zur Flugrichtung der Elektronen orientiert ist. Aufgrund der Lorentz Kraft werden die Elektronen auf eine Kreisbahn gelenkt. Der Radius ist dabei abhängig vom Impuls des gestreuten Elektrons. Die Impulsinformation wird so in eine deutlich leichter messbare Ortsinformation umgewandelt.

### 2.3. Das LINTOTT-Spektrometer

Beim LINTOTT-Spektrometer handelt es sich um ein Magnetspektrometer für  $(e, e')$  Experimente. Das Spektrometer hat vergleichsweise geringe Akzeptanzbereiche für Raumwinkel (bis zu 6 msr) und Impuls (4%), dafür aber eine hohe Auflösung. Durch einen Ablenkwinkel der gestreuten Elektronen von  $169,7^\circ$  und eine Verkippung der Fokalebene um  $33^\circ$  gegen die Sollbahn, können Bildfehler minimiert werden [3]. Das Detektorsystem besteht aus einem System aus 4 Modulen aus Silizium-Streifenzählern. Jedes Modul besteht aus 96

Streifen und ist 6,9 cm lang. Die gesamte Fokalebene ist 24 cm lang, wodurch es Lücken zwischen den einzelnen Modulen gibt. Um ein lückenloses Spektrum aufzunehmen muss die entsprechende Messung daher bei zwei leicht verschiedenen Magnetfeldeinstellungen durchgeführt werden.

### 2.3.1. Dispersiver Modus

Das Spektrometer kann auf zwei verschiedene Arten betrieben werden. Die erste Möglichkeit ist der sogenannte dispersive Modus (siehe Abbildung 2). Dabei wird der Elektronenstrahl als Punktquelle auf das Target fokussiert. Durch unterschiedlich lange Laufbahnen im Magnetfeld werden Elektronen mit gleichem Impuls und unterschiedlichen Eintrittswinkeln auf denselben Punkt der Fokalebene projiziert. Das Spektrometer wirkt radial fokussierend. Das Problem dabei ist, dass die Auflösung so von der Energieunschärfe des Elektronenstrahls abhängt und je nach Einstellung des Beschleunigers stark schwanken kann.

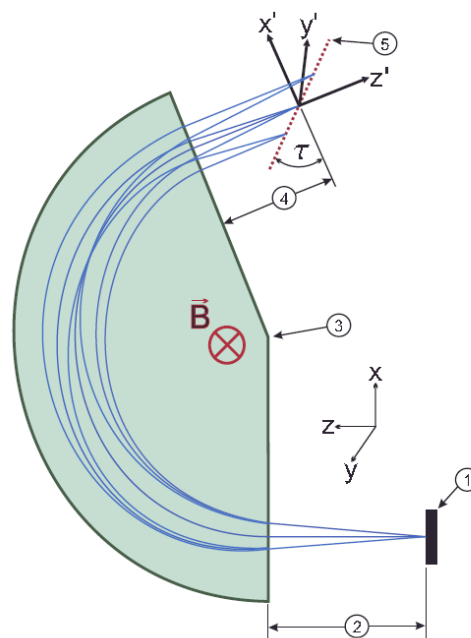


Abbildung 2: Funktionsweise im dispersiven Modus. Die vom Target gestreuten Elektronen werden im Magnetfeld des Spektrometers impulsselektiv abgelenkt. ① Target, ② Gegenstandsweite, ③ Dipolmagnet, ④ Bildweite, ⑤ Fokalebene.

### 2.3.2. Energieverlustmodus

Die zweite Betriebsmöglichkeit ist der Energieverlustmodus. Dabei wird das Spektrometer so betrieben, dass das Gesamtsystem aus Strahlführung und Spektrometer dispersionsfrei wird. Dazu wird der Elektronenstrahl von der Strahlführung dispersiv als schmaler vertikaler Streifen auf das Target abgebildet. Die Dispersion der Strahlführung muss dazu so eingestellt werden, dass die feste Dispersion des Spektrometers gerade genau ausgeglichen wird. Alle Elektronen ohne Energieverlust im Target werden auf denselben Punkt der Fokalebene abgebildet. Elektronen mit dem Energieverlust  $\Delta E$  werden mit einem Versatz  $\Delta x$  von der Sollbahn auf die Fokalebene projiziert (siehe Abbildung 3). Der Vorteil dieser Methode ist, dass die Messungen weitgehend unabhängig von der Energieunschärfe des Elektronenstrahls stattfinden können und hohe Auflösungen erreicht werden können. Der Nachteil dieser Methode ist der, dass Targets mit sehr homogener Massenbelegung über den gesamten Strahlfleckbereich benötigt werden.

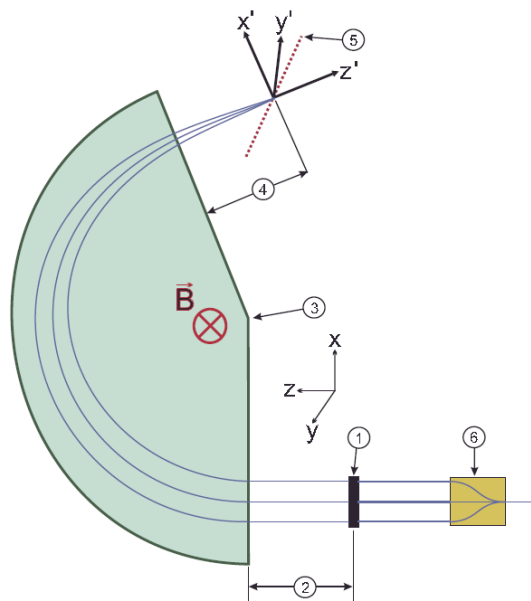


Abbildung 3: Funktionsweise im Energieverlustmodus. Der Auftreffort der gestreuten Elektronen in der Fokalebene hängt nur vom Energieverlust ab, den die Elektronen im Target erleiden. ① Target, ② Gegenstandsweite, ③ Dipolmagnet, ④ Bildweite, ⑤ Fokalebene, ⑥ Strahlführungssystem.



---

## Teil 1:

# Vorüberlegungen zur Elektronenstreuung am Gastarget

<sup>16</sup>O

---

### 3. Elektronenstreuung

---

#### 3.1. Kernanregungsspektrum

Bei der Elektronenstreuung werden Elektronen der Anfangsenergie  $E_0$  auf ein ruhendes Target geschossen und unter einem Winkel  $\theta$  elastisch oder inelastisch daran gestreut [6]. Dabei überträgt es im Fall der inelastischen Streuung die Anregungsenergie  $E_x$  auf den Targetkern. In der Regel ist der Targetkern sehr viel schwerer als das gestreute Elektron, so dass die auf den Kern übertragene Rückstoßenergie vernachlässigt werden kann. Die Anregung des Targetkerns kann also direkt aus der Restenergie des gestreuten Elektrons abgelesen werden.

$$E_x = E_0 - E_f \quad (3.1)$$

Der Impulsübertrag ist bei Vernachlässigung der Rückstoßenergie gegeben durch

$$q = \frac{1}{\hbar c} \sqrt{2 E_0 (E_0 - E_x)(1 - \cos \theta) + E_x^2}, \quad (3.2)$$

mit  $\hbar c = 197 \text{ MeV fm}$ .

#### 3.2. Formfaktor

Der Mott-Wirkungsquerschnitt  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}$  beschreibt das Streuverhalten von relativistischen Spin- $\frac{1}{2}$  Teilchen an einem ruhenden, punktförmigen Spin-0 Target [6],

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{Ze^2}{2E_0}\right) \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (3.3)$$

Hierbei ist  $Z$  die Kernladungszahl und  $e^2 = 1,44 \text{ MeV fm}$ .

Die tatsächlich gemessenen Wirkungsquerschnitte  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Exp}$  zeigen Abweichungen von dieser theoretischen Vorhersage, die sich damit begründen, dass die Annahmen, die zum Mott-Wirkungsquerschnitt führen, zum Teil nicht der Realität entsprechen. Man definiert einen Formfaktor  $|F(E_0, q)|^2$  der die gesamte Information über die gemessenen Abweichungen enthält

$$|F(E_0, q)|^2 = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Exp}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}}. \quad (3.4)$$

Die Ladungsverteilung  $\rho(r)$  ergibt sich dann aus der Fouriertransformierten des Formfaktors [7]. In der Praxis wird in der Regel eine Ladungsverteilung angenommen, der zugehörige Formfaktor berechnet und geschaut, ob die gemessenen Werte die angenommene Form bestätigen oder nicht. Häufig lässt sich die Ladungsverteilung durch eine Fermiverteilung beschreiben (siehe Abbildung 4)

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1}{1 + e^{\frac{r - R_{1/2}}{Z}}} \quad (3.5)$$

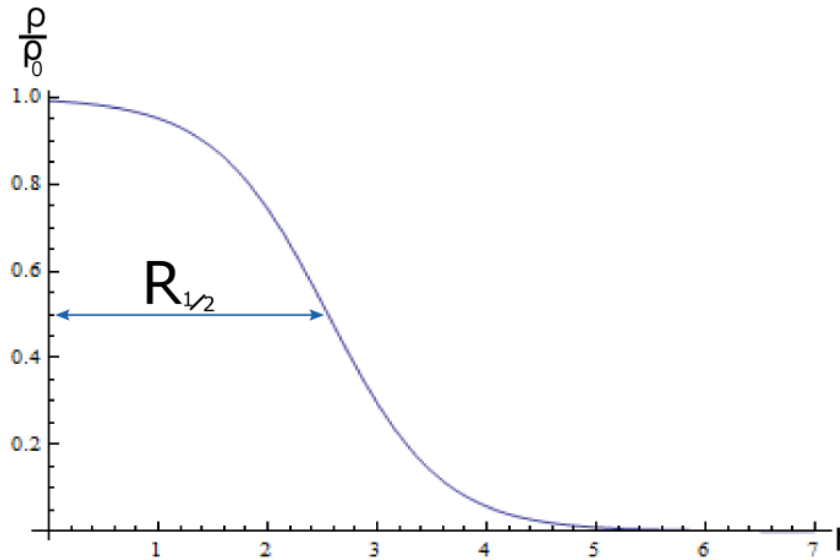


Abbildung 4: Fermiverteilung als Parametrisierung des Ladungsradius.

### 3.3. Plain-Wave-Born-Approximation

Um praktische Berechnungen durchführen zu können, müssen vereinfachte Annahmen gemacht werden. In der Plain-Wave-Born-Approximation (PWBA) werden die einfallenden Elektronen als ebene Wellen beschrieben [8]. Das hat den Vorteil, dass der inelastische differentielle Wirkungsquerschnitt als eine Summe über die differentiellen Wirkungsquerschnitte aller elektrischen und magnetischen Übergänge, die nach den Auswahlregeln erlaubt sind, geschrieben werden kann:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{PWBA}} = \sum_{\lambda} \left( \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{E\lambda} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{M\lambda} \right), \quad (3.6)$$

mit

$E\lambda$ : elektrischer Übergang der Multipolarität  $\lambda$

$M\lambda$ : magnetischer Übergang der Multipolarität  $\lambda$ ,

Und der Auswahlregel

$$|J_i - J_f| \leq \lambda \leq |J_i + J_f|, \quad (3.7)$$

Mit dem Drehimpuls  $J$  und

$\pi_i \cdot \pi_f = (-1)^\lambda$  für elektrische Übergänge sowie,

$\pi_i \cdot \pi_f = (-1)^{\lambda+1}$  für magnetische Übergänge

und der Parität  $\pi$  der Kernzustände  $|\Psi_i\rangle$  und  $|\Psi_f\rangle$ .

