

Universität
zu Köln



NEUGESTALTUNG DES PRAKTIKUMVERSUCHES β -SPEKTROSKOPIE

*Schriftliche Hausarbeit im Rahmen der Ersten Staatsprüfung, dem
Landesprüfungsamt für Erste Staatsprüfungen für Lehrämter an Schulen
vorgelegt von:*

TOBIAS WEIHER

Köln, den 02. Dezember 2013

PROF. DR. PETER REITER

*Institut für Kernphysik
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät
Universität zu Köln*

INHALTSVERZEICHNIS

INHALTSVERZEICHNIS	I
1. EINLEITUNG	1
1.1 Motivation	1
2. DIE THEORIE DES β -ZERFALLS	3
2.1 Radioaktive Zerfälle	3
2.1.1 Das Tröpfchenmodell und die Bethe-Weizsäcker-Formel	3
2.1.2 Instabile Kerne und β -Zerfälle	8
2.1.3 Form des β -Spektrums, Neutrinohypothese und Zerfallsenergien	10
2.1.4 Kernzerfälle der im Versuch verwendeten radioaktiven Quellen im Detail	13
2.2 Der β -Zerfall und die Schwache Wechselwirkung im Detail	20
2.2.1 Die Fermi-Theorie des β -Zerfalls	20
2.2.2 Der β -Zerfall im Standardmodell	27
3. DETEKTION UND SPEKTROSKOPIE VON β -STRAHLUNG	29
3.1 Wechselwirkung von β -Strahlung mit Materie	29
3.2 Möglichkeiten der Detektion und Spektroskopie von β -Strahlung	31
3.2.1 Magnetspektrometer	31
3.2.2 Si-Halbleiterdetektoren	32
3.2.3 Szintillatoren	33
3.2.4 Zusammenfassung über die Eignung der jeweiligen Messmethoden für den Einsatz als Praktikumsversuch	34
3.3 β -Spektroskopie mit Szintillatoren	36
3.3.1 Anforderungen an ein Szintillatormaterial zur β -Spektroskopie	36
3.3.2 Die Methode der β -Spektroskopie mithilfe eines Szintillators	38
3.3.3 Die Energieauflösung	39
3.3.4 Eigenschaften eines Szintillatormaterials für die β -Spektroskopie	40
4. DIE NEUGESTALTUNG DES VERSUCHSAUFBAUS	42
4.1 Der alte Aufbau	42
4.2 Neugestaltung des Versuches	44
4.2.1 Aufbau	45
4.2.2 Messungen	50
4.2.3 Vergleich der erhaltenen Daten	51
4.3 Diskussion der Ergebnisse	59
4.3.1 Zusammenfassung der Ergebnisse	60
5. AUSBLICK AUF DEN GEPLANTEN FINALEN ZUSTAND DES VERSUCHSAUFBAUS	62

6. RESÜMEE	67
7. LITERATURVERZEICHNIS	68
A. ANHANG	71
a. Diagramme des alten Versuchsaufbaus	71
b. Diagramme des neuen Versuchsaufbaus	79
c. Verwendete Coulomb-Funktion.....	86
d. Verwendete Fehlerformeln	88
B. ABBILDUNGSVERZEICHNIS	89
C. TABELLENVERZEICHNIS	91
D. ERKLÄRUNG	92

1. EINLEITUNG

Diese Hausarbeit beschreibt die Neugestaltung des Praktikumversuches „ β -Spektroskopie“ für das Master-Praktikum Physik der Universität zu Köln. In der Einleitung der Arbeit wird beschrieben, warum eine Neugestaltung des Versuches sinnvoll war. Im darauf folgenden theoretischen Teil werden die physikalischen Grundlagen des β -Zerfalls erläutert, welche in reduzierter Form auch Teil einer späteren Versuchsanleitung werden sollen. Zudem sollen in einem weiteren Kapitel die Grundlagen der β -Spektroskopie dargelegt werden. Im Abschnitt zum Aufbau des Versuches werden zunächst der bisher bestehende und der für diese Arbeit verwendete Aufbau, sowie die gewonnenen Daten beider Versuche miteinander verglichen. Auf der Grundlage der gewonnenen Ergebnisse wird abschließend die Planung zum weiteren Ausbau des Versuches diskutiert und ein Ausblick auf den geplanten finalen Zustand gegeben.

1.1 Motivation

Die zentrale Frage dieses Abschnittes lautet, warum eine Neugestaltung des Versuches nötig war. Diese Frage soll geklärt werden, indem der bisherige Versuchsaufbau betrachtet wird.

Der bisher bestehende Versuch zur β -Spektroskopie an der Universität zu Köln ist mindestens 24 Jahre alt. Der Messcomputer „Atecs 286“ des Aufbaus stammt aus dem Jahre 1989 [1]. Die dort verwendete Datenaufnahme des Versuchsaufbaus basiert daher auf veralteter DOS-Software und der Export der Daten für die Auswertung ist nur über 3,5 Zoll Disketten möglich. Da immer weniger Computer ein Diskettenlaufwerk besitzen, war es ein Ziel, die Datenaufnahme und den Datenexport auf einen aktuellen Stand zu bringen.

Bei einem Computer, der nun schon so lange im Praktikum eingesetzt wird, ist ein Ausfall nicht auszuschließen. In diesem Fall ließe sich kein Ersatz mehr beschaffen. Aus diesem Grund soll ein adäquates Messsystem aus austauschbaren Modulen aufgebaut werden. Damit ist auch in Zukunft gewährleistet, dass einzelne Komponenten bei Bedarf ausgetauscht oder aktualisiert werden können.

Die Datenaufnahme mit der veralteten Software funktioniert zwar einwandfrei, jedoch hat sie die Einschränkung, dass während der Messung keine Auswertung der bisher erhaltenen Spektren möglich ist. Den Praktikanten sollte daher mit dem

neuen Aufbau die Möglichkeit geboten werden, während den Messungen bereits Auswertungen durchführen zu können.

Es besteht bei dem Versuchsaufbau die Notwendigkeit, dass einmal zu Beginn der Messungen und einmal nach etwa 2,5 Stunden Messzeit je zwei Eichmessungen durchgeführt werden müssen. Der Grund dafür sind mögliche Temperaturänderungen während des Betriebs, wodurch Verstärkerverschiebungen durch den verwendeten Vorverstärker auftreten können. Daher sind ein Ersatz der bisher benötigten Vorverstärkerkomponente und die Optimierung der benötigten Messzeit weitere Zielstellungen der Überarbeitung des Versuches.

Die physikalischen Eigenschaften der alten Messanordnung, wie beispielsweise die Energieauflösung oder das Ansprechverhalten, sind für die Zwecke eines Praktikumversuches vollkommen ausreichend. Hier bedarf es keiner großen Verbesserung, jedoch sollten sich diese Eigenschaften bei der Neugestaltung des Versuches keinesfalls verschlechtern.

2. DIE THEORIE DES β -ZERFALLS

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Theorie des β -Zerfalls. Im ersten Teil wird auf die allgemeinen Voraussetzungen von Kernzerfällen eingegangen, wobei der Fokus auf den β -Zerfällen liegt. Im zweiten Teil des Kapitels wird dann auf den β -Zerfall im Speziellen eingegangen.

2.1 Radioaktive Zerfälle

Das grundlegende Kriterium, damit der so genannte Mutterkern $\left(\begin{smallmatrix} A \\ Z \end{smallmatrix} X\right)$ spontan in den Kern $\left(\begin{smallmatrix} A' \\ Z' \end{smallmatrix} Y\right)$ unter Emission von α -, β -, γ -Strahlung oder durch Kernspaltung zerfallen kann, ist eine größere Masse des Mutterkerns im Vergleich zur Summe der Massen der Zerfallsprodukte [2]:

$$m\left(\begin{smallmatrix} A \\ Z \end{smallmatrix} X\right) > m\left(\begin{smallmatrix} A' \\ Z' \end{smallmatrix} Y\right) + m' \quad (1)$$

m' ist in diesem Fall die Masse der α - oder β -Teilchen, beziehungsweise der weiteren Spaltprodukte. Im Falle von γ -Strahlung ist m' von der Energie der ausgesandten γ -Quanten ($E = h \cdot \nu$) abhängig:

$$m' = \frac{h \cdot \nu}{c^2} \quad (2)$$

Die Erfüllung von Gleichung (1) ist eine notwendige, jedoch keine hinreichende Bedingung für einen möglichen Zerfall. Potentialbarrieren beim α -Zerfall oder eine energetische Hinderung durch zu geringe Massendifferenzen können einen spontanen Zerfall behindern [2], wie später noch erläutert werden wird.

Der Zusammenhang zwischen der Masse des Atomkerns und dessen Bindungsenergie, sowie der Stabilität sollen in den folgenden Abschnitten behandelt werden.

2.1.1 Das Tröpfchenmodell und die Bethe-Weizsäcker-Formel

Ein Modell zur Beschreibung des Atomkerns ist das Tröpfchenmodell, dessen grundlegende Idee von *George Gamow* stammt und durch *Niels Bohr* in den 1930ern weiterentwickelt wurde. Auf Grund der homogenen Dichteverteilung wird der Atomkern als Flüssigkeitströpfchen angenähert. Ähnlich wie bei einem Wassertropfen, bei dem die einzelnen Moleküle über kurzreichweitige

Wasserstoffbrückenbindungen mit ihren direkten Nachbarn in Wechselwirkung treten [3], wird auch beim Tröpfchenmodell angenommen, dass die Wechselwirkungen im Kern hauptsächlich zwischen den nächsten Nachbarn stattfinden [2]. Die Reichweite der Kernkräfte ist dabei um einiges kürzer als der typische Radius eines Atomkerns [4].