Für leichte Kerne ist die PWBA eine gute Näherung. Für schwerere Kerne ist die Beschreibung der Elektronen als ebene Welle nicht mehr geeignet, da die Elektronen durch die Kernladung zum Kern beschleunigt werden und die Wellenform daher verzerrt wird. Eine Verbesserung der Näherung für leichte bis mittelschwere Kerne kann erreicht werden, wenn der Impulsübertrag durch ein zusätzliches Coulomb-Potenzial zu einem effektiven Impulsübertrag erweitert wird. Der Formfaktor wird dann einfach als Funktion des effektiven Impulsübertrages aufgetragen.



---

## 4. Das Target $^{16}\text{O}$

---

### 4.1. $^{16}\text{O}$ als Gastarget

Die Messung soll an einem Gastarget aus  $^{16}\text{O}$  durchgeführt werden, bei der der  $4\alpha$ -Zustand bei einer Anregungsenergie von etwa  $14\text{ MeV}$  [9], der Analogzustand zum Hoyle-State in  $^{12}\text{C}$ , vermessen werden soll. Dabei ergeben sich gewisse Schwierigkeiten, das Gas im Strahl zu positionieren. Gefäße für das Gas stehen bereits zur Verfügung. Sie bestehen vollständig aus Aluminium und haben die Besonderheit, dass sie an der Stelle an der der Elektronenstrahl auftreffen soll nur etwa  $100\ \mu\text{m}$  dick sind. Gefüllt werden können sie mit etwa 2 bar Gas [10].

#### 4.1.1. Konstruktion einer Halterung

Um die Gasgefäße in die Streukammer stellen zu können, musste noch eine Halterung konstruiert werden. Die normalerweise im Spektrometer verwendete Targetleiter ist nur für Folientargets geeignet. Für den Entwurf einer Halterung gab es mehrere Bedingungen. Zum einen muss die Halterung mit dem bereits vorhandenen Aufzug in der Streukammer hoch und runter gefahren werden können, die Befestigung der neuen Halterung auf dem Aufzug darf sich daher nicht von der der vorhandenen Targetleiter unterscheiden. Dann sollen zwei Gasbehälter, einer für den Sauerstoff und einer für eine Leermessung, und zusätzlich ein Folienleuchttarget zur Strahleinstellung übereinander auf die Halterung passen. Außerdem sind die Gasbehälter im Gegensatz zu den Rahmen für die Folientargets verhältnismäßig schwer, die neue Halterung muss dieses Gewicht tragen können, ohne dass in der Streukammer irgendetwas wackelt. Ein Bild des Ergebnisses ist in Abbildung 5 zu sehen.

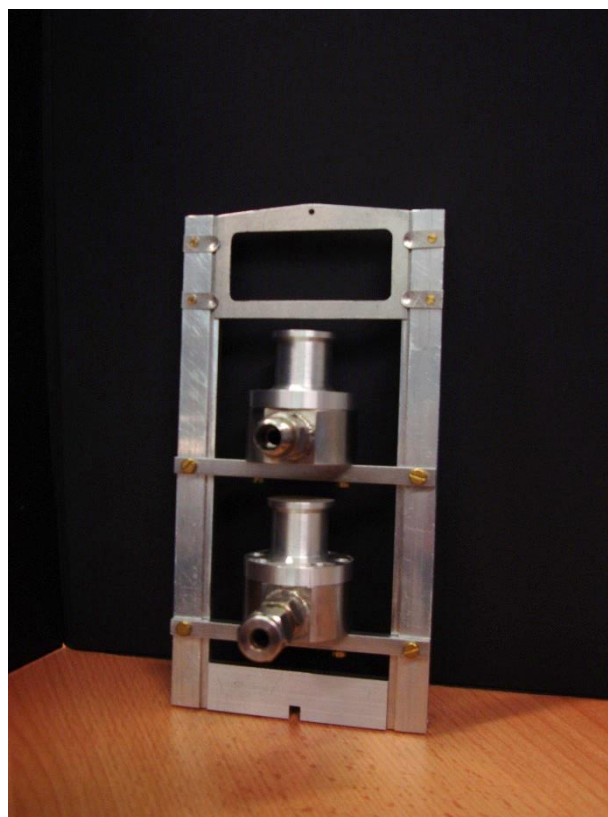


Abbildung 5: Halterung für ein Gastarget und ein Leertarget zum Vergleich, außerdem ganz oben ein Rahmen für ein Leuchttarget zur Strahleinstellung.

---

## 4.2. Berechnung der Massenbelegung

### 4.2.1. Ideales Gas

Für die Auswertung der Messdaten ist es wichtig, die Massenbelegung des Targets zu kennen. Für eine erste Rechnung nehme ich an, dass es sich um ein ideales Gas handelt und dass die Rundung, auf die der Elektronenstrahl beim Auftreffen auf das Target trifft, nicht berücksichtigt werden muss. Der Elektronenstrahl ist dann einfach ein Zylinder quer durch das Target. Die Länge des Zylinders ist dabei für alle Streuwinkel gleich.

Die Massenbelegung  $B$  ist definiert als der Quotient aus der Gesamtmasse  $M$  und der Fläche  $A$  des Targets. In diesem Fall die gesamte Masse des Gases innerhalb des Strahlzylinders und die Querschnittsfläche des Elektronenstrahls. Mit der Idealen Gasgleichung

$$p V = N k_B T, \quad (4.1)$$

dabei sind:

$N$  die Gesamtzahl der Sauerstoffmoleküle,

$p$  der Druck,

$T$  die Gastemperatur,

$V = A h$  das Volumen des Strahlzylinders,

und  $h$  der Durchmesser des Gasbehälters,

und der Masse  $m_0$  eines Sauerstoffmoleküls, kann dann die Massenbelegung  $B$  als Funktion des Einfülldrucks berechnet werden:

$$M = m_0 N = m_0 \frac{p V}{k_B T}, \quad (4.2)$$

$$B = \frac{M}{A} = \frac{m_0 p A h}{k_B T A} = \frac{m_0 h}{k_B T} p, \quad (4.3)$$

Für Sauerstoffmoleküle unter Normalbedingungen [11] gilt

$$m_0 = 2 \cdot 15,9994 \text{ u},$$

$$p = 1 \text{ atm} = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa},$$

$$T = 20^\circ \text{ C} = 293,2 \text{ K} \text{ und}$$

$$h = 20 \text{ mm} = 0,02 \text{ m}.$$

Damit ergibt sich für die Massenbelegung unter den genannten Annahmen

$$B = 2,66 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}.$$

Diese sehr geringe Massenbelegung muss aber immer in Relation zu der Massenbelegung der Gefäßwand gesehen werden, die die Elektronen ebenfalls 2 mal durchlaufen müssen. Eine Dicke von  $100 \mu\text{m}$  Aluminium führt zu einer effektiven Massenbelegung von 2 mal  $27 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ , also etwa dem 20-fachen der Massenbelegung des Gases. Dieser Faktor wird noch etwas größer, da durch einen geeigneten Schlitz, den man im Testexperiment gegeben falls einfach durch typische Bleisteine realisiert, die Elektronen geblockt werden sollen, die durch die Runde Gefäßwand deutlich längere Wege im Aluminium zurücklegen würden [12]. Das macht eine Messung mit einem Gastarget zu einer sehr schwierigen Angelegenheit.

---

### 4.2.2. Reales Gas unter Verwendung des Realgasfaktors

Die Näherung des Idealen Gases ist gut für leichte Gase bei niedrigem Druck und hohen Temperaturen. Es stellt sich daher die Frage, ob die Annahme, den Sauerstoff innerhalb des Gefäßes als ideales Gas zu beschreiben, sinnvoll ist. Die ideale Gasgleichung kann mit Hilfe eines tabellierten Realgasfaktors zu einer realen Gasgleichung erweitert werden

$$p V = Z N k_B T \quad (4.4)$$

Mit  $Z$ , dem Realgasfaktor.

Für Sauerstoff im Temperaturbereich von 20°C bis 40°C und einem Druck von etwa einem Bar liegt  $Z$  zwischen 0,999 und 1,000.

Das Sauerstoffgas einfach als ideales Gas zu behandeln scheint also sinnvoll. Außerdem hat kurzes Nachrechnen ergeben, dass auch die Krümmung der Gefäßwand, und die damit verbundenen Abweichungen nicht relevant sind.



---

## Teil 2:

# Kalibrierung der Streifenzählermodule mit Hilfe eines Beta-Strahlers

---

### Grundidee

---

Am Lintott-Spektrometer soll eine Effizienzmessung durchgeführt werden, um die relative Effizienz aller 384 Siliziumstreifenzähler untereinander zu testen. Damit dafür keine Strahlzeit geopfert werden muss, soll eine Beta-Quelle verwendet werden. Die von der Quelle ausgesandten Elektronen sollen anstelle der normalerweise vom Target gestreuten Elektronen vom Spektrometer energieabhängig abgelenkt und von der Elektronik registriert werden.

Im nächsten Kapitel erfolgt eine Beschreibung der Theorie des Beta-Zerfalls, und in den folgenden Kapiteln eine Beschreibung der Messung, sowie deren Auswertung.

---

## 5. Beta-Zerfall

---

### 5.1. Beta-Zerfall des Kerns

Beim Beta-Zerfall werden aufgrund der schwachen Wechselwirkung Nukleonen umgewandelt [7, 12]. Dabei werden in den meisten Fällen Elektronen oder Positronen in einem kontinuierlichen Energiespektrum mit bestimmter Endpunktsenergie ausgesandt.

Bei der Umwandlung des Nukleons wird gerade diese Endpunktsenergie frei. Dass die Elektronen trotzdem in einem kontinuierlichen Spektrum ausgesandt werden deutet darauf hin, dass es noch ein weiteres Teilchen, das Neutrino, geben muss, das die übrige Energie aufnimmt. Das Neutrino ist wie das Elektron ein Lepton, ungeladen, hat eine sehr kleine Masse, und aufgrund der Drehimpulserhaltung einen Spin von  $\frac{1}{2}\hbar$ . Zusätzlich wird die Erhaltung der Leptonenzahl  $L$  gefordert. Für jedes Lepton wird die Leptonenzahl um eins erhöht, für entsprechende Antiteilchen um eins verringert.

Die bei der Umwandlung eines Nukleons frei werdende Energie, entspricht der Differenz der Massen des Ausgangs- und des Endkerns, die jeweils mithilfe der Massenformel des Tröpfchenmodells berechnet werden können.

#### 5.1.1. Beta-Minus-Zerfall

Ist die Masse des Ausgangskerns mit der Ladungszahl  $Z$  größer, als die Masse des Kerns mit gleicher Massenzahl  $A$  und Ladungszahl  $Z+1$ , dann ist es energetisch günstig, ein Neutron in ein Proton umzuwandeln. Dabei werden ein Elektron und ein Elektronantineutrino aus dem Kern ausgesandt [7, 12]. Dabei gilt:

$$\begin{aligned}\Delta M_K c^2 = \Delta E &= [(M_A(Z, A) - Zm_e) - (M_A(Z + 1, A) - (Z + 1)m_e + m_e)]c^2 \\ &= [M_K(Z, A) - M_K(Z + 1, A)]c^2\end{aligned}\tag{5.1}$$

$$\text{und } n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu},\tag{5.2}$$

mit  $M_A(Z, A)$ , der Masse des Neutralen Atoms mit Ladungszahl  $Z$  und Massenzahl  $A$ ,  
dem Elektron  $e^-$  mit Masse  $m_e$ ,

$M_K(Z, A)$ , der Masse des Atomkerns mit Ladungszahl  $Z$  und Massenzahl  $A$ ,

der Lichtgeschwindigkeit  $c$ ,  
dem Neutron  $n$ ,  
dem Proton  $p$   
und  $\bar{\nu}$ , dem Elektronantineutrino.

### 5.1.2. Beta-Plus-Zerfall

Ist die Masse des Ausgangskerns mit der Ladung  $Z$  größer, als die Masse des Kerns mit gleicher Massenzahl  $A$  und Ladungszahl  $Z-1$ , dann ist es energetisch günstig, ein Proton in ein Neutron umzuwandeln. Dabei werden ein Positron und ein Elektronneutrino aus dem Kern ausgesandt [7, 12]. Dabei gilt:

$$\begin{aligned}\Delta M_K c^2 = \Delta E &= [(M_A(Z, A) - Zm_e) - (M_A(Z - 1, A) - (Z - 1)m_e + m_e)]c^2 \\ &= [M_K(Z, A) - M_K(Z - 1, A) - 2m_e]c^2\end{aligned}\quad (5.3)$$

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu \quad (5.4)$$

mit  $M_A(Z, A)$ , der Masse des Neutralen Atoms mit Ladungszahl  $Z$  und Massenzahl  $A$ ,  
dem Positron  $e^+$  mit Masse  $m_e$ ,  
 $M_K(Z, A)$ , der Masse des Atomkerns mit Ladungszahl  $Z$  und Massenzahl  $A$ ,  
der Lichtgeschwindigkeit  $c$ ,  
dem Neutron  $n$ ,  
dem Proton  $p$   
und  $\nu$ , dem Elektronneutrino.

Die Massendifferenz der neutralen Atome muss groß genug sein, dass sie zur Erzeugung von zwei Elektronenmassen ausreicht. Der Rest geht in die Bewegungsenergie des Positrons und des Neutrinos. Ist die Massendifferenz kleiner als  $2m_e c^2$ , kann die Umwandlung des Nukleons auf diese Weise auch nicht stattfinden.

### 5.1.3. Elektroneneinfang

Ist die Masse des Ausgangskerns mit der Ladung  $Z$  größer, als die Masse des Kerns mit gleicher Massenzahl  $A$  und Ladungszahl  $Z-1$ , aber zu klein, um die für den Beta-Plus-Zerfall notwendigen 2 Elektronenmassen zu erzeugen, dann kann statt dessen der Elektroneneinfang stattfinden. Dabei wird ein Hüllenelektron, meist aus der K-Schale, in den Kern eingefangen, mit dem sich ein Proton in ein Neutron und ein Elektronneutrino umwandeln kann. Da diesmal nur ein Teilchen aus dem Kern ausgesandt wird hat das ausgesandte Neutrino die gesamte (feste) Endpunktsenergie, und zeigt kein kontinuierliches Energiespektrum [7, 12]. Dabei gilt:

$$\begin{aligned}\Delta M_K c^2 = \Delta E &= [(M_A(Z, A) - Zm_e + m_e) - (M_A(Z - 1, A) - (Z - 1)m_e)]c^2 \\ &= [M_K(Z, A) - M_K(Z - 1, A)]c^2\end{aligned}\quad (5.5)$$

$$p + e^- \rightarrow n + \nu \quad (5.6)$$

mit  $M_A(Z, A)$ , der Masse des Neutralen Atoms mit Ladungszahl  $Z$  und Massenzahl  $A$ ,  
dem Positron  $e^+$  mit Masse  $m_e$ ,  
 $M_K(Z, A)$ , der Masse des Atomkerns mit Ladungszahl  $Z$  und Massenzahl  $A$ ,  
der Lichtgeschwindigkeit  $c$ ,  
dem Neutron  $n$

---

und dem Proton  $p$ .

## 5.2. Fermi-Theorie des Beta-Zerfalls

Um die Form des Beta-Spektrums zu erhalten muss man ausrechnen, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Elektron mit einem bestimmten Impuls, aus dem Kern ausgesandt wird [12]. Die Voraussetzungen, die quantenmechanische Störungstheorie anwenden zu können, sind im Bereich der schwachen Wechselwirkung gut erfüllt. Daher lässt sich die Übergangswahrscheinlichkeit von einem Anfangszustand  $\psi_i$  in einen Endzustand  $\psi_f$  nach Fermis goldener Regel aus dem Produkt zweier Faktoren darstellen

$$W_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \psi_f | \hat{H} | \psi_i \rangle|^2 \rho(E_f) \quad (5.7)$$

mit der Übergangswahrscheinlichkeit  $W_{if}$ ,  
dem Störungsoperator  $\hat{H}$   
und  $\rho(E_f)$ , der Dichte der möglichen Endzustände.

Aus dieser Formel lässt sich die Form des Energiespektrums berechnen.

Die Dichte der Endzustände der Elektronen im Energieintervall von  $E_0$  bis  $E_0 + dE_0$

$$\frac{dn_e}{E_0} = \frac{a^6}{4\pi^4 \hbar^6 c^3} p_e^2 (E_0 - E_e)^2 dp_e \quad (5.8)$$

mit dem Volumen  $A$ ,  
den Elektronenzuständen  $n_e$ ,  
dem Elektronenimpuls  $p_e$ ,  
der Elektronenenergie  $E_e$   
und der Endpunktsenergie  $E_0$

erhält man aus

$$E_e + E_\nu = E_0 = E_{max} \quad (5.9)$$

mit der Neutrinoenergie  $E_\nu$ ,  
dem Neutrinoimpuls  $p_\nu$

$$p_\nu = \frac{1}{c} (E_0 - E_e), \quad (5.10)$$

und einem Abzählverfahren für die Elektronen- und Neutrino Zustände

$$dn_e = \frac{a^3 p_e^2}{2 \hbar^3 \pi^2} dp_e \quad (5.11)$$

$$dn_\nu = \frac{a^3 p_\nu^2}{2 \hbar^3 \pi^2} dp_\nu . \quad (5.12)$$

Die gesuchte Wahrscheinlichkeit ein Elektron im Impulsbereich  $p_e$  bis  $p_e + dp_e$ , und gleichzeitig ein Neutrino im Bereich  $p_\nu$  bis  $p_\nu + dp_\nu$  zu finden, ergibt sich aus

$$\frac{d^2 n}{dE_0^2} = \frac{dn_\nu dn_e}{dE_0^2} . \quad (5.13)$$

Um die Form des Beta-Spektrums zu erhalten, muss (5.8) noch mit dem auf das Volumen  $a^3$  normierte Übergangsmatrixelement multipliziert werden:

$$|\alpha^3 H|^2 = g^2 |M_{if}|^2 \quad (5.14)$$

mit  $g$ , der Kopplungskonstanten  
und  $M_{if}$ , dem Übergangsmatrixelement.

Damit ergibt sich für die Übergangswahrscheinlichkeit

$$W_{if} = N(p) dp = \frac{1}{2 \pi^3 \hbar^7 c^3} g^2 |M_{if}|^2 p_e^2 (E_0 - E_e)^2 dp_e. \quad (5.15)$$

Eine genauere Theorie, in der zusätzlich Invarianzeigenschaften berücksichtigt werden können, liefert für die Matrixelemente

$$|H_{if}|^2 = g_F^2 |M_F|^2 + g_{GT}^2 |M_{GT}|^2 \quad (5.16)$$

mit dem Fermi-Matrixelement  $M_F$ , kein Spinumklappen, Elektronen und Neutrinos befinden sich im relativen Singlet-Zustand,  
dem Gamow-Teller-Matrixelement  $M_{GT}$ , der Spinoperator ändert den Spin vom Eingangs- in den Ausgangskanal um eine Einheit, Elektronen und Neutrinos bilden einen Triplett-Zustand und dem Elektronneutrino  $\nu$ .

### 5.2.1. Berücksichtigung des Coulombfeldes des Kerns

Das elektrische Feld des Kerns verformt die Wellenfunktion des ausgesandten geladenen Teilchens [12]. Elektronen werden vom Kernfeld beschleunigt, Positronen abgebremst. Dieser Effekt wird in der Fermi-Funktion  $F(Z, E_0)$  festgehalten, und kann in Tabellenwerken zum Beta-Zerfall nachgeschlagen werden

$$F(Z, E_0) = \frac{|\psi_{e(0)coul}|^2}{|\psi_{e(0)frei}|^2}, \quad (5.17)$$

mit der Wellenfunktion des Elektrons am Kernort  $\psi_{e(0)coul}$   
und der Wellenfunktion des freien Elektrons  $\psi_{e(0)frei}$ .

### 5.2.2. Kurie-Plot

Die aus der Theorie abgeleitete Spektrumsform kann so umgeformt werden, dass sich eine lineare Abhängigkeit ergibt [7, 12]. Auf diese Weise kann die Maximalenergie des Zerfalls besonders leicht aus gemessenen Daten abgelesen werden:

$$\sqrt{\frac{N(p_e)}{F(Z, E_e) p_e^2}} = (E_0 - E_e). \quad (5.18)$$

Bestehen die Messwerte aus Ereignissen verschiedener Zerfälle, ergeben sich mehrere Geraden mit verschiedener Steigung. Auf diese Weise können die einzelnen Anteile des Gesamtspektrums voneinander getrennt werden.

### 5.2.3. Totale Zerfallswahrscheinlichkeit und log-ft-Wert

Die totale Zerfallswahrscheinlichkeit  $\lambda$  ergibt sich aus dem Integral über die Wahrscheinlichkeiten aller Impulse:

$$\lambda = \int_0^{\eta_0} N(\eta) d\eta = \int_1^{\epsilon_0} N(\epsilon) d\epsilon = \frac{\ln(2)}{t_{1/2}}, \quad (5.19)$$



$$\eta = \frac{p}{m_0 c'}$$

$$\epsilon = \frac{W}{m_0 c^2} = \frac{m_0 c^2 + E_e}{m_0 c^2},$$

und  $\epsilon^2 - \eta^2 = 1$

mit  $W$ , der relativistischen Gesamtenergie des Elektrons inklusive Ruhemasse.

Es wird eine neue, häufig gebrauchte und ebenfalls tabellierte Abkürzung definiert [7]

$$f(Z, \epsilon_0) = \int_1^{\epsilon_0} F(Z, \epsilon) \epsilon \sqrt{\epsilon^2 - 1} (\epsilon_0 - \epsilon)^2 d\epsilon \quad (5.20)$$

$$\int_1^{\epsilon_0} N(\epsilon) d\epsilon = \frac{g_F^2 M_F^2 + g_{GT}^2 M_{GT}^2}{B} f(Z, \epsilon_0) = \frac{\ln(2)}{t_{\frac{1}{2}}} \quad (5.21)$$

$$f(Z, \epsilon_0) \cdot t_{\frac{1}{2}} = \frac{B \ln(2)}{g_F^2 M_F^2 + g_{GT}^2 M_{GT}^2} := ft. \quad (5.22)$$

Da der  $ft$ -Wert für die verschiedenen Beta-Zerfälle einen verhältnismäßig großen Wertebereich umfasst, wird in der Regel der dekadische Logarithmus  $\log-ft$  angegeben. Da er die totale Zerfallswahrscheinlichkeit beinhaltet, ist er ein Maß für die Verbotenheit bzw. den Unterdrückungsgrad des Zerfalls. Bei Werten von etwa 4 spricht man von übererlaubten Zerfällen, erlaubte Zerfälle haben einen  $\log-ft$ -Wert von etwa 5,7, einfach verbotene Zerfälle 7,5, zweifach verbotene Zerfälle 12 und dreifach verbotene Zerfälle haben einen  $\log-ft$ -Wert von etwa 18. Tatsächlich nach den Auswahlregeln verboten sind diese Zerfälle nicht, die Zerfallswahrscheinlichkeit wird einfach nur immer kleiner und damit die Lebensdauer des Kerns immer länger.