Auf der Grundlage dieses Modells lässt sich die Bindungsenergie, die ein Indiz für die Stabilität des Kerns ist, mithilfe der Bethe-Weizsäcker-Formel berechnen. Betrachtet man die Masse eines Atomkerns mit der Masse m_K und vergleicht diese mit der Summe der einzelnen Massen seiner Konstituenten, so kann eine Abweichung zwischen beiden Werten festgestellt werden [5].

$$m_K({}_Z^A X) \neq Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n \quad (3)$$

Die Masse des Kerns ist kleiner als die Summe der Massen aller Nukleonen. Diese Abweichung der Masse nennt man Massendefekt Δm . Über die Beziehung zwischen Energie und Masse,

$$E = m \cdot c^2 \quad (4)$$

lässt sich die Bindungsenergie des Kerns berechnen, indem der Massendefekt mit c^2 multipliziert wird.

$$E_B = \Delta m \cdot c^2 = (Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n) - m_K) \cdot c^2 \quad (5)$$

Die Bindungsenergie wird also frei, wenn sich die einzelnen Kernbausteine zu einem Atomkern vereinigen. Je mehr Nukleonen ein Kern hat, desto größer werden der Massendefekt und damit auch die Gesamtbindungsenergie. Um eine bessere Vergleichbarkeit der Stabilität verschiedener Nuklide zu ermöglichen, betrachtet man die Bindungsenergie pro Nukleon [5]. Der größte Wert der Bindungsenergie je Nukleon von rund 8 MeV/u wird im Bereich der Kernmassen von $A = 55 - 60$ u erreicht (vgl. [5, S. 49]). Dieses Verhalten lässt sich durch den Sättigungscharakter der anziehenden Kernkräfte erklären, da die Kräfte nur zwischen den nächsten Nachbarn wirken.

Basierend auf *Demtröder* [2], *Bethe et al.* [5] und *Mayer-Kuckuk* [6] sollen nun die Bethe-Weizsäcker-Formel und ihre fünf Terme zur Berechnung der Bindungsenergie eines Kerns näher erläutert werden:

1. Volumenterm

Die Energie des Volumenterms wird auch Kondensationsenergie genannt und bildet den Hauptbeitrag der Bindungsenergie [6]. Sie wird frei, wenn sich die Nukleonen zu einem Kern vereinigen (kondensieren). Da die Bindungsenergie wie bereits oben dargestellt von der Massenzahl A abhängt und die Zahl der Nukleonen das Kernvolumen bestimmt ($A \propto V$), hängt diese Energie vom Volumen ab.

$$E_V = a_V \cdot A \quad (6)$$

a_V ist die Proportionalitätskonstante zwischen Kondensationsenergie und Massenzahl A .

2. Oberflächenterm

Da die Bindungskräfte zwischen den benachbarten Nukleonen herrschen, sind Nukleonen an der Kernoberfläche energetisch benachteiligt. Ihnen fehlt ein Teil der Bindungspartner. Dies stellt eine Verminderung der Gesamtbindungsenergie dar, die proportional zur Oberfläche des Kerns ist. Da die Nukleonenzahl A proportional zum Volumen V ist und somit der Radius R des Kerns proportional zu $A^{(1/3)}$, ergibt sich für die Oberfläche des Kerns eine $A^{(2/3)}$ -Abhängigkeit:

$$E_O = -a_O \cdot A^{(2/3)} \quad (7)$$

Die Konstante $-a_O$ bestimmt die Proportionalität zwischen Oberflächenenergie und Massenzahl A .

3. Coulombterm

Der Coulombterm berücksichtigt die repulsive Wechselwirkung der positiv geladenen Protonen untereinander. Dies führt ebenfalls zu einer Reduktion der Gesamtbindungsenergie, wie am negativen Vorzeichen der Proportionalitätskonstante in Gleichung (8) erkannt werden kann:

$$E_C = -a_C \cdot \frac{Z^2}{A^{(1/3)}} \quad (8)$$

4. Asymmetrieterm

Nukleonen haben einen halbzahligen Spin und gehören daher zu den Fermionen. Fermionen unterliegen dem Pauli-Prinzip. Bei der quantenmechanischen Beschreibung des Atomkerns besetzen die Nukleonen durch ihre Quantenzahlen bestimmte Energieniveaus. Das Pauli-Prinzip besagt nun, dass es im Kern keine Nukleonen mit identischen Quantenzahlen geben darf. Sie müssen sich mindestens in einer Quantenzahl unterscheiden. Demnach können sich in einem Energieniveau maximal je zwei Protonen beziehungsweise Neutronen mit antiparallelem Spin befinden. Die Energie des höchsten besetzten Zustands, die Fermi-Energie, wird bei gegebener Massenzahl A bei leichten Kernen genau dann minimal, wenn die Zahl der Neutronen und Protonen gleich ist. Abweichungen von dieser Symmetrie, das heißt mehr Neutronen als Protonen im Kern oder umgekehrt, führen zu einer höheren Fermi-Energie, da im Vergleich zum symmetrischen Zustand die nächsthöheren Energieniveaus besetzt werden müssen. Aus diesem Grund ist der Name Asymmetrieenergie für den destabilisierenden Energiebetrag E_A gebräuchlich.

$$E_A = -a_A \cdot \frac{(Z - N)^2}{A} \quad (9)$$

Man beachte, für $Z = N$ wird E_A Null.

5. Paarungsterm

Eine gerade Anzahl an Neutronen und Protonen in einem Kern führt zu einem stabilisierenden Effekt, welcher mit Hilfe des Tröpfchenmodells nicht erklärt werden kann. Grund dafür sind Paarungskräfte, die dazu führen, dass zwei Protonen oder zwei Neutronen miteinander koppeln. Die Paarung führt zu einem gemeinsamen Drehimpuls von Null, wodurch ein energetisch günstigerer Zustand eingenommen wird [6]. Dieser energetische Vorteil tritt nur bei Kernen mit einer geraden Anzahl an Protonen und Neutronen auf (gerade, gerade- oder kurz gg-Kern). Kerne mit jeweils ungerader Anzahl der jeweiligen Nukleonart (uu-Kerne) sind energetisch benachteiligt. Bei gu- oder ug-Kernen ist der stabilisierende oder destabilisierende Effekt null. Die Paarungsenergie kann daher verschiedene Vorzeichen annehmen oder null sein:

$$E_P = a_P A^{-(1/2)} \cdot \delta \quad (10)$$

$$\delta = \begin{cases} +1 & \text{gg-Kerne} \\ 0 & \text{gu-, ug-Kerne} \\ -1 & \text{uu-Kerne} \end{cases}$$

Mit diesen fünf Termen lautet die Bethe-Weizsäcker-Formel zur Berechnung der Bindungsenergie eines Kerns:

$$E_B = E_V + E_O + E_C + E_A + E_P \quad (11)$$

$$= a_V \cdot A - a_O \cdot A^{(2/3)} - a_C \cdot \frac{Z^2}{A^{(1/3)}} - a_A \cdot \frac{(Z - N)^2}{A} + a_P A^{-(1/2)} \cdot \delta \quad (12)$$

Die einzelnen Beiträge der Formel zur effektiven Bindungsenergie des Kerns sind in Abbildung 1 dargestellt:

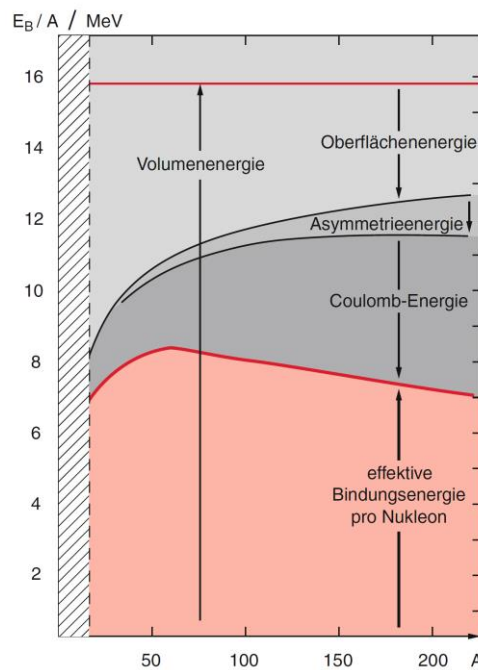


Abbildung 1: Anteile der einzelnen Terme der Bethe-Weizsäcker-Formel zur effektiven Bindungsenergie pro Nukleon, aus [2, S. 33]

Die Werte der jeweiligen Proportionalitätskonstanten werden aus den Bindungsenergien aller Kerne gemittelt:

Tabelle 1: Gemittelte Werte der jeweiligen Proportionalitätskonstanten, aus [2, S. 34]

Konstante	Wert (MeV)
a_V	15,84
a_O	18,33
a_C	0,714
a_A	23,2
a_P	12

Die kernspezifischen Proportionalitätskonstanten weichen für die meisten Kerne von den gemittelten Werten ab.