#### 5.2.4. Klassifizierung verbotener Übergänge

Genauer werden die verbotenen Übergänge klassifiziert [13], wenn man die Gesamtdrehimpulse und Paritäten der Anfangs- und Endzustände betrachtet.

Drehimpuls $L = \Delta J =  J_i - J_f $	Parität $\pi_i \cdot \pi_f$	Bezeichnung
0, 1	+1	Allowed transitions
0, 1	-1	First non unique forbidden transitions
>1	$(-1)^L$	$L^{th}$ non unique forbidden transitions
>1	$(-1)^{L-1}$	$(L - 1)^{th}$ unique forbidden transitions

Bei verbotenen Übergängen werden Teile des Energiespektrums stärker unterdrückt, so dass sich die Form des Spektrums ändert, was durch einen weiteren Formfaktor  $C(\epsilon)$  berücksichtigt wird. Die genauen Energieabhängigkeiten der Formfaktoren sind jedoch nur für „unique forbidden“ und „allowed transitions“ bekannt.

#### 5.3. Der Zerfall von $^{90}\text{Sr}$

$^{90}\text{Sr}$  [14] zerfällt mit einer Halbwertszeit von 28,9 Jahren durch einen  $\beta^-$ -Zerfall zu  $^{90}\text{Y}$ . Die Maximalenergie des Zerfalls liegt bei 546,0 keV.  $^{90}\text{Y}$  zerfällt ebenfalls durch einen  $\beta^-$ -Zerfall zum stabilen  $^{90}\text{Zr}$ . Die Halbwertszeit von  $^{90}\text{Y}$  beträgt 64 Stunden, die Maximalenergie liegt bei 2280,1 keV (siehe Abbildung 6).

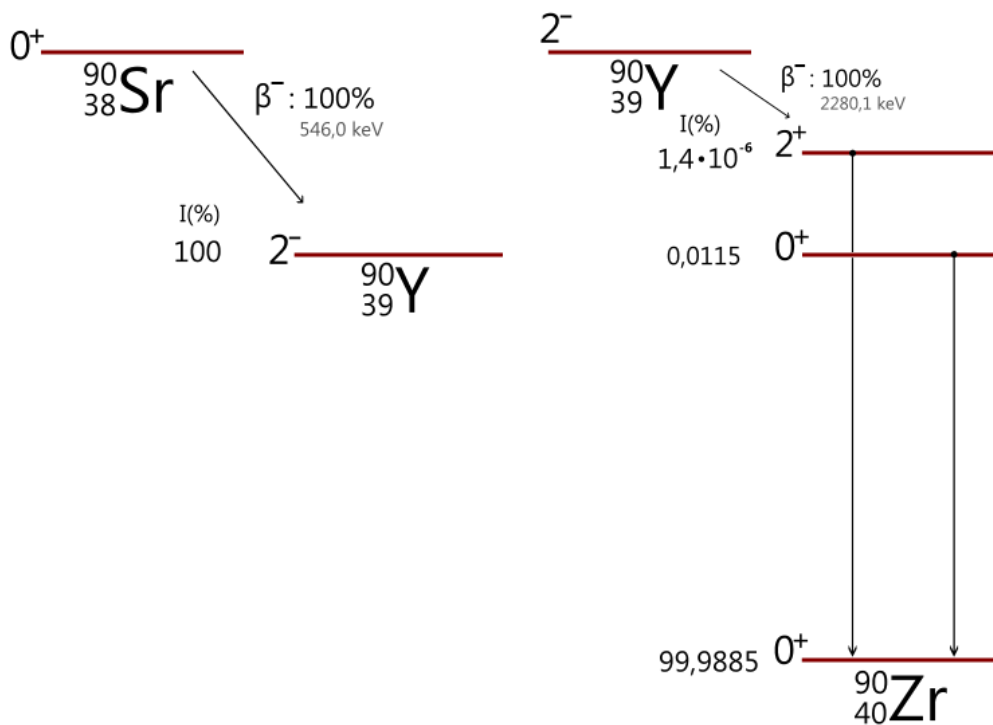


Abbildung 6: Zerfallsschemata von  $^{90}\text{Sr}$  und  $^{90}\text{Y}$ .

$^{90}\text{Sr}$  zerfällt von einem  $0^+$  in einen  $2^-$  Zustand,  $^{90}\text{Y}$  im stärksten Zerfallskanal von einem  $2^-$  in einen  $0^+$  Zustand. Die anderen beiden Zerfallswege von  $^{90}\text{Y}$  sind so schwach, dass sie nicht weiter berücksichtigt werden. Die Klassifizierung ergibt sich aus

$$L = \Delta J = |J_i - J_f| = |2 - 0| = 2 \quad \text{und} \quad (5.23)$$

$$\pi_i \cdot \pi_f = -1 = (-1)^1 = (-1)^{2-1} = (-1)^{L-1}. \quad (5.24)$$

Bei beiden Zerfällen handelt es sich daher um „first unique forbidden transitions“. Die Energieabhängigkeit der Formfaktoren ist bekannt [13].

### 5.3.1. Energiespektrum von $^{90}\text{Sr}$

Die Spektrumsform ergibt sich aus der Form gegeben durch die goldene Regel und den beschriebenen Korrekturfaktoren [13]

$$N(\eta) = a \eta^2 (\epsilon_0 - \epsilon) C(\eta) F(Z, \eta). \quad (5.25)$$

Die Konstante  $a$  ergibt sich aus der Normierung auf die Gesamtaktivität,  $F(Z, \eta)$  ist die Fermifunktion und  $C(\eta)$  der Formfaktor des verbotenen Übergangs.

Der Formfaktor  $C(\eta)$  lässt sich in einen theoretischen Anteil, und einen experimentellen Korrekturfaktor aufteilen [15]:

$$C(\eta) = C_{th} \cdot C_{corr}, \quad (5.26)$$

$$C_{th} = (q^2 + \lambda_2 \eta^2), \quad (5.27)$$

$$C_{corr} = 1 + a \cdot \epsilon \quad (5.28)$$

mit  $q = \epsilon_0 - \epsilon$ , dem Neutrinoimpuls,  
 $\lambda_2$ , der (tabellierten) Coulombfunktion  
 und dem Korrekturfaktor  $a$ .

Für  $^{90}\text{Sr}$  ist  $a_{\text{Sr}} = -(0,032 \pm 0,007)$ , für  $^{90}\text{Y}$  ist  $a_{\text{Y}} = -(0,0078 \pm 0,0024)$ . Die Aktivität ist für beide Isotope identisch. Die Normierungskonstanten müssen daher so gewählt werden, dass die Flächen unter beiden Spektren identisch ist.

Die Darstellungen der Fermifunktion und der Coulombfunktion sind

$$F_{\text{Sr}}(Z, \eta) = 1,1562 + \frac{2,9799}{\eta} + 0,3269 \eta,$$

$$F_{\text{Y}}(Z, \eta) = 1,1884 + \frac{3,1432}{\eta} + 0,3374 \eta,$$

$$\lambda_{2,\text{Sr}} = 0,8307 + \frac{0,0649}{\eta^2} + 0,0409 \eta - 0,0067 \eta^2 + 0,0005 \eta^3,$$

$$\lambda_{2,\text{Y}} = 0,8234 + \frac{0,0676}{\eta^2} + 0,0421 \eta - 0,0068 \eta^2 + 0,0005 \eta^3.$$

Das Gesamte theoretische Spektrum ergibt sich aus der Summe der einzelnen Spektren, der beiden Zerfälle (siehe Abbildung 7).

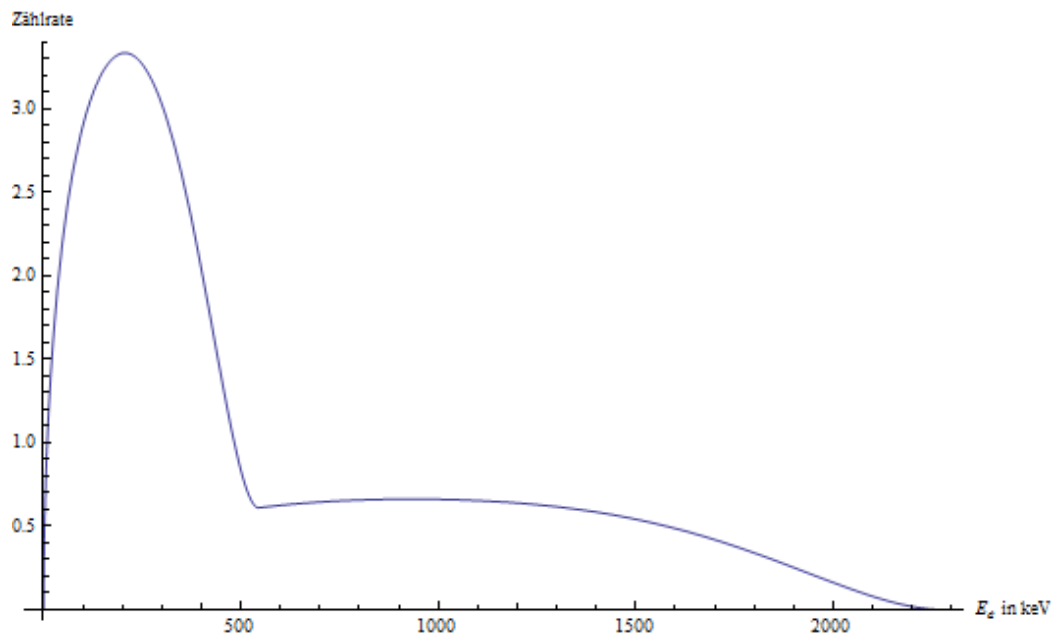


Abbildung 7: Berechnetes Energiespektrum des Zerfalls von  $^{90}\text{Sr}$  und  $^{90}\text{Y}$ .



---

## 6. Verwendung eines Pulsers und der Beta-Quelle

---

Die Elektronenenergien im typischen Strahlbetrieb betragen etwa 75 MeV, die Maximalenergie der Elektronen aus einer Beta-Quelle dagegen nur etwa 2,2 MeV. Daraus ergeben sich Schwierigkeiten, die vorhandene Ausleseelektronik zu verwenden.

Normalerweise treffen die gestreuten Elektronen auf den Streifenzähler, durchdringen ihn, und treffen auf den dahinter liegenden Trigger-Detektor. Nur wenn Ereignisse in dieser Reihenfolge registriert werden, wird das Ereignis als gutes Ereignis gewertet und die Elektronik startet den Auslesevorgang. Die langsamen Elektronen aus der Quelle haben dagegen nicht genügend Energie um den Trigger-Detektor zu erreichen. Die Ereignisse werden daher nie gewertet und es kann kein Spektrum aufgenommen werden.

Um trotzdem ein Spektrum aufnehmen zu können, muss der Trigger aus dem System herausgenommen werden. Einfach die Koinzidenzbedingung aus der Auslese zu streichen ist nicht möglich, da diese Bedingung über fest verbaute Logikplatinen realisiert wurde. Daher wird statt dessen das Triggersignal nachgeformt und von einem Pulsgenerator anstelle des eigentlichen Triggersignals an die Messelektronik geschickt. Auf diese Weise erhält die Elektronik ständig die Erlaubnis, die auf dem Streifenzähler auftreffenden Elektronen als gute Ereignisse zu werten, so dass ein Spektrum aufgenommen werden kann.