2.1.2 Instabile Kerne und β -Zerfälle

Basierend auf Demtröder [2], Bethge et al. [5] und Mayer-Kuckuk [6] soll nun auf die Stabilität von Kernen und mögliche β -Zerfälle eingegangen werden. Betrachtet man eine Isobarenreihe (alle Kerne mit $A = Z + N = \text{const.}$) und berechnet die Bindungsenergien für die Kerne mit unterschiedlichem Z , so lässt sich feststellen, dass bei Kernen mit bestimmten Protonen-Neutronen-Verhältnissen Maxima in der Bindungsenergie vorliegen. Diese Kerne mit maximaler Bindungsenergie der Isobarenreihe haben aufgrund von Gleichung (4) auch die kleinste Masse der Reihe. In Gleichung (12) sieht man die quadratische Z -Abhängigkeit der effektiven Bindungsenergie. Für gu/ug -Kerne erhält man für eine Isobarenreihe eine Zerfallsparell, für gg/uu -Kerne aufgrund des Paarungsterms zwei Parabeln, wie in Abbildung 2 zu sehen ist. Man erkennt auch, dass für Isobaren mit ungeradem A ein stabiler Kern existiert und für Isobaren mit geradem A mehrere stabile Kerne vorkommen können [2].

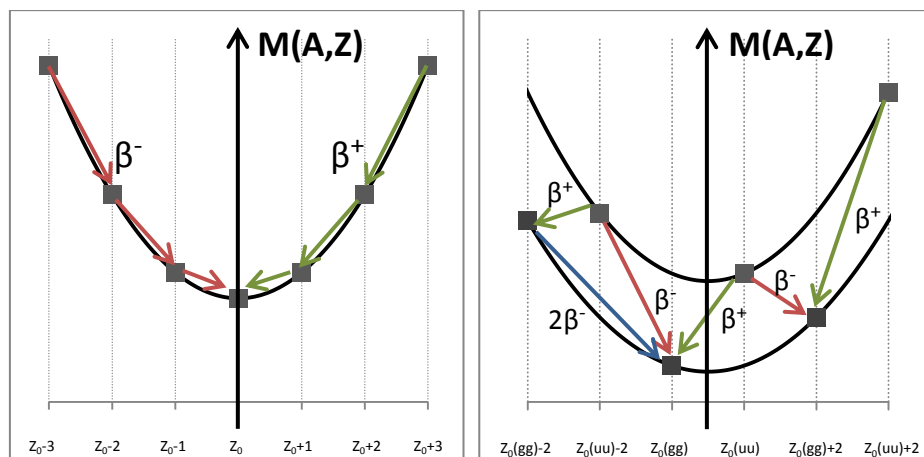
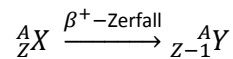
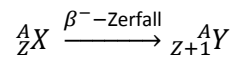


Abbildung 2: (a) links, die Zerfallsparell für ug -oder gu -Kerne; (b) rechts, die doppelte Zerfallsparell für gg - und uu -Kerne (vgl. [2])

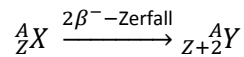
Kerne einer Isobarenreihe mit größeren Massen als der Kern (Z_0) mit der niedrigsten Masse der Reihe sind im Allgemeinen instabil. Kerne mit $Z > Z_0$ können sich durch β^+ -Zerfälle in Kerne mit kleinerem Z umwandeln (Abbildung 2, grüne Pfeile). Dabei wird ein Proton in ein Neutron umgewandelt. Die Bindungsenergie des Kerns nimmt hier zu, beziehungsweise die Kernmasse aufgrund dessen ab.



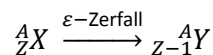
Kerne mit $Z < Z_0$ können sich analog durch β^- -Zerfälle in Kerne mit größerem Z umwandeln (Abbildung 2, rote Pfeile). Bei diesem Zerfall wird ein Neutron in ein Proton umgewandelt.



Bei manchen gg-Kernen, die eine größere Masse besitzen als der benachbarte gg-Kern der gleichen Isobare kann auch der seltenere doppelte β -Zerfall auftreten (Abbildung 2 (b), blauer Pfeil).



Eine weitere Möglichkeit der Kernumwandlung hin zu stabileren Kernen, die ebenfalls dem β -Zerfall zugeordnet ist, ist der Elektroneneinfang (electron capture, ec, ϵ). Dabei wird ein Elektron der Atomhülle aus der K-Schale von einem Proton im Kern eingefangen. Das Quadrat des radialen Anteils der Wellenfunktion der Elektronen in der K-Schale ist im Kern ($r = 0$) von Null verschieden. Das bedeutet, dass das Elektron eine gewisse Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Kern hat, die den Einfang ermöglicht [2]. Das Proton wird beim Einfang in ein Neutron umgewandelt.



Bei der Besetzung des leeren K-Orbitals durch Elektronen aus höheren Schalen wird dabei charakteristische Röntgenstrahlung emittiert [6].

In Abbildung 3 sieht man die Lagen der stabilen Kerne im Z,N -Diagramm. Die stabilen Kerne sind durch die schwarzen Quadrate im Diagramm repräsentiert. Die gezackt umrandete Fläche im Abbildung 3 begrenzt den Bereich der bekannten

Nuklide, die gegen den β -Zerfall instabil sind. Zerfälle entlang der Isobaren nach den oben dargestellten Formalismen enden im Bereich der stabilen Kerne. Bei schweren Kernen ist auffallend, dass sich die Stabilität zu neutronenreichen Kernen hin verlagert. Grund ist eine geringere Abstoßung der Protonen durch Verdünnung mit Neutronen, wodurch der negative Einfluss des Coulombterms auf die Bindungsenergie abgeschwächt wird.

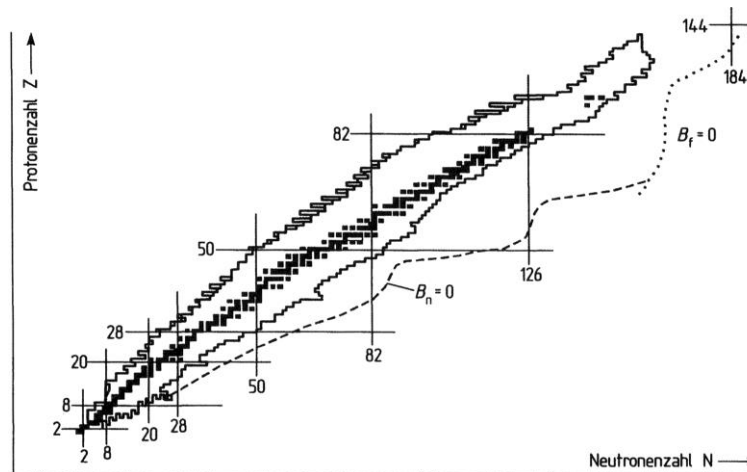


Abbildung 3: Lage der stabilen Nuklide im Z,N-Diagramm, aus [6, S. 52]

Am Rande sei erwähnt, dass nicht nur β -Zerfälle eine Möglichkeit sind, um stabilere Kerne zu erhalten. Auch der α -Zerfall, die spontane Kernspaltung, Clusteremission, Protonen- oder Neutronenemission sind unter Einhaltung der energetischen Voraussetzungen für manche Kerne möglich. Dabei findet der Zerfall aber nicht entlang der Isobarenreihe statt, da hierbei schwere Teilchen den Kern verlassen und sich die Massenzahl A somit ändert [5].

2.1.3 Form des β -Spektrums, Neutrinohypothese und Zerfallsenergien

Die Energiedifferenzen zwischen den beteiligten Energieniveaus der Mutter- und Tochternuklide sind bei spezifischen Kernzerfällen immer gleich. Demnach ist auch die beim spezifischen Zerfall zwischen zwei Niveaus frei werdende Energie immer gleich. Nimmt man nun an, dass ein fester Anteil dieser Energiedifferenz in kinetische Energie des emittierten Teilchens übertragen wird, so müsste bei der Messung der Energieverteilung der emittierten Strahlung eines bestimmten Kernzerfalls ein Linienspektrum gemessen werden. Dies trifft zum Beispiel für die gemessene Energie von α -Teilchen oder auch γ -Quanten bestimmter Zerfälle zu [7].

Nachdem *Becquerel* 1896 die Radioaktivität über die Schwärzung photographischer Platten durch Uranerze entdeckt hatte, konnte er im Jahre 1900 die β -Strahlung durch Ablenkversuche als Elektronenstrahlung identifizieren. *Chadwick* konnte 1914 feststellen, dass beim β -Zerfall eine kontinuierliche Energieverteilung der beim Zerfall emittierten Elektronen oder Positronen auftritt.

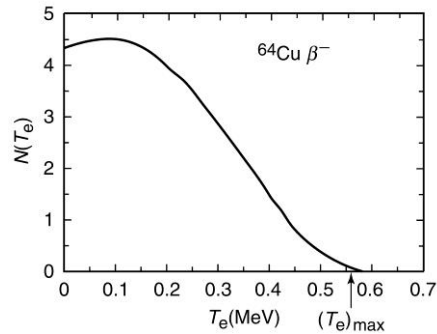
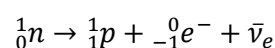


Abbildung 4: Kontinuierliches Spektrum des β^- -Zerfalls von ^{64}Cu , aus [8, S. 207]

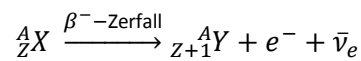
Dieses kontinuierliche Spektrum konnte nicht erklärt werden, da diese Beobachtungen der Energieerhaltung widersprachen. Erst 1930 wurde durch eine Theorie von *Wolfgang Pauli* die Existenz eines neutralen Teilchens postuliert, welches beim β -Zerfall frei wird. Dieses Teilchen wurde von ihm zunächst ‚Neutron‘ genannt. *Enrico Fermi* griff *Paulis* Hypothese auf und entwickelte bis 1934 eine umfassende Theorie zur Beschreibung des β -Zerfalls. Er nannte das von *Pauli* postulierte Teilchen schließlich Neutrino (italienisch für kleines Neutron [9]), da *Chadwick* im Jahre 1932 das sehr viel schwerere, uns heute unter dem Namen Neutron bekannte Teilchen entdeckte [7, S. 7 ff.]. Erst durch dieses dritte am Zerfall beteiligte Teilchen lässt sich die Energieverteilung des Spektrums deuten und zudem die Energie- und Drehimpulserhaltung gewährleisten.

Der einfachste β -Zerfall findet innerhalb der Isobare mit $A = 1$ statt. Diese Isobarenreihe enthält das Neutron und das Proton. Beim Zerfall des Neutrons entstehen ein Proton und ein Elektron. Proton, Neutron und Elektron sind Fermionen. Die Spins von Neutron und Proton können zu $0 \hbar$ oder $1 \hbar$ zusammengefasst werden. Um die Drehimpulserhaltung in nachfolgender Zerfallsgleichung zu gewähren, muss das Neutrino also ebenfalls ein Fermion sein [8]:



Die Ladungserhaltung ist durch die entgegengesetzten Ladungen von Proton und Elektron gegeben, welche aus dem Neutron hervorgehen. Deshalb muss das Neutrino, wie sein Name bereits sagt, elektrisch neutral sein.

Da im Spektrum Elektronen detektiert werden, deren Maximalenergie in den Grenzen der Detektorauflösung mit der Zerfallsenergie übereinstimmt, muss das Neutrino eine sehr geringe Masse besitzen. Im Standardmodell ist das Neutrino masselos. Neuere Experimente zum Beispiel zur Neutrino-Oszillation ergeben eine Masse mit $m_{\nu_e} < 2,2 \text{ eV}/c^2$ [8, S. 360]. Die vollständige Zerfallsgleichung lautet somit für den β^- -Zerfall:

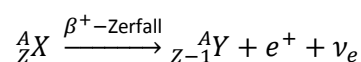


$\bar{\nu}_e$ ist in diesem Fall ein Anti-Elektronneutrino. Das Neutrino ist wie das Elektron ein Lepton. Da die Leptonenzahl erhalten bleiben muss und das Elektron beim Zerfall gebildet wird, muss gleichzeitig ein Antilepton entstehen. Dies ist das Anti-Neutrino. Das Elektron und das Neutrino werden erst beim Zerfall gebildet. Da beide eine Masse besitzen, müssen die Energiedifferenzen beziehungsweise Massendifferenzen zwischen den Kernen größer sein als die Ruheenergien beider Teilchen zusammen:

$$Q_{\beta^-} = [m({}^A_ZX) - m({}^A_{Z+1}Y)] \cdot c^2 > [m_e + m_{\nu_e}] \cdot c^2 \quad (13)$$

$$Q_{\beta^-} = m_e \cdot c^2 + E_{kin}(e^-) + E_{kin}(\bar{\nu}_e) \quad (14)$$

Da die Neutrinomasse m_{ν_e} sehr klein ist, kann sie im Allgemeinen vernachlässigt werden. Die Energiedifferenz aus Gleichung (13) bezeichnet man auch als Q -Wert. Der feste Betrag der freiwerdenden Zerfallsenergie wird zwischen dem zerfallenden Kern, dem Elektron und dem Antineutrino statistisch aufgeteilt, wodurch sich die Form des Spektrums erklären lässt. Analoges gilt auch für den β^+ -Zerfall:

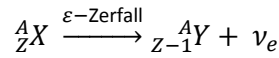


ν_e ist beim β^+ -Zerfall ein Elektronneutrino.

$$Q_{\beta^+} = [m({}^A_ZX) - m({}^A_{Z-1}Y)] \cdot c^2 > [m_e + m_{\nu_e}] \cdot c^2 \quad (15)$$

$$Q_{\beta^+} = m_e \cdot c^2 + E_{kin}(e^+) + E_{kin}(\nu_e) \quad (16)$$

Beim ε -Zerfall wird kein Elektron oder Positron gebildet, weshalb die Energiedifferenz kleiner sein darf:



$$Q_\varepsilon = [m({}^A_ZX) - m({}_{Z-1}^AY)] \cdot c^2 > E_B \quad (17)$$

$$Q_\varepsilon = E_{kin}(\nu_e) + E_B \quad (18)$$

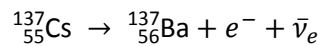
E_B ist die aufzubringende Bindungsenergie des Elektrons der K-Schale.

2.1.4 Kernzerfälle der im Versuch verwendeten radioaktiven Quellen im Detail

Da die Zerfallseigenschaften der radioaktiven Quellen grundlegend für die erhaltenen Spektren sind, soll in diesem Kapitel auf die Zerfälle der im Versuch verwendeten Quellen eingegangen werden.

2.1.4.1 β -Zerfälle

Die Zerfallsschemata der verwendeten Präparate mit den verschiedenen Zerfallsenergien sind in Abbildung 5, sowie in Abbildung 6 dargestellt. Bei dem Cäsiumisotop findet ein β^- -Zerfall statt:



Dabei wird zu 94,7% die β -Zerfallsenergie von 514 keV frei. Konkurrierend dazu existiert, mit einer Wahrscheinlichkeit von 5,3%, ein direkter β^- -Zerfall in den Grundzustand des ${}^{137}\text{Ba}$. Die frei werdende Zerfallsenergie liegt hier bei 1176 keV [10].

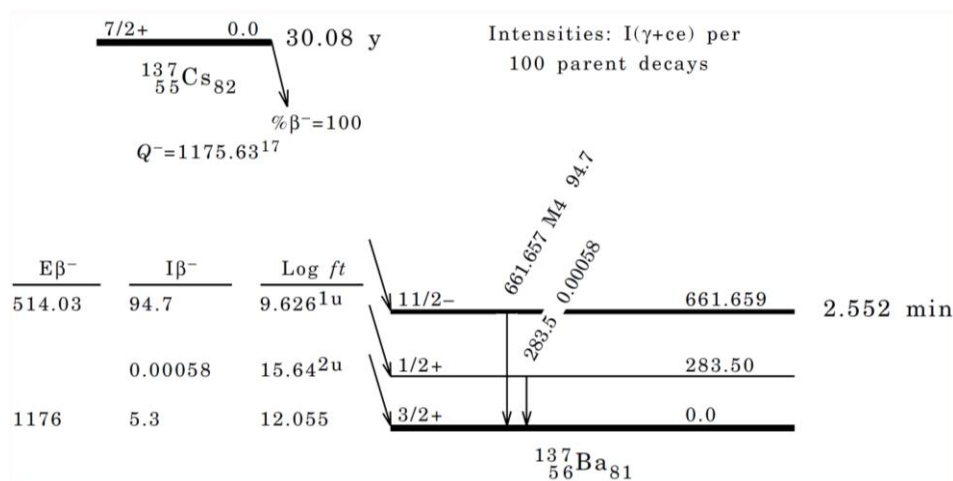


Abbildung 5: Zerfallsschema des ${}^{137}\text{Cs}$ in ${}^{137}\text{Ba}$, aus [10, S. 2214]

Bei Bismut (^{207}Bi) wird ein β^+ -Zerfall oder Elektroneneinfang zum Bleisotop ^{207}Pb beobachtet:

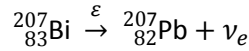
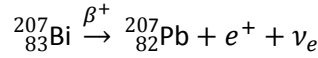


Tabelle 2: Beobachtete Zerfallsarten, Intensitäten und Energien beim Zerfall von ^{207}Bi , aus [11]

ϵ -Zerfälle:		β^+ -Zerfall:	
Intensität	Energie (keV)	Intensität	Energie (keV)
7,03%	57,6	0,038%	1827,8
84%	764,1		
8,9%	1827,8		

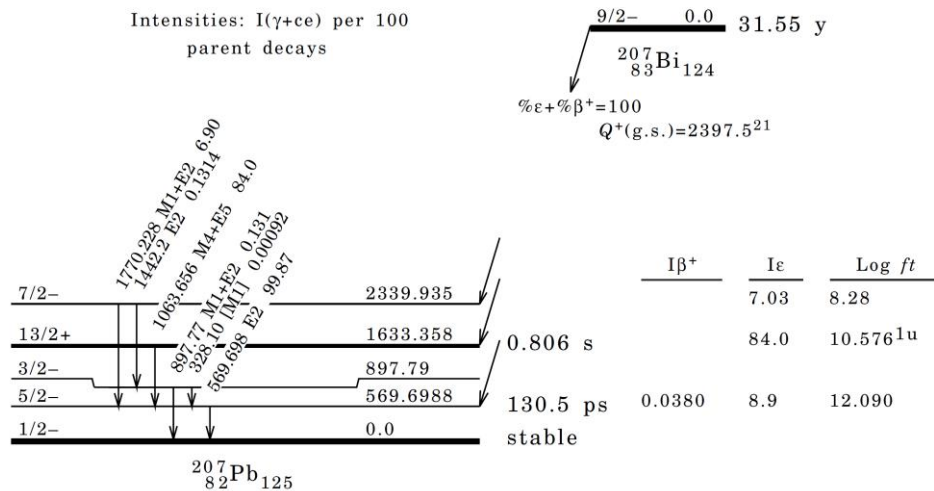


Abbildung 6: Zerfallsschema des ^{207}Bi in ^{207}Pb , aus [11, S. 748]