### 6.1. Die verwendete $^{90}\text{Sr}$ -Quelle

Die verwendete Quelle hat laut Datenbank am 1.1.2013 eine Aktivität von  $A_0 = 205,98 \cdot 10^6 \text{ Bq}$ . Mit dem radioaktiven Zerfallsgesetz ergibt sich für den 20.8.2013 eine Aktivität von  $A_{\text{Messung}} = 202,88 \cdot 10^6 \text{ Bq}$ . Diese Aktivität gilt allerdings nur für das zerfallende  $^{90}\text{Sr}$ . Die Aktivität des  $^{90}\text{Y}$  ist noch einmal genauso groß.

Die Quelle strahlt isotrop in alle Richtungen. Das Spektrometer hat aber nur einen momentan eingestellten Öffnungswinkel von  $2 \text{ msr}$ . Die Aktivität, die im Spektrometer registriert werden kann, muss also entsprechend verringert sein. Eine Kugel hat  $4\pi \text{ sr}$ .  $2 \text{ msr}$  sind  $\frac{10^{-3}}{2\pi}$  der gesamten Kugel. Die Aktivität des  $^{90}\text{Sr}$ -Anteils im Akzeptanzbereich, ist daher

$$A_{\text{Messung}} \cdot \frac{10^{-3}}{2\pi} = 32,29 \cdot 10^3 \text{ Bq}.$$

### 6.2. Erste Messung

Die Quelle wird in die Streukammer des Spektrometers gestellt und so ausgerichtet, dass die Elektronen die Spektrometeröffnung durchqueren können. Anschließend wird das Signal des Triggers auf einem Oszilloskop betrachtet und von einem Pulsgenerator nachgeformt (siehe Abbildung 8).

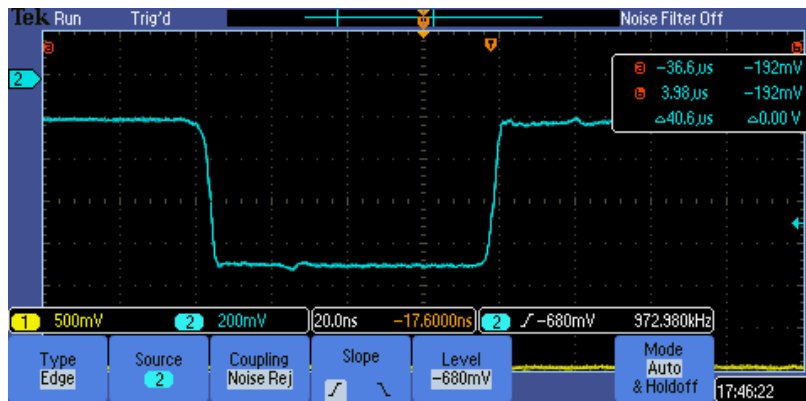


Abbildung 8: Die mit dem Pulsgenerator geformte Pulsform.

Die Frequenz wird auf 1 MHz gestellt, die Stromstärke des Spektrometer-Dipols auf 1 A.

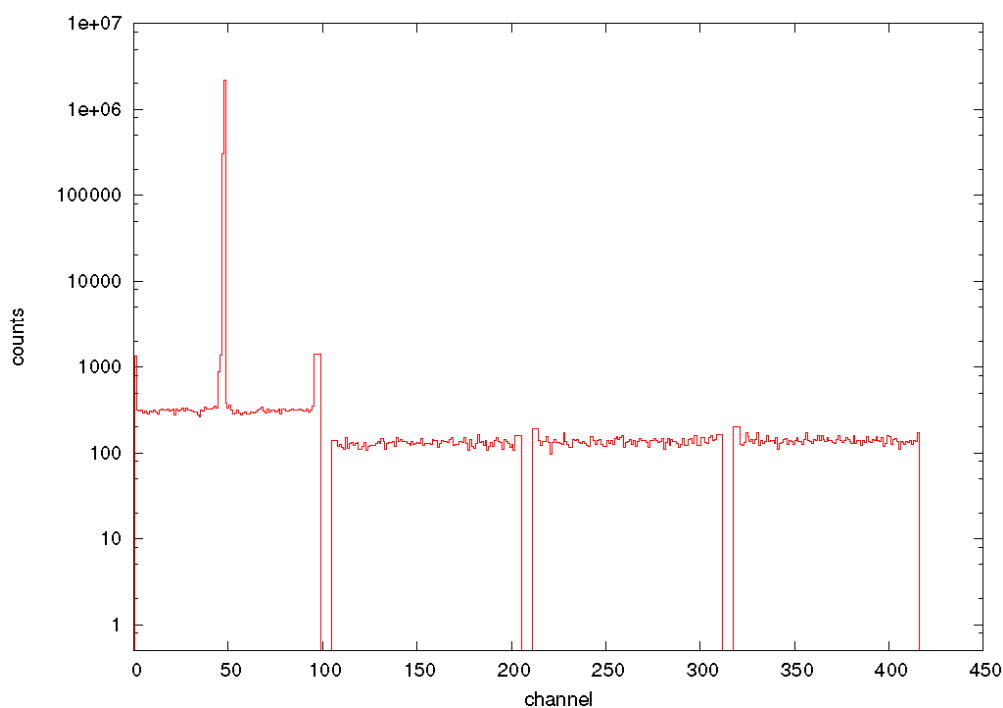


Abbildung 9: Erste Messung mit Quelle und Pulser mit defektem Zählmodul, 17 Stunden Messzeit.

Wie man in Abbildung 9 sieht, zeigt der Kanal 48 deutlich höhere Zählraten als alle anderen. Auch bei etwas anderen Magnetfeldstärken zeigt immer derselbe Kanal diese sehr hohen Zählraten. Daher ist davon auszugehen, dass es sich um einen Defekt des Detektormoduls handelt. Dass dieser Kanal nicht mehr ganz in Ordnung ist, und etwas zu hohe Zählraten anzeigt ist schon länger bekannt und auch in normalen Messungen zu sehen. Das tatsächliche Ausmaß zeigt sich jedoch erst, seit der Pulser den Trigger ersetzt, und so alle Ereignisse die dieser Kanal registriert, auch gewertet, und im gemessenen Spektrum angezeigt werden.

In normalen Target Messungen wird in der Regel die elastische Linie irgendwie in die Mitte des ersten Moduls gelegt. Dieses Modul bekommt daher die meiste Strahlenbelastung ab und ist vermutlich über die Benutzungsdauer mit der Zeit zerstört worden. Reparieren lässt sich dieser Schaden nicht, so dass das Modul ausgetauscht wird.

### 6.3. Austausch des Detektormoduls

Um das Detektormodul austauschen zu können, muss zuerst die Abschirmung des Detektors abgebaut werden. Als nächstes kann der Trigger abgenommen werden und anschließend die

---

Edelstahlverkleidung des Detektors. Nun liegen die Streifenzählermodule frei (siehe Abbildung 10) und können ausgetauscht werden.



Abbildung 10: Das freigelegte Lintott Detektorsystem.

Zum Schluss muss alles wieder angeschlossen und zusammengebaut werden. Eine genauere Dokumentation des Austauschs befindet sich im Miniforschungsbericht von Frédéric Kornas [16].

Eine erneute Messung (Pulser  $1\text{ MHz}$ , Magnetstrom  $2\text{ A}$ ) zeigt, dass der Austausch erfolgreich war (siehe Abbildung 11). Kein Kanal verhält sich derart außergewöhnlich wie vor dem Austausch.

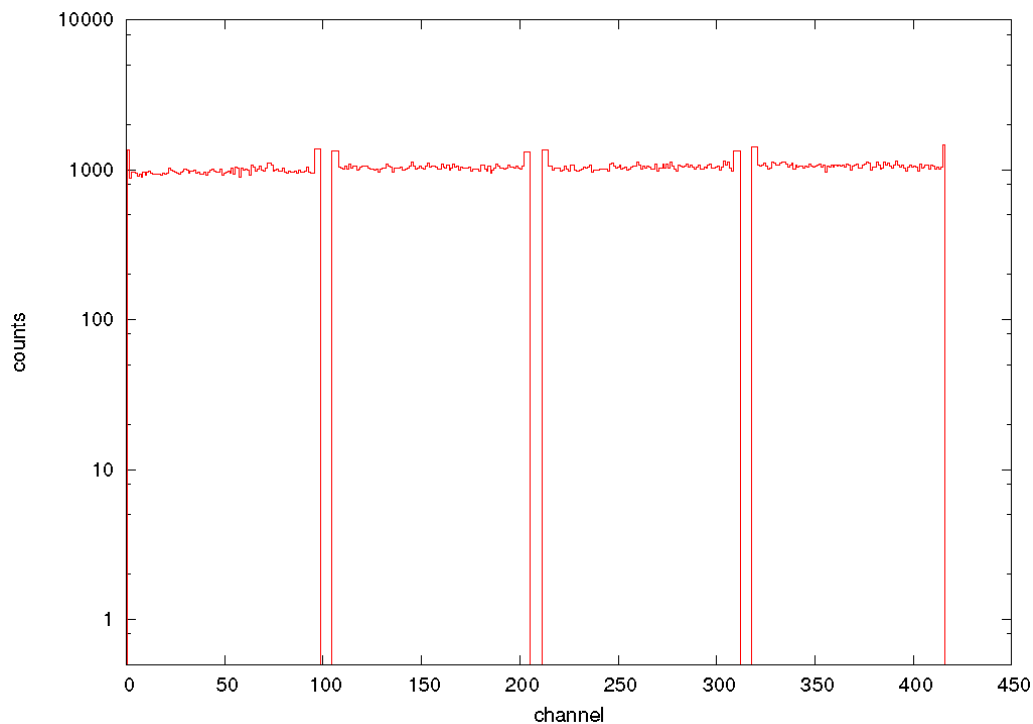


Abbildung 11: Das nach dem Austausch des Detektormoduls aufgenommene Spektrum (70 Stunden Messzeit) zeigt keine Fehlstellen mehr.

#### 6.4. Vermessung der Winkelakzeptanz des Spektrometers

Für die Effizienzmessung des Detektors ist es wichtig, möglichst genau zu wissen, wie viel der Aktivität der Beta-Quelle tatsächlich in das Spektrometer gelangen kann. Zwischen Streukammer und Spektrometer Magnet befinden sich eine Konstruktion, mit der der räumliche Akzeptanzwinkel eingestellt werden kann. Im Energieverlustmodus, in dem das Spektrometer nicht radial fokussierend wirkt, kann durch Verkleinerung der Winkelakzeptanz, eine bessere Energieauflösung auf Kosten der Zählrate erreicht werden. Jeweils eine der Rändelschrauben verstellt den horizontalen bzw. vertikalen Akzeptanzbereich. Die genaue Abhängigkeit von geschraubten Umdrehungen, zu der Vergrößerung bzw. Verkleinerung der Öffnung, ist zurzeit jedoch unbekannt.

Um den entsprechenden Raumwinkel zu bestimmen, öffnen wir die Verbindung von der Streukammer zum Spektrometer und schrauben die Verkleidung der Akzeptanzschlitze ab. Ein Bild des Schlitzsystems ist in Abbildung 12 zu sehen. Durch Drehen an den Schrauben und Messen der Öffnung, können wir die gesuchte Abhängigkeit bestimmen.

Vertikal		Horizontal	
Umdrehungen	Öffnung	Umdrehungen	Öffnung
0	0 cm	0	0 cm
10	1,90 cm	10	1,90 cm
20	3,84 cm	20	3,83 cm
30	5,80 cm	30	5,82 cm
40	7,80 cm		

Zum Schluss stellen wir den horizontalen Schlitz auf 1,9 cm, und den vertikalen Schlitz auf 5,8 cm und schrauben das Spektrometer wieder zu.