2.1.4.2 γ -Zerfälle

Bei den meisten Zerfällen eines Mutterkerns in einen Tochterkern, befindet sich dieser zunächst in einem angeregten Zustand. Im Beispiel aus Abbildung 5 findet ein β^- -Zerfall des ^{137}Cs zu 94,7% in den zweiten angeregten Zustand des ^{137}Ba statt. Wie zu sehen ist können mehrere angeregte Zustände eines Kerns vorliegen. Die Abregung in einen Grundzustand des Kerns erfolgt, ähnlich wie bei analogen Vorgängen in der Atomhülle, meist durch Emission elektromagnetischer Strahlung, der γ -Strahlung. Die Energie der γ -Strahlung entspricht dabei der Differenz der beteiligten Energieniveaus des Kerns. Jeder Kernzustand der jeweiligen Energieniveaus stellt dabei einen definierten quantenmechanischen

Zustand mit jeweils definiertem Drehimpuls und Parität dar. Das γ -Quant muss diese beiden Zustände miteinander verknüpfen und sowohl für die Drehimpuls- als auch die Paritätserhaltung sorgen (vgl. [8, S. 224]). Dies sind neben den Energiedifferenzen der beteiligten Zustände die bestimmenden Faktoren der Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den Kernzuständen [2]:

1. Kernspin \vec{I}

Protonen und Neutronen sind wie bereits erwähnt Fermionen. Sie haben einen Spin \vec{s} und besetzen im Kern Orbitale mit zugehörigem Bahndrehimpuls \vec{l} . Die einzelnen Spins und Bahndrehimpulse der A Nukleonen im Kern summieren sich zu einem Gesamtdrehimpuls des Kerns, dem Kernspin \vec{I} [2]:

$$\vec{I} = \sum_{i=1}^A (\vec{s}_i + \vec{l}_i) \quad (19)$$

Auf den ersten Blick würde man erwarten, dass Kerne mit vielen Nukleonen einen großen Kernspin besitzen. Die kurze Reichweite der Kernkräfte führt aber zu einer stärkeren Bindung der Nukleonen, wenn sie einen geringen Abstand untereinander haben. Den geringsten Abstand haben zwei Nukleonen, wenn sie sich im gleichen Orbital befinden. Sie müssen aber dabei das Pauli-Prinzip erfüllen und ihre Spins paaren. Die Kernkräfte führen also zu gepaarten Nukleonen in gleichen Orbitalen und somit zur Summation der Spins der gepaarten Nukleonen und deren Bahndrehimpulse zu Null. Daher ist der Kernspin der meisten Kerne im Grundzustand Null oder zumindest klein [8, S. 47].

Aus Gründen der Drehimpulserhaltung muss beim Übergang zwischen einem Kernzustand mit Kernspin \vec{I}_i und einem Kernzustand mit Kernspin \vec{I}_f mindestens die Drehimpulsänderung $\Delta I = |I_i - I_f| \hbar = L$ von der emittierten γ -Strahlung fortgetragen werden [2, S. 56]. Der maximale Drehimpuls, den das γ -Quant forttragen kann ist $L = (I_i + I_f) \hbar$. Aus beiden Grenzen ergibt sich folgende Auswahlregel [8]:

$$|I_i - I_f| \leq L \leq (I_i + I_f) \quad (20)$$

L wird auch als Rang der γ -Strahlung oder als Multipolordnung bezeichnet.

2. Parität π

Die Parität π beschreibt in der Kernphysik eine Symmetrieeigenschaft des winkelabhängigen Anteils der Wellenfunktion, welche den Kernzustand mit allen Nukleonen beschreibt. Dieser Anteil, die Kugelflächenfunktion Y_l^m , hat eine positive Parität $\pi = +1$, wenn gilt:

$$Y_l^m(\pi - \vartheta, \varphi + \pi) = + Y_l^m(\vartheta, \varphi) \quad (21)$$

Dies bedeutet, dass die Wellenfunktion bei Raumspiegelung wieder in sich selbst übergeht. Ändert sich bei dieser Symmetrieoperation das Vorzeichen, so hat die Wellenfunktion eine negative Parität $\pi = -1$:

$$Y_l^m(\pi - \vartheta, \varphi + \pi) = - Y_l^m(\vartheta, \varphi) \quad (22)$$

Da die Kugelflächenfunktionen Eigenfunktionen des Gesamtbahndrehimpulses l sind, hängt die Parität eines Systems von diesem ab (vgl. [6] und [8]):

$$\pi = (-1)^l \quad (23)$$

$$Y_l^m(\pi - \vartheta, \varphi + \pi) = (-1)^l \cdot Y_l^m(\vartheta, \varphi) \quad (24)$$

Kerne in verschiedenen Anregungszuständen haben unterschiedliche, definierte Materie- und Ladungsverteilungen. Die Ladungsverteilung im Kern kann analog zur Elektronenhülle ebenfalls durch eine Kugelflächenfunktion Y_l^m dargestellt werden. Die Ladungsverteilung im Kern lässt sich dabei mit einer Multipolentwicklung annähern. Wie bei allen Vorgängen, bei denen elektromagnetische Strahlung emittiert wird, muss eine Veränderung der Ladungsverteilung erfolgen [2]. Geschieht dies im Kern bei γ -Übergängen, so wird γ -Strahlung der entsprechenden Multipolordnung emittiert. Die Multipolarität der γ -Strahlung hängt vom Rang L des Multipols ab, wie Tabelle 3 entnommen werden kann.

Man unterscheidet zwischen elektrischen Multipolübergängen EL und magnetischen Multipolübergängen ML . Für elektrische Multipolstrahlung des Ranges L ergibt sich die Parität:

$$\pi_E = (-1)^L \quad (25)$$

Für magnetische Multipolstrahlung ist die Parität bestimmt durch:

$$\pi_M = (-1)^{L+1} \quad (26)$$

Aufgrund der Auswahlregel in Gleichung (20) sind Übergänge zwischen Kernzuständen mit gleichen Kernspins erlaubt ($\Delta I = 0$). Die Ausnahme bildet der Übergang $0^+ \rightarrow 0^+$, da keine Monopolübergänge unter der Emission einzelner γ -Quanten existieren (E0, M0).

Tabelle 3: Multipolübergänge, aus [2, S. 57] und [5, S. 267]

Rang L	Multipolarität 2^L	Bezeichnung	Parität	Symbol
0	1	Monopol	+1	E0
			-1	M0
1	2	Dipol	+1	M1
			-1	E1
2	4	Quadrupol	+1	E2
			-1	M2
3	8	Oktupol	+1	M3
			-1	E3
4	16	Hexadekapol	+1	E4
			-1	M4
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮

Die Wahrscheinlichkeiten der in Tabelle 3 beschriebenen Multipolübergänge können durch ein Modell von *Weisskopf* berechnet werden [2, S. 56]. Die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang mit kleinem Rang L ist demnach wesentlich größer als für einen Übergang mit großem Rang L . Des Weiteren lassen sich im Rahmen des Einteilchenmodells von *Weisskopf* theoretische Werte der Übergangszeiten in Abhängigkeit der Energiedifferenzen und der Multipolordnung berechnen, wie Tabelle 4 entnommen werden kann:

Tabelle 4: Übergangszeiten der Multipolübergänge in Abhängigkeit der Energie angegeben in Sekunden, aus [5, S. 270]

E_γ (MeV)	E1	E2	E3	E4
0,1	10^{-13} s	10^{-6} s	10^2 s	10^9 s
1	10^{-15} s	10^{-10} s	10^{-5} s	1 s
10	10^{-18} s	10^{-15} s	10^{-12} s	10^{-9} s

Man sieht, dass bei geringen Energiedifferenzen Übergänge einer hohen Multipolordnung eine sehr große Übergangszeit haben. Stehen weitere Zerfallskanäle niedrigerer Ordnung zur Verfügung, so werden diese alternativ bevorzugt.

Der Zerfall der Kernzustände am Beispiel von ^{137}Ba in Abbildung 5 kann nun erklärt werden. Das Energieniveau des zweiten angeregten Zustandes liegt 661,66 keV über dem Grundzustand. Der Kern geht aus oben dargestellten Gründen mit der größten Wahrscheinlichkeit direkt in den Grundzustand über und emittiert dabei ein γ -Quant der Energie $E_\gamma = 661,66$ keV. Der zweite angeregte Zustand hat einen Kernspin von $I = 11/2$ [10, S. 2214]. Barium ist ein g_u -Kern und hat einen Kernspin im Grundzustand von $I = 3/2$. Beim Übergang zwischen diesen beiden Zuständen tritt die Kernspindifferenz 4 auf. Darüber hinaus muss sich die Parität π bei diesem Übergang ändern. Dies entspricht einem magnetischen Hexadekapolübergang (M4), welcher eine sehr geringe Übergangswahrscheinlichkeit besitzt. Aus diesem Grund wird dieser angeregte Zustand mit seiner großen Halbwertszeit von 2,552 Minuten als metastabiler Zustand ^{137m}Ba bezeichnet.

Bei einem Übergang vom zweiten in den ersten angeregten Zustand mit $I = 1/2$ würden eine Kernspindifferenz von $\Delta I = 5$ und ein Paritätswechsel auftreten. Ein Übergang vom zweiten angeregten Zustand in den ersten wäre außerdem mit einer geringeren Energiedifferenz verbunden und ist sowieso schon aufgrund der zu emittierenden E5- oder M6-Strahlung sehr viel unwahrscheinlicher als der oben skizzierte direkte Zerfall in den Grundzustand [10].

2.1.4.3 Innere Konversion

Im Abschnitt zum Elektroneneinfang wurde bereits erwähnt, dass Elektronen der K-Schale eine gewisse Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Kern besitzen. Dies trifft auch für Elektronen der L- und M-Schale zu, welche eine Drehimpulsquantenzahl von Null haben (s-Elektronen) [2]. Angeregte Kerne können ihre Energie über Coulomb-Wechselwirkung direkt auf eines dieser Elektronen übertragen, was als innere Konversion bezeichnet wird. Die Energie des emittierten Elektrons entspricht der Anregungsenergiedifferenz des Kerns abzüglich der Bindungsenergie des Elektrons [6, S. 98]:

$$E_{IC} = E_\gamma - E_B \quad (27)$$

Daher findet man bei der inneren Konversion diskrete Energien der Konversionselektronen im Vergleich zum kontinuierlichen Spektrum beim β -Zerfall.

Dieser Prozess stellt eine Alternative zur Emission von γ -Quanten dar, welcher dadurch die gesamte Übergangswahrscheinlichkeit λ_t zwischen den Energieniveaus erhöht:

$$\lambda_t = \lambda_\gamma + \lambda_{IC} \quad (28)$$

λ_γ und λ_{IC} sind dabei die Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Prozesse. Da diese beiden Prozesse beim Übergang zwischen zwei angeregten Zuständen oder einem angeregten Zustand und dem Grundzustand konkurrieren, wird das Verhältnis beider auftretender Zerfälle zu einem Koeffizienten zusammengefasst. Dieser Konversionskoeffizient α ist das Verhältnis der Zählrate der emittierten γ -Teilchen zu der Zählrate der Konversionselektronen, wie in Gleichung (29) dargestellt.

$$\alpha = \frac{N_{IC}}{N_\gamma} \quad (29)$$

Übergänge mit hohen Multipolordnungen und geringen Energiedifferenzen verlaufen verstärkt über innere Konversion ab. Verbotenen Übergänge, wie beim Übergang $0^+ \rightarrow 0^+$ (E0), verlaufen ausschließlich hierüber.

Nach *Mayer-Kuckuk* nimmt der Konversionskoeffizient mit steigendem Z und steigender Multipolordnung zu, jedoch auch mit steigender γ -Energie ab [6, S. 99]. Die größten Konversionskoeffizienten findet man bei schweren Kernen für Übergänge mit großer Kernspindifferenz und niedrigen γ -Energien. Ein Beispiel dafür ist das in diesem Versuch durch den Zerfall von ^{207}Bi entstehende ^{207}Pb ($Z = 82$). Im Zerfallsschema in Abbildung 6 erkennt man, dass in 84% aller Zerfälle ein Zustand mit $I^\pi = 13/2^+$ und 1633.36 keV bevölkert wird. Die möglichen Übergänge in den nächstniedrigeren Zustand mit $I^\pi = 5/2^-$ sind M4- und E5-Übergänge. Die Energiedifferenz ist 1063,66 keV und der Konversionskoeffizient für diesen Übergang ist $\alpha = 0,128$ [11, S. 747].

Beim angeregten Zustand des $^{137\text{m}}\text{Ba}$ läuft ebenfalls innere Konversion ab. Der Konversionskoeffizient ist hier $\alpha = 0,1124$ [10, S. 2215]. Die Konversionselektronen beider radioaktiver Quellen werden bei dem Versuch zur Eichung des Spektrums verwendet.

2.2 Der β -Zerfall und die Schwache Wechselwirkung im Detail

In diesem Kapitel wird der β -Zerfall und das Zustandekommen des kontinuierlichen Spektrums durch eine Theorie von *Enrico Fermi* erläutert. Des Weiteren wird näher auf die Schwache Wechselwirkung eingegangen. Nachfolgende Ausführungen zur Fermi-Theorie des β -Zerfalls basieren hauptsächlich auf *Loveland et al.* [8], aber zum Teil auch auf *Bethge et al.* [5], *Mayer-Kuckuk* [6], und *Fraundelder & Henley* [12].

2.2.1 Die Fermi-Theorie des β -Zerfalls

Im Jahr 1934 stellte *Enrico Fermi* eine Theorie zum β -Zerfall auf, die das Zustandekommen des β -Spektrums erklären konnte. Die Grundlage war eine Theorie zur spontanen Emission von Photonen bei Systemen in angeregten Zuständen, welche für den β -Zerfall angepasst wurde. Der β -Zerfall und die Emission von Photonen durch angeregte Systeme scheinen auf den ersten Blick wenig gemein zu haben, jedoch existieren in beiden Fällen zunächst spezifische Systeme mit potentieller Zerfallsenergie, die diese durch spontanen Zerfall und Produktion eines oder mehrerer Teilchen abgeben. Die Beschreibung des Zerfallsprozesses erforderte einen rein quantenmechanischen Ansatz, da beim Zerfall zwei Teilchen erzeugt werden und das Energiespektrum der Elektronen wegen $Q_\beta \propto m_e c^2$ relativistisch betrachtet werden muss. Der β -Zerfall folgt der Kinetik einer Reaktion erster Ordnung. Daher lässt sich ein spezifischer Zerfall durch eine einzige Zerfallskonstante λ charakterisieren (vgl. [8, S. 204]).

Die grundlegende Gleichung von Fermis Theorie stellt *Fermis „Goldene Regel“* dar, welche die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen einem Anfangszustand ψ_i und dem Endzustand ψ_f^* des Systems beschreibt [8, S. 204]:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int \psi_f^* V_p \psi_i d\tau \right|^2 \varrho(E_f) \quad (30)$$

λ ist die Zerfallskonstante des Zerfalls. ψ_i ist bei der Beschreibung des β -Zerfalls die Wellenfunktion des gesamten Kerns im Grundzustand vor dem Zerfall:

$$\psi_i = \phi_0(AZ) \quad (31)$$

ψ_f^* ist die Wellenfunktion des Systems aller beim Zerfall entstehenden Teilchen und enthält daher Anteile des Tochterkerns nach dem Zerfall, des Elektrons und des Neutrinos:

$$\psi_f^* = \phi_j^*(^AZ) + \phi^*(e) + \phi^*(\nu) \quad (32)$$

Diese drei Teile der Wellenfunktion müssen so miteinander verknüpft sein, dass die Energieerhaltung gewährleistet ist. V_p ist der Störungsoperator der stattfindenden Wechselwirkung und stellt anschaulich betrachtet eine minimale Störung des Systems dar, welche den Zerfall auslöst. Diese Störung wurde von *Fermi* für den β -Zerfall als von der Gravitations-, Coulomb- oder starken Kernkraft verschieden angenommen. Sie ist die Wechselwirkung zwischen Kern, Elektron und Neutrino und wird Schwache Wechselwirkung oder Schwache Kernkraft genannt. Analog zu den anderen drei fundamentalen Kräften lässt sich auch für die Schwache Wechselwirkung eine Konstante bestimmen, wodurch ihre Stärke ausgedrückt wird. Diese Kopplungskonstante g hat den Wert $0,88 \cdot 10^{-4} \text{ MeV/fm}^3$ [8, S. 204].

$\rho(E_f)$ ist eine Funktion, die die Dichte der Zustände angibt, in denen die Zerfälle enden können. Diese Zustandsdichte wird auch oft durch dn/dE dargestellt. Es existieren dabei n Zustände im Energiebereich von E bis $E + dE$.

Der grundlegende Ansatz aus Gleichung (30) lässt sich in zwei Teile zerlegen, zum einen in das Matrixelement

$$\left| \int \psi_f^* V_p \psi_i d\tau \right|^2 \quad (33)$$

und zum anderen in die Zustandsdichtefunktion

$$\rho(E_f). \quad (34)$$

Die Bestimmung der Zustandsdichte der möglichen Endzustände des Zerfalls kann über Quantenstatistik bestimmt werden. Das grundlegende Problem besteht in diesem Fall darin, die Zahl der Möglichkeiten zu bestimmen, wie die Zerfallsenergie zwischen Elektron und Neutrino aufgeteilt werden kann. Dabei wird zunächst angenommen, dass der Tochterkern keine Rückstoßenergie aufnimmt (vgl. [8, S. 204])

Ein Elektron mit einem Impuls zwischen p_e und $p_e + dp_e$ hat im Volumen V folgende mögliche Zustände:

$$dn_e = V4\pi p_e^2 dp_e / h^3 \quad (35)$$

Dies entspricht dem Volumen einer Kugelschale im Phasenraum mit dem Volumen der Einheitszelle von h^3 . Analoges gilt für ein Neutrino mit einem Impuls zwischen p_ν und $p_\nu + dp_\nu$. Die gesamte Anzahl möglicher Zustände ist das Produkt der möglichen Zustände von Elektron und Neutrino (vgl. [8, S. 205]):

$$dn = V^2 16\pi p_e^2 p_\nu^2 dp_e dp_\nu / h^6 \quad (36)$$

Nimmt man für die Masse des Neutrinos wieder Null an, erhält man für den Impuls des Neutrinos:

$$p_\nu = \frac{Q - T_e}{c} \quad (37)$$

$$dp_\nu = \frac{dQ}{c} \quad (38)$$

Durch Substitution erhält man folgenden Ausdruck:

$$\frac{dn}{dQ} = \frac{16\pi V^2}{h^6 c^3} (Q - T_e)^2 p_e^2 dp_e \quad (39)$$

Dabei beschreibt der Ausdruck keine Differentiation nach einer festen Zerfallsenergie Q , sondern die Änderung der Zahl möglicher Endzustände mit der Änderung der Zerfallsenergie Q [8, S. 205].