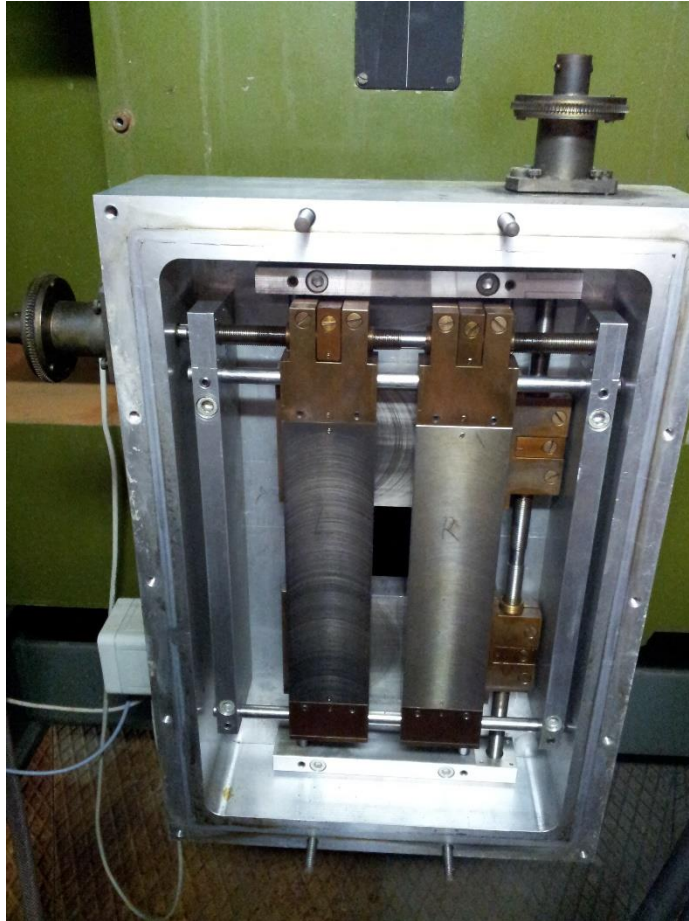


Abbildung 12: Das Schlitssystem zur Raumwinkeldefinition am Lintott-Spektrometer.

Die Schlitze befinden sich in einem Abstand  $r$  von  $74\text{ cm}$  zum Zentrum der Streukammer, und damit zur üblichen Target Position. Der Raumwinkel ergibt sich aus der Öffnungsfläche  $A$ , den die beiden Schlitze bilden, und dem Abstand  $r$  zu  $\Delta\Omega = \frac{A}{r^2} = 2\text{ msr}$ .



---

## 7. Aufnahme des Beta-Spektrums

---

Die durch den Trigger erzeugte Koinzidenzzeit sollte möglichst groß sein. Im Idealfall sollte das Fenster für die Messung dauerhaft offen sein. Für einen 80 ns langen Puls benötigt man dafür eine Frequenz von 12,5 MHz.

Da sich der Pulser aber nicht so genau einstellen lässt, und die Messelektronik sowieso nur die ansteigende Pulsflanke betrachtet, stellen wir den Pulser zur Spektrumaufnahme auf 50 MHz. Im Prinzip sollte das Messfenster jetzt dauerhaft offen sein. Die Totzeit der Messelektronik wird auf diese Weise etwas vergrößert, wird aber im Aufnahmeprogramm angezeigt und kann hinterher rausgerechnet werden.

Gemessen wird das Spektrum von einem Magnetstrom von 0 A bis 6 A in Schritten von 0,2 A (siehe Abbildung 13).

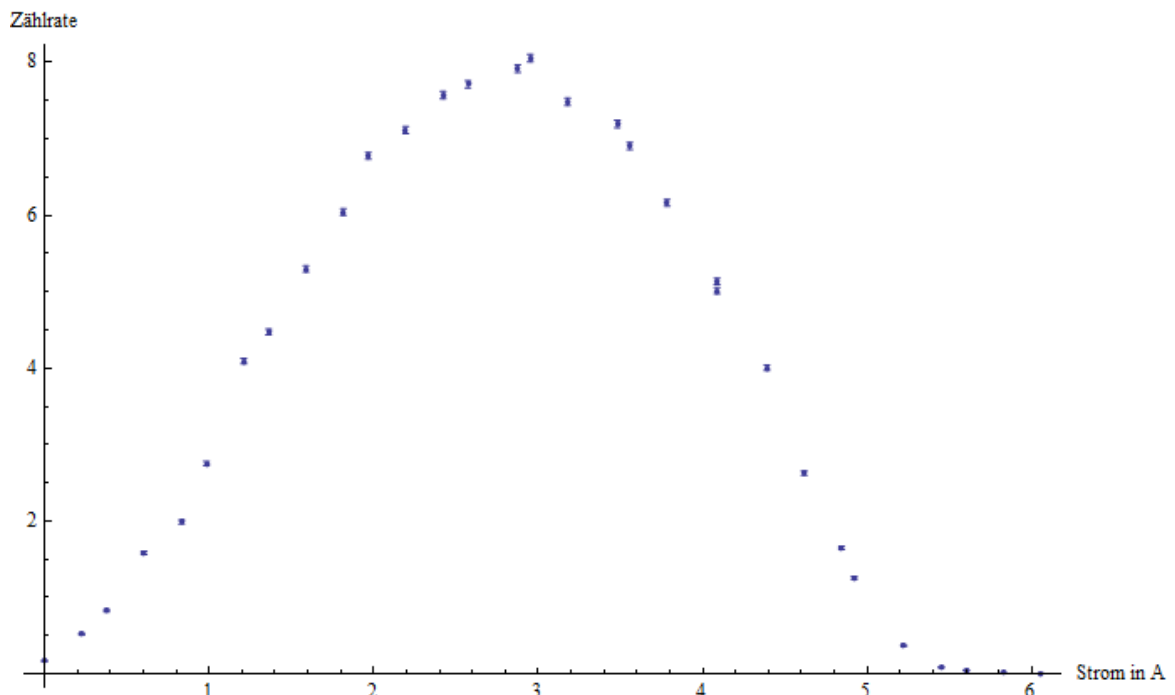


Abbildung 13: Aufgenommenes Beta-Spektrum in Abhängigkeit vom Dipolstrom. Messzeit jeweils ca. eine Stunde.

Das Spektrometer hat eine Impulsakzeptanz von 4% der Einschussenergie. Die Impulsfenster in dem die Elektronen vom Streifenzähler registriert werden, und damit die gemessenen Zählraten, sind daher für kleine Stromstärken kleiner, als für große Stromstärken. Um eine gleichmäßige Gewichtung zu erreichen, müssen die gemessenen Zählraten jeweils noch durch den Impuls geteilt werden.



## 8. Auswertung

### 8.1. Kurie-Plot der Messpunkte

Die am Dipolmagneten des Spektrometers eingestellte Stromstärke  $A$  ist proportional zum Impuls der Elektronen. Die genaue Abhängigkeit ist jedoch nicht bekannt

$$\eta = k \cdot A \quad (8.1)$$

mit der gesuchten Proportionalitätskonstanten  $k$

Trägt man die gemessenen Werte in einem Kurie-Plot auf, dann entspricht der Schnittpunkt mit der x-Achse der Maximalenergie  $\epsilon_0$  des Zerfalls. Da in diesem Fall ein Anteil von  $^{90}\text{Sr}$  und ein Anteil von  $^{90}\text{Y}$  vorliegen, muss die Ausgleichsgerade nur an den hinteren Teil der Messwerte, die den reinen  $^{90}\text{Y}$  Anteil ausmachen, angepasst werden (siehe Abbildung 14).

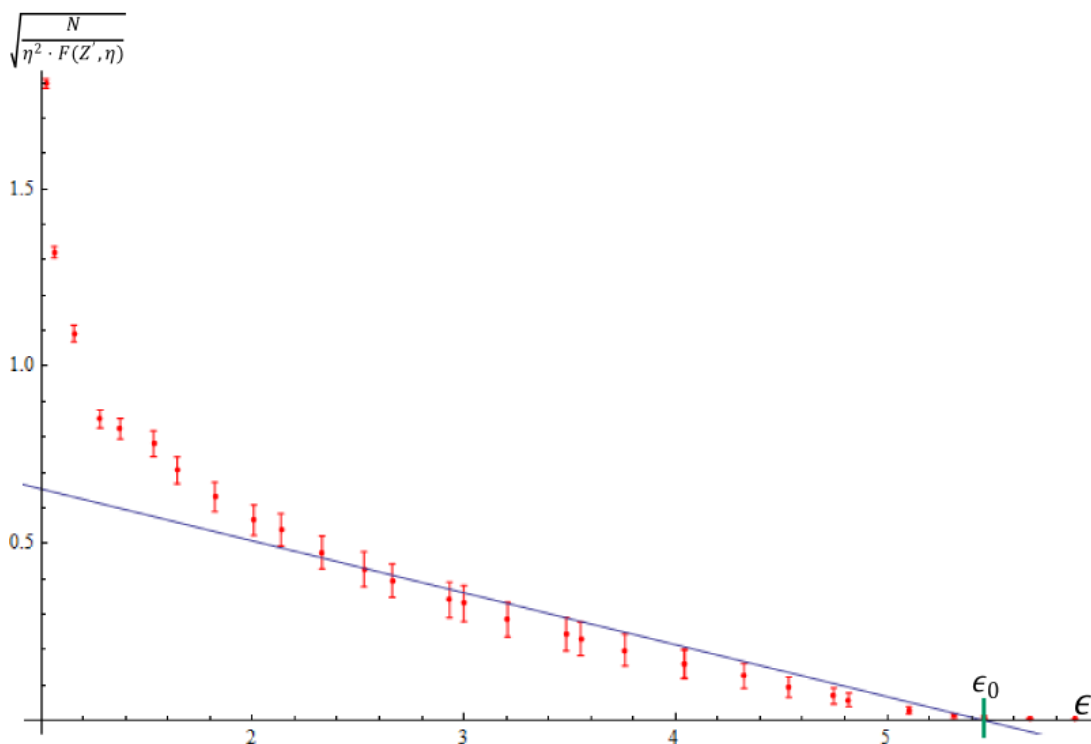


Abbildung 14: Kurie-Plot der Messwerte mit eingezeichneter Ausgleichsgeraden im Bereich des Zerfalls von  $^{90}\text{Y}$ .

Die Maximalenergie des Zerfalls ist hier bereits bekannt. Daher kann diese Darstellung verwendet werden, um die Konstante  $k$  zu bestimmen

$$\epsilon = \sqrt{\eta^2 + 1} = \sqrt{(k \cdot A)^2 + 1}, \quad (8.2)$$

$$\epsilon_0 = \frac{m_0 c^2 + E_0}{m_0 c^2} = \frac{(511,006 + 2280,1) \text{ keV}}{511,006 \text{ keV}} = 5,46198.$$

Wenn die Konstante den Wert  $k = 0,958298$  hat, dann schneidet die Ausgleichsgerade die x-Achse beim gewünschten Wert. Damit kann das aufgenommene Spektrum in eine Energieabhängigkeit umgerechnet werden.