Kombiniert man den erhaltenen Ausdruck zusammen mit Gleichung (30), erhält man für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron mit einem Impuls zwischen p_e und $p_e + dp_e$ emittiert wird, den nachfolgenden Ausdruck:

$$\lambda(p_e) dp_e = \frac{1}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} |M_{if}|^2 g^2 (Q - T_e)^2 p_e^2 dp_e \quad (40)$$

$|M_{if}|^2$ ist das Kernmatrixelement. Fasst man alle Konstanten zu einer zentralen Konstante C zusammen, so erhält man für die Zerfallswahrscheinlichkeit des Kerns als Funktion des Impulses des Elektrons folgenden Ausdruck:

$$\lambda(p_e) dp_e = C (Q - T_e)^2 p_e^2 dp_e \quad (41)$$

Trotz der Mischung von Impuls und kinetischer Energie des Elektrons sieht man, dass die Funktion gegen Null geht, wenn der Impuls des Elektrons p_e Null ist oder die kinetische Energie T_e gleich der Zerfallsenergie Q ist. Zwischen beiden Fällen liegt ein Maximum [8, S. 206]. Diese Funktion erklärt die grundlegende Form des Spektrums, wie sie in Abbildung 7 zu sehen ist.

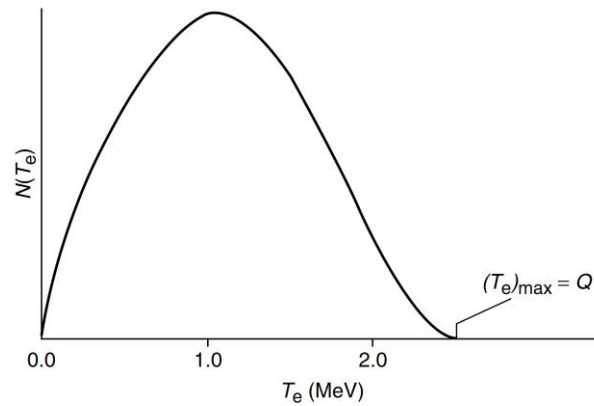


Abbildung 7: Theoretisch berechnetes Spektrum der Elektronenenergie, aus [8, S. 206]

Da auf dem Weg zu dieser Gleichung viele Annahmen gemacht wurden, stimmt das theoretische Spektrum nicht hundertprozentig mit einem gemessenen Spektrum überein. Die Gleichung muss daher noch durch einen Korrekturterm verändert werden.

2.2.1.1 Fermi-Funktion als Korrekturterm

Zum einen wurde die Rückstoßenergie des Tochterkerns vernachlässigt. Wegen der geringen Masse von Elektron und Neutrino erfährt der Kern auch nur einen geringen Übertrag von Energie und Impuls im Bereich von etwa 10 eV [7, S. 985]. Gleiches gilt für die Vernachlässigung der Neutrinomasse, die ebenfalls nur zu einer minimalen Abweichung führt. An dieser Stelle werden beide Faktoren nicht berücksichtigt, da sie auf die Auswertung dieses Versuches keinen großen Einfluss haben.

Eine weitere Annahme die gemacht wurde, die aber einen großen Einfluss auf das Spektrum hat, ist die elektrische Neutralität der beteiligten Teilchen. Positronen und Elektronen werden durch die Kernladung in Abhängigkeit ihrer kinetischen Energie beeinflusst. Die positive Ladung der Positronen und die positive Kernladung sorgen für eine abstoßende Coulomb-Wechselwirkung. Daher wird die Energie der Positronen zu höheren Energien verschoben. Die positive Ladung des Kerns wirkt dagegen anziehend auf die Elektronen. Daher verschiebt sich die

Energieverteilung der Elektronen zu niedrigeren Energien. Die kinetische Energie der Teilchen bestimmt wiederum die Aufenthaltsdauer im Einflussbereich des Coulomb-Feldes. Teilchen niedriger Energie verweilen eine längere Zeit im Einflussbereich des Coulomb-Feldes des Kerns, weshalb sie stärker beeinflusst werden. Ein Beispiel für dieses Verhalten kann in den gewonnenen Spektren des Zerfalls von ^{64}Cu in Abbildung 8 beobachtet werden. ^{64}Cu ist ein uu-Kern, weshalb wie bereits in Kapitel 2.1.2 beschrieben sowohl ein β^+ -Zerfall als auch ein β^- -Zerfall zu seinen beiden gg-Nachbarn ablaufen kann. Beide Zerfälle finden in diesem Fall mit ähnlichen Q-Werten statt (vgl. [8, S. 207]).

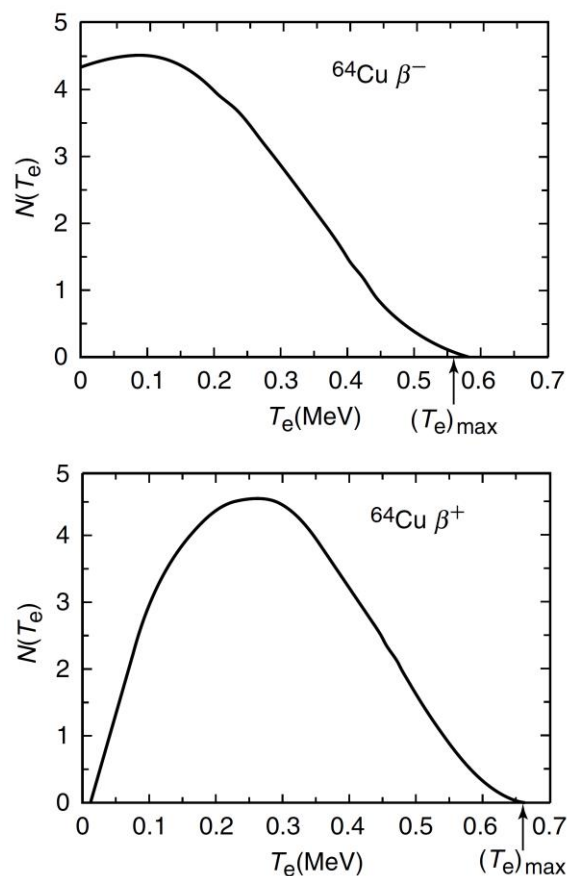


Abbildung 8: Gemessene Spektren der möglichen Zerfälle von ^{64}Cu , aus [8, S. 207]

Die Wechselwirkungen der Ladungen wird durch die Fermi-Funktion $F(Z, p_e)$ berücksichtigt. Wie anzunehmen ist, hängt sie neben dem Impuls der Elektronen beziehungsweise Positronen auch von der Stärke des Feldes, also von der Kernladung Z ab. Die Fermi-Funktion fließt wie folgt in die Gleichung für die Übergangswahrscheinlichkeit ein:

$$\lambda(p_e)dp_e = C \cdot F(Z, p_e) \cdot (Q - T_e)^2 p_e^2 dp_e \quad (42)$$

Die Berechnung der Fermi-Funktion ist recht komplex, daher liegen Werte der Funktion in tabellierter Form vor. Zur Auswertung der gewonnenen Daten des Versuches werden tabellierte Ergebnisse für $F(Z, p_e)$ von *Behrens* und *Jänecke* aus dem *Landolt-Börnstein* [13] verwendet (siehe Tabelle 13 und Tabelle 14 im Anhang).

2.2.1.2 Kurie-Plot

Die maximale Energie der Teilchen aus dem Spektrum entspricht dem Q -Wert. Der Q -Wert lässt sich aber in der Form der Gleichung weder einfach ableiten, noch aus dem gemessenen Spektrum exakt ablesen. Wenn man das Spektrum jedoch im so genannten Kurie-Plot aufträgt, ist dies ohne Probleme möglich. Dazu formt man die vorangegangene Gleichung (42) um und erhält folgenden Ausdruck:

$$\sqrt{\frac{\lambda(p_e)}{p_e^2 \cdot F(Z, p_e)}} = C \cdot (Q - T_e) \quad (43)$$

Da $\lambda(p_e)$ die Wahrscheinlichkeit dafür ist, dass ein Elektron mit dem Impuls p_e emittiert wird, kann diese durch die Intensität oder Zählrate der jeweiligen Elektronenimpulse $N(p_e)$ ersetzt werden. Man erhält:

$$\sqrt{\frac{N(p_e)}{p_e^2 \cdot F(Z, p_e)}} = C \cdot (Q - T_e) \quad (44)$$

Mit der Annahme, dass das in der Konstante C enthaltene Matrixelement die kinetische Energie der Elektronen nicht beeinflusst, erhält man auf der linken Seite die reduzierte spektrale Verteilung der Intensitäten und auf der rechten Seite die kinetische Energie der Elektronen.

$$\kappa(p_e) = \sqrt{\frac{N(p_e)}{p_e^2 \cdot F(Z, p_e)}} = C \cdot (Q - T_e) \quad (45)$$

Trägt man die reduzierte spektrale Verteilung der Intensitäten $\kappa(p_e)$ gegen die Energie auf, erhält man bei einem reinen β -Spektrum in dieser Darstellung eine Gerade. Der Schnittpunkt mit der Abszisse ist die Maximalenergie der Elektronen [8, S. 208].

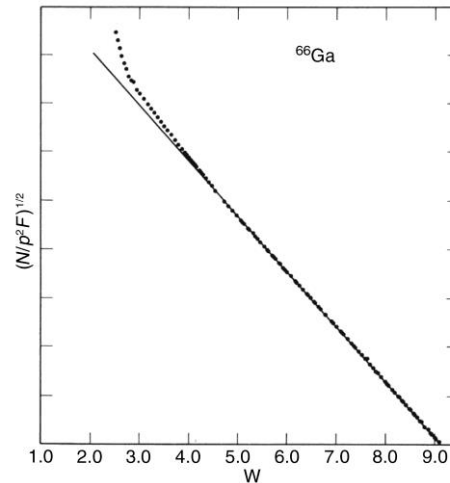


Abbildung 9: Kurie Plot des Elektronenspektrums von ^{66}Ga , aus [8, S. 208]

Auf diese Weise soll bei der Auswertung des Versuches die maximale Energie der Elektronen aus dem ^{137}Cs -Spektrum bestimmt werden. Hier erhält man jedoch aufgrund der zwei konkurrierend ablaufenden Zerfälle und der Konversionselektronen keine einzelne Gerade, wie später noch gezeigt werden soll. Am Rande sei darauf verwiesen, dass es analog zu den Auswahlregeln bei den γ -Übergängen auch über Auswahlregeln für den β -Zerfall und damit ebenfalls erlaubte und verbotene Übergänge gibt. Da zwischen verbotenen und erlaubten Übergängen unterschieden werden kann, existieren auch zwei verschiedene Kernmatrixelemente. Die Gleichung des Kurie-Plots in oben dargestellter Form ist so nur für erlaubte Übergänge gültig. Für verbotene Übergänge müssen weitere Korrekturen einfließen [6].

Nach *Mayer-Kuckuk* ist es sinnvoll, die Energie bzw. den Impuls in natürlichen Einheiten von $m_0 \cdot c^2$ beziehungsweise $m_0 \cdot c$ zu messen [6, S. 308 f.]. Die Beziehungen sind für die kinetische Energie:

$$\epsilon = 1 + \frac{T_e}{m_0 \cdot c^2} \quad (46)$$

$$\text{bzw. } \epsilon_0 = 1 + \frac{Q}{m_0 \cdot c^2} \quad (47)$$

Und für den Impuls:

$$\eta = \frac{p_e}{m_0 \cdot c} \quad (48)$$

Der Vorteil ist, dass sich die Gleichungen über die Beziehung $\epsilon^2 - \eta^2 = 1$ in Ausdrücke umformen lassen, die nur von der Energie oder vom Impuls abhängen:

$$\kappa(\eta) = \sqrt{\frac{N(\eta)}{\eta^2 \cdot F(Z, \eta)}} = C \cdot (\sqrt{1 + \eta_0^2} - \sqrt{1 + \eta^2}) \quad (49)$$

$$\kappa(\epsilon) = \sqrt{\frac{N(\epsilon)}{\epsilon \cdot \sqrt{\epsilon^2 - 1} \cdot F(Z, \epsilon)}} = C \cdot (\epsilon_0 - \epsilon) \quad (50)$$

2.2.2 Der β -Zerfall im Standardmodell

Der β -Zerfall und die damit verbundenen Umwandlungen eines Neutrons in ein Proton oder umgekehrt, lassen sich auf der Ebene der Elementarteilchen mit der Umwandlung der Grundbausteine der Materie beschreiben. Die Grundbausteine des Neutrons und des Protons sind im Standardmodell up-Quarks (u) und down-Quarks (d) [7].

Tabelle 5: Eigenschaften der Quarks

Typ	Ladung	Isospin
u	+2/3 e	+ 1/2
d	-1/3 e	- 1/2

Das Proton mit seiner einfach positiven Ladung setzt sich aus zwei up- und einem down-Quark zusammen. Auch der Isospin des Protons von +1/2 kann durch diese Zusammensetzung aus up- und down-Quarks erklärt werden. Die neutrale Ladung des Neutrons kommt durch die Kombination zweier down-Quarks mit einem up-Quark zustande. Auch die Isospinquantenzahl von -1/2 des Neutrons lässt sich so herleiten [6, S. 159].

Aufgrund der Ähnlichkeit zwischen elektromagnetischer und Schwacher Wechselwirkung, wird die Schwache Wechselwirkung auch manchmal zur elektroschwachen Wechselwirkung vereinheitlicht. Bei der Coulomb-Wechselwirkung zweier Ladungen wird im quantenmechanischen Bild der Austausch eines virtuellen Vektorbosons als Vermittlerteilchen dieser Wechselwirkung angenommen. Dieses Vektorboson entspricht dabei einem Photon. Analog dazu wurde auch für die Vermittlung der Schwachen Wechselwirkung ein Austauscheteilchen angenommen. Dieses muss jedoch eine Ladung tragen, da bei

der Umwandlung der beteiligten Nukleonen immer auch eine Umwandlung der Ladung stattfindet. Des Weiteren muss es aufgrund der kurzen Reichweite der Wechselwirkung eine vergleichsweise große Masse tragen. Diese Austausch-
teilchen sind das W^+ -, W^- - und das Z^0 -Boson. Die W^- - und Z -Bosonen wurden
1983 am CERN entdeckt (vgl. [6, S. 315]).

In Abbildung 10 ist ein Diagramm für den β^- -Zerfall dargestellt. Ein Neutron wird in
ein Proton umgewandelt. Dabei ist der eigentlich ablaufende Prozess die Um-
wandlung eines down-Quarks in ein up-Quark. Die Ladungsdifferenz zwischen
down- und up-Quark entspricht $-1e$, weshalb das Austauschteilchen ein
 W^- -Boson sein muss. Dieses zerfällt schließlich in ein Elektron und zudem ein
Anti-Elektronneutrino zur Erhaltung der Leptonenzahl.

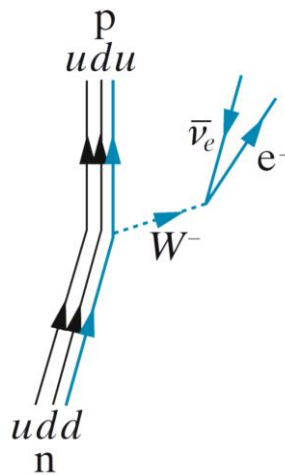


Abbildung 10: Zerfalls-Diagramm des β^- -Zerfalls, aus [7, S. 1026]

Die Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung, die Photonen
sind masselos. Daher verwundert es, dass W^- - und Z -Bosonen massereiche
Teilchen sind. Die Masse kommt durch die Wechselwirkung der W^- - und
 Z -Bosonen mit dem Higgs-Feld zustande [7, S. 1034]. Für diese bereits 1964
entwickelte Theorie erhielten *Peter Higgs* und *François Englert* 2013 den
Nobelpreis für Physik, nachdem das Higgs-Boson, das Quasiteilchen des
Higgsfeldes 2012 am *LHC* des *CERN* nachgewiesen wurde [14].

3. DETEKTION UND SPEKTROSKOPIE VON β -STRAHLUNG

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dem Nachweis und der Spektroskopie von β -Strahlung. Da die Detektion der β -Strahlung über die Wechselwirkung mit dem Detektormaterial abläuft, sollen zunächst kurz die Wechselwirkungsprozesse der β -Strahlung mit Materie beschrieben werden. Anschließend werden dann die verschiedenen Möglichkeiten der Spektroskopie beschrieben und für den Einsatz im Praktikum diskutiert.

3.1 Wechselwirkung von β -Strahlung mit Materie

Bevor die Wahl eines passenden Materials oder Detektors getroffen werden kann, ist zunächst eine Betrachtung der Wechselwirkungsprozesse geboten. Dieser Abschnitt basiert dabei hauptsächlich auf Ausführungen von *Glenn. F. Knoll* [15, S. 42. ff] und *Hanno Krieger* [16, S. 248 ff.].

Im Vergleich zu schweren geladenen Teilchen verlieren Elektronen ihre Energie bei der Wechselwirkung mit Materie in niedrigeren Raten. Sie legen daher typischerweise größere Distanzen innerhalb des Absorbers zurück, bevor sie ihre kinetische Energie vollständig abgegeben haben. Bei Abständen größer als dem Atomdurchmesser der β -Teilchen zu den Absorberatomen kann eine Wechselwirkung mit der gesamten Atomhülle stattfinden. Der Energieübertrag von β -Teilchen auf das Absorberatom ist hierbei klein. Dabei kann die Atomhülle deformiert werden, ohne dass es zu Ionisation oder Anregung der Hüllenelektronen kommt. Ist der Energieübertrag jedoch groß genug, so kann es auch zur Ionisation der Absorberatome oder zur Anregung der Elektronen in der Atomhülle kommen. Solche Wechselwirkungen werden aufgrund des relativ niedrigen Energieübertrags vom β -Teilchen auf das einzelne Absorberatom auch weicher Stoß genannt (vgl. [16, S. 249]). Passieren die β -Teilchen auf ihrem Weg durch den Absorber die Atomhüllen der Atome, oder bewegen sich dicht an diesen vorbei, so können sie mit ihrem Coulomb-Feld auch mit Hüllenelektronen aus inneren Schalen wechselwirken. Die durch die Wechselwirkung freigesetzten Hüllenelektronen werden als δ -Elektronen bezeichnet. Aufgrund ihrer hohen Energie können sie wiederum mit anderen Absorberatomen wechselwirken. Diese direkten Stöße mit den Hüllenelektronen werden wegen des vergleichsweise großen Energieübertrags auch als harte Stöße bezeichnet (vgl. [16, S. 250]).

Aufgrund der gleichen