## 8.2. Energieauftragung der Messwerte

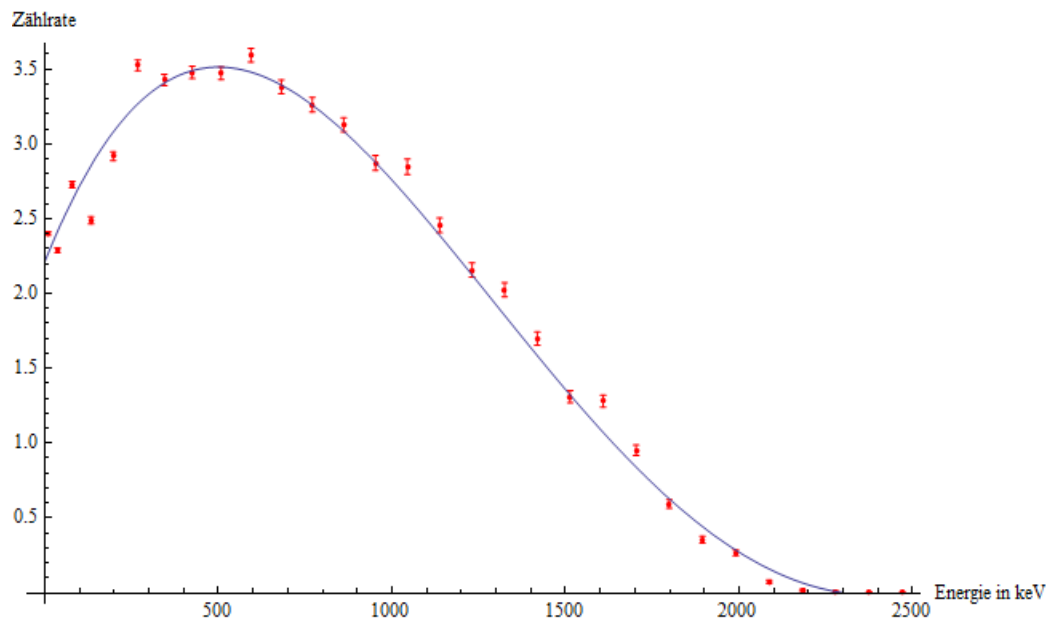


Abbildung 15: Aufgenommenes Spektrum in Abhängigkeit von der Elektronenenergie mit angepasstem Polynom vierten Grades.

Die gemessene Gesamtaktivität entspricht der Fläche unter dem Spektrum und ist mit  $1,714 \cdot 10^3 \text{ Bq}$  deutlich kleiner, als die erwarteten  $64,58 \cdot 10^3 \text{ Bq}$ . Die Form des berechneten Spektrums ist ebenfalls kaum zu erkennen.

## 8.3. Spektrumsaufnahme mit einem anderen Detektorsystem

Um eine Ursache für die nicht erkennbare Spektrumsform zu finden, versuchen wir die  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle mit einem anderen Detektor zu betrachten. Die verwendete Quelle ist in ein Gehäuse eingebaut. Möglicherweise wird das Energiespektrum schon beim Austritt aus diesem Gehäuse so stark verzerrt. Wenn das das Spektrum von einem anderen Detektor gemessen etwa genauso aussieht, wie das vom Spektrometer gemessene Spektrum, wäre das ein Anzeichen dafür.

Das mit dem Detektor des F-Praktikums Versuch 2.7 aufgenommene Spektrum ist in Abbildung 16 zu sehen. Bei dem Detektor handelt es sich um einen NaI-Kristall (3" x 3") mit angeschlossenem Photomultiplier. Leider hat dieses Spektrum weder mit dem theoretisch erwarteten, noch mit dem im Spektrometer gemessenen Verlauf besonders viel Ähnlichkeit, und ist daher für eine Ursachensuche nicht aussagekräftig. Die NaI-Kristalle sind üblicherweise von einer Schutzhülle aus Aluminium umgeben. Für die übliche Verwendung, Registrierung von Gammastrahlung, ist das kein Problem. Für die Elektronen der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle ist das Eintrittsfenster dagegen zu dick.

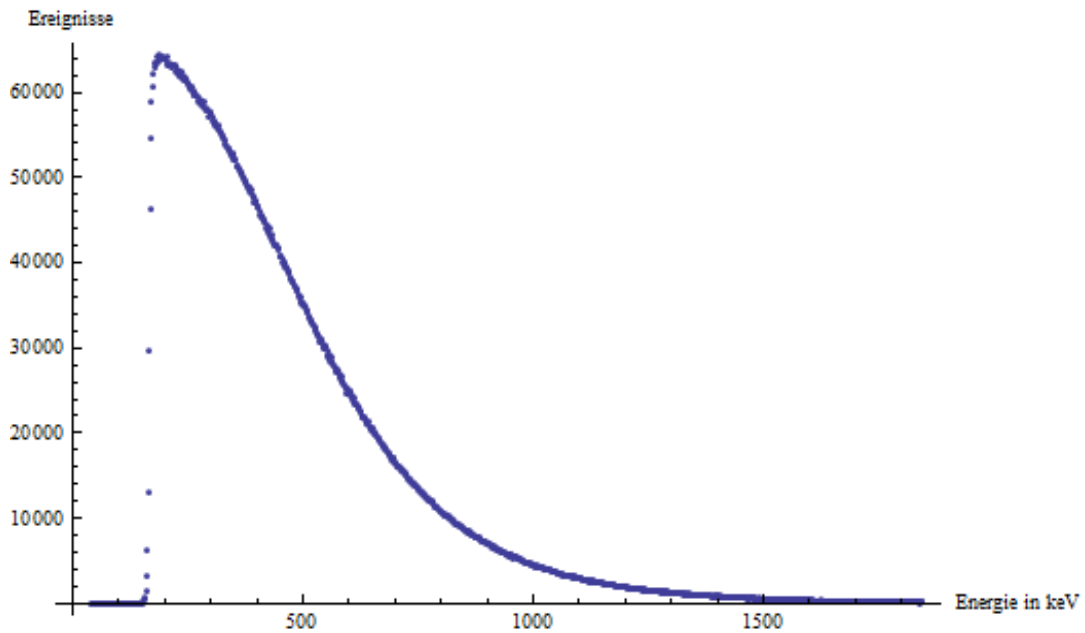


Abbildung 16: Gemessenes Spektrum der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle, gemessen mit dem Detektor des F-Praktikums Versuch 2.7.

#### 8.4. Messung der relativen Effizienz

Dass das gemessene Spektrum nicht so aussieht wie erwartet, ist für die geplante Effizienzmessung eigentlich nicht weiter wichtig. Daher stellen wir die Quelle wieder in die Streukammer und stellen den Dipolmagneten des Spektrometers so ein, dass wir das Maximum des Spektrums der Quelle treffen, um möglichst viele Elektronen in kurzer Zeit registrieren zu können. Die Messung läuft etwa 4 Tage. Leider stellt sich bei der Auswertung heraus, dass die Totzeit der Messung bei 99,5 % liegt und der verwendete Pulser nicht korrekt gearbeitet hat. Für eine neue Messung ist aufgrund der beginnenden Beschleunigerstrahlzeit keine Gelegenheit mehr. Das Spektrum aus Kapitel 6.3 zeigt jedoch bereits, dass die Quellen-Methode zur Vermessung der Effizienz im Prinzip gut geeignet sein müsste (Abbildung 17).

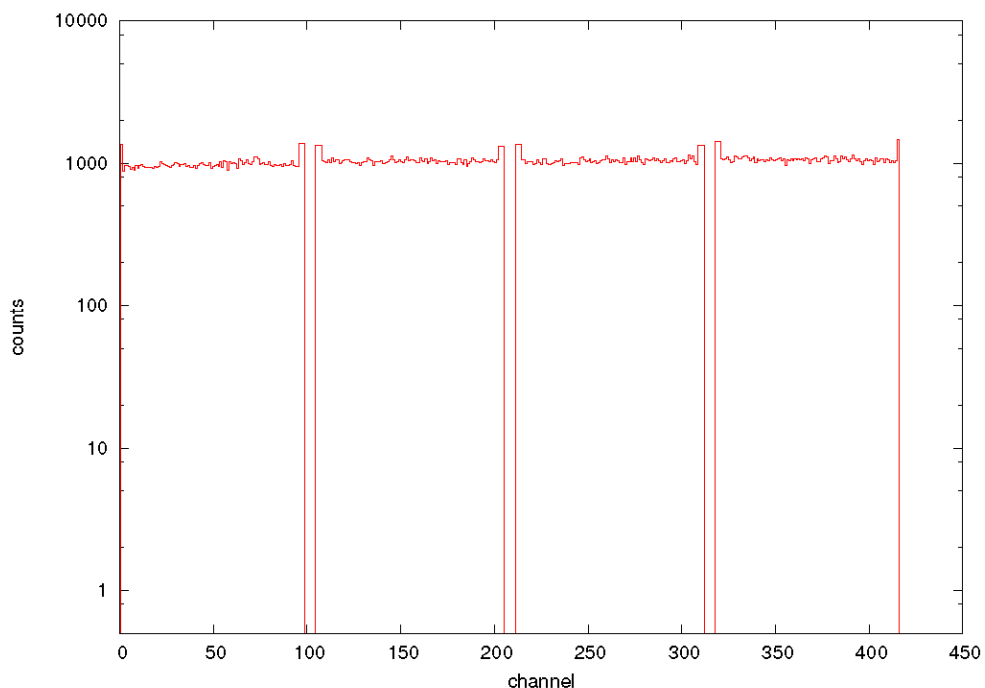


Abbildung 17: Die Messung (70 Stunden) zur Überprüfung des neu eingebauten Zählmoduls.

Außer den Randkanälen bilden alle Kanäle etwa eine Gerade, das heißt, die Effizienz der einzelnen Streifenzähler ist etwa gleich. Für eine genauere Analyse müssten die Einstellungen zur Pulsfrequenz des Pulsers und die genaue Magnetfeldeinstellung bekannt sein. Da diese Messung dafür aber gar nicht verwendet werden sollte, ist das hier leider nicht der Fall.

### 8.5. Messung der Absoluten Effizienz der Siliziumstreifenzähler

Zur Bestimmung der absoluten Effizienz der Siliziumstreifenzähler wurden in der Strahlzeit im Herbst 2013 ein  $^{150}\text{Nd}$ -Target vermessen und unter den Winkeln  $69^\circ$ ,  $93^\circ$ ,  $117^\circ$  und  $141^\circ$  elastische Streuspektren aufgenommen. Hier sollen dann die gemessenen elastischen Wirkungsquerschnitte bzw. Formfaktoren mit theoretisch bestimmten Formfaktoren verglichen werden. Die theoretischen Formfaktoren stammen aus dem Mainzer Code DREPHA [17]. Elastische Wirkungsquerschnitte werden bei Elektronenstreuexperimenten aus der Beziehung

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = A_{el} \cdot \frac{1}{\Delta\Omega} \cdot \frac{e}{I \cdot t} \cdot \frac{M}{t_{eff} N_A} \cdot H_{isotop} \quad (8.3)$$

bestimmt. Hierbei ist  $A_{el}$  die Fläche des Peaks der elastisch gestreuten Ereignisse,  $\Delta\Omega$  der Raumwinkel des Spektrometers, das Produkt  $I \cdot t$  entspricht der gesammelten Ladung im Spektrometer,  $M$  die Kernmasse in  $\frac{g}{mol}$ ,  $t_{eff}$  die effektive Dicke des Targets und  $H_{isotop}$  die Isotopenreinheit des verwendeten  $^{150}\text{Nd}$  Targets.

Ebenfalls mit Hilfe der Analysesoftware HDTV [18] werden die Flächeninhalte  $A_{el}$  als Integral der für die Elektronenstreuung typischen Linienform verwendet [19].

Der experimentell ermittelte Formfaktor ergibt sich aus den Gleichungen (3.3) und (3.4).

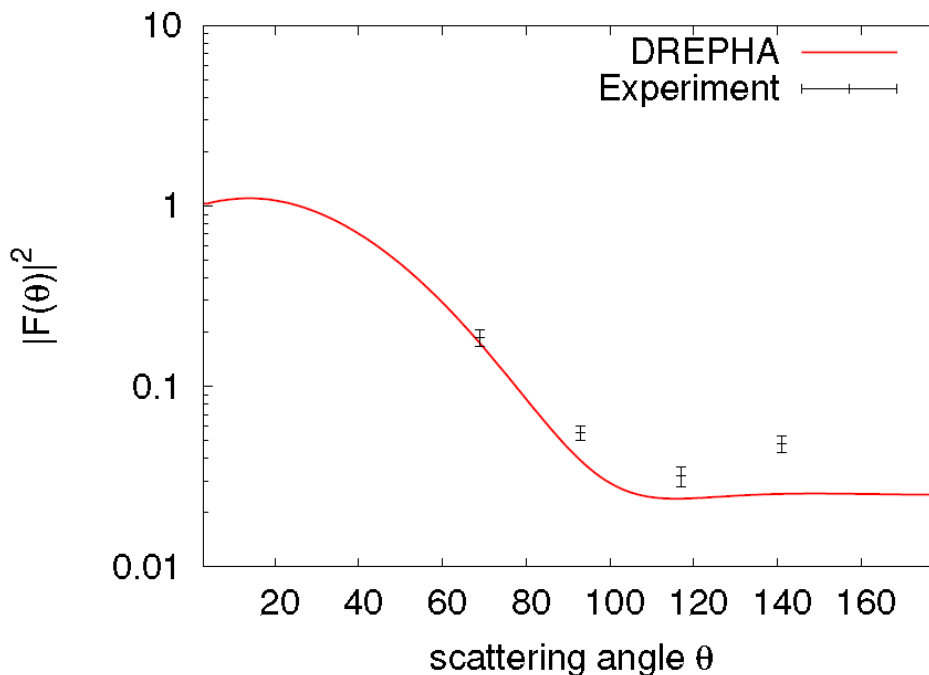


Abbildung 18: Der experimentelle- und der theoretische Formfaktor von  $^{150}\text{Nd}$  im Vergleich.

Abbildung 18 zeigt den Vergleich der experimentell bestimmten Punkte mit der Theorie. Bei mittleren Streuwinkeln ist die Übereinstimmung sehr gut im Rahmen der Unsicherheiten. Die größere Abweichung bei dem höchsten Streuwinkel ist noch nicht wirklich verstanden, ist aber Gegenstand aktueller Untersuchungen. Die absolute Effizienz des Detektors liegt nach dieser Messung bei etwa 100%.



---

## 9. Fazit und Ausblick

---

Die Messungen mit dem Pulser und der Quelle haben den Defekt eines der Streifenzählermodule aufgedeckt. Dieses Modul konnte ausgetauscht, und der damit verbundene Defekt im Detektorsystem behoben werden. Die Aufnahme eines Spektrums zur Effizienzzeichnung der Streifenzähler mit einer Beta-Quelle, sollte im Prinzip möglich sein. Dazu sollte ein sauber funktionierender Pulsgenerator verwendet, und eine längere Messzeit im Anschluss an die momentan laufende Beschleunigerstrahlzeit eingeplant werden. Eine Messung zur absoluten Effizienz zeigt, dass nahezu alle Ereignisse, die die Siliziumstreifenzähler passieren auch gezählt werden. Die Abweichung der experimentellen Daten zum theoretischen elastischen Formfaktor, die bei den Rückwärtswinkeln auftreten sind noch nicht komplett verstanden, sind aber Gegenstand aktueller Untersuchungen. Außerdem soll eine Messung am Gastarget  $^{16}\text{O}$  im Bereich des  $4\alpha$ -Zustandes durchgeführt werden.



---

## 10. Literatur

---

- [1] A. Richter, „Operational Experience at the S-DALINAC,“ Darmstadt, 1996.
- [2] D. Belic, C. Alandini, J. Besserer, J. de Boer, J. J. Carroll, J. Enders, T. Hartmann, F. Käppeler, H. Kaiser, U. Kneissl, M. Loewe, H. J. Maier, P. Mohr, P. von Neumann-Cosel, A. H. H. Pitz, A. Richter, M. Schumann, S. Volz und A. Zilges, „Photoactivation of Ta-180m and Its Implications for the Nucleosynthesis of Nature's Rarest Naturally Occurring Isotope,“ *Phys. Rev. Lett.* 83, pp. 5242-5245, 20 Dezember 1999.
- [3] A. Lenhardt, „Entwicklung eines Si-Mikrostreifendetektors für das 169°-Spektrometer am S-DALINAC,“ Darmstadt, 2004.
- [4] D. Savran, K. Lindenberger, J. Glorius, L. B., S. Müller, N. Pietralla, L. Schnorrenberger, V. Simon, K. Sonnabend, C. Wälzlein, M. Elvers, J. Enders, J. Hasper und A. Zilges, „The low-energy photon tagger NEPTUN,“ *Nucl. Instr. Meth. A* 613, 2, pp. 232-239, 1 Februar 2010.
- [5] C. Lüttge, C. Hofmann, J. Horn, F. Neumeyer, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, A. Stiller, D. I. Sober, S. K. Matthews und L. W. Fagg, „Large-aperture system for high-resolution 180° electron scattering,“ *Nucl. Instr. Meth. A* 366, pp. 325-331, 1 Dezember 1995.
- [6] A. Krugmann, „Untersuchung von E0-Übergängen in Kernen am Phasenübergang zwischen sphärischer und deformierter Kerngestalt,“ Darmstadt, 2008.
- [7] T. Mayer-Kuckuk, Kernphysik - Eine Einführung, Stuttgart: Teubner , 2002.
- [8] F. Neumeyer, „Untersuchung magnetischer Kernanregungen in 48Ca und 90Zr mit hochauflösender Elektronenstreuung unter 180° am S-DALINAC,“ Darmstadt, 1997.
- [9] M. Stroetzel und A. Goldmann, „Evidence for a 0+ state in O-16 at 14.0 MeV,“ *Physics Letters Volume 29B, number 5*, pp. 306-307, 26 Mai 1969.
- [10] S. Aslanidou, *private Mitteilung*, Darmstadt, 2013.  
]
- [11] V. D. Ingenieure, VDI-Wärmeatlas, Berlin: Springer, 2006.  
]
- [12] C. Rangacharyulu, E. J. Ansaldò, D. Bender, A. Richter und E. Spamer, „High-Resolution  
] (e, e') Study of Isovector M1 and M2 Transitions in the Oxygen Isotopes,“ *Nuclear Physics A* 406, pp. 493-503, 1983.
- [13] K. Bethge, G. Walter und B. Wiedemann, Kernphysik - Eine Einführung, Berlin: Springer,  
] 2008.
- [14] H. Behrens und J. Jänecke, Numerical Tables for Beta-Decay and Electron Capture,  
] Heidelberg: Springer, 1969.
- [15] National Nuclear Data Center, „NuDat 2.6,“ [Online]. Available:  
] <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>. [Zugriff am 28 August 2013].
- [16] H. Hansen, „Measurement of the Beta-Ray Spectra of 90Sr - 90Y,“ *Int. J. Appl. Radiat. Isot.*,  
] pp. 1241-1247, August 1983.
- [17] F. Kornas, „Austausch eines Siliziumstreifen-zählermoduls am Lintott-Spektrometer,“  
] Darmstadt, 2013.

---

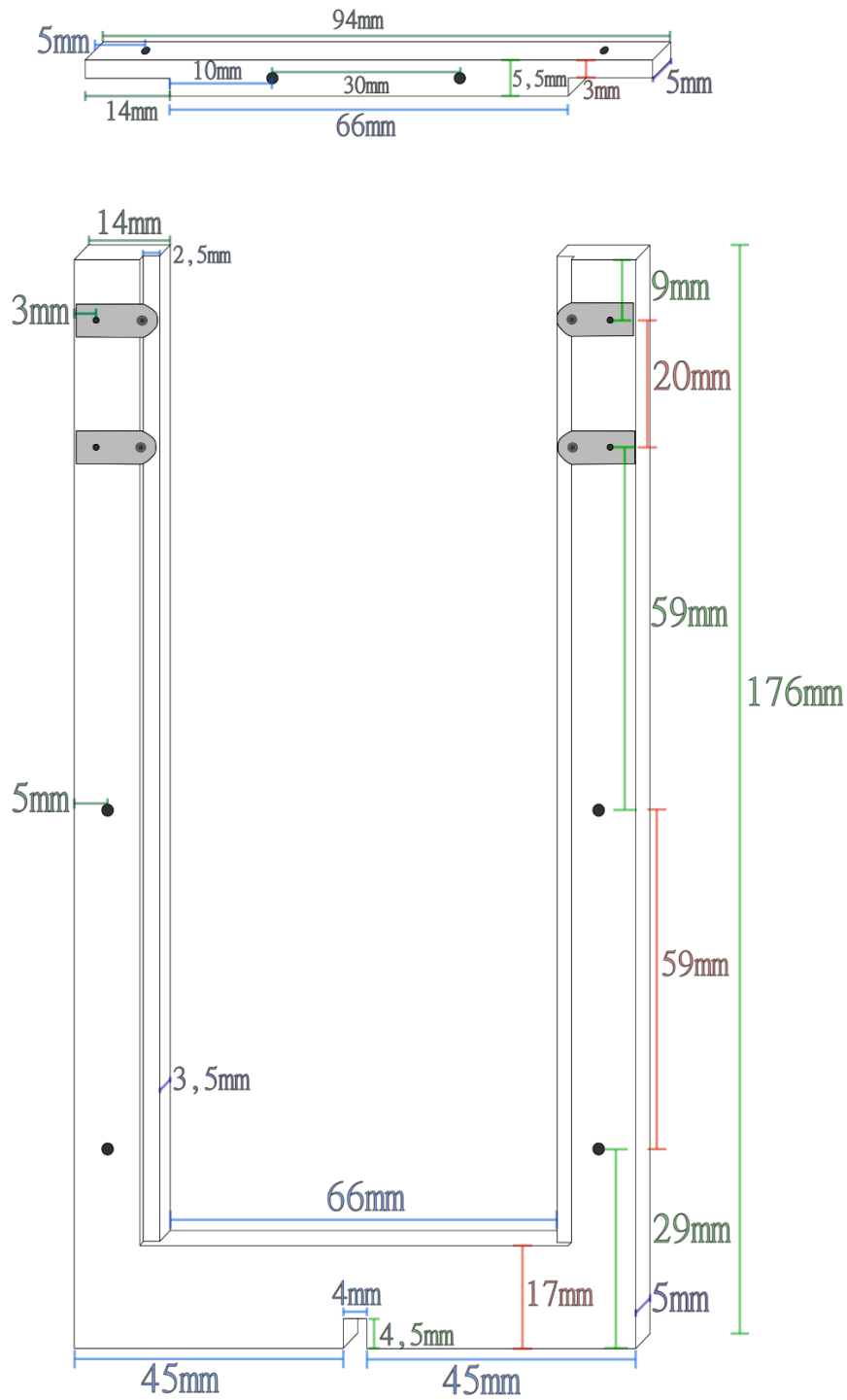
[18 B. Dreher, *DREPHA Code zur Bestimmung von elastischen Wirkungsquerschnitten*, Mainz.  
]

[19 S. Bassauer, „Weiterentwicklung der Online-Datenanalyse sowie der Ladungs- und  
] Stromauslese am LINTOTT-Spektrometer,“ Darmstadt, 2012.

[20 A. Krugmann und O. Burda, „Performing Electron Scattering Experiments with the  
] LINTOTT Spectrometer at the S-DALINAC,“ Darmstadt, 2013.

## 11. Anhang

### 11.1. Konstruktionszeichnung der Target-Halterung





---

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Alle verwendeten Quellen befinden sich im Literaturverzeichnis.

Datum:

Unterschrift: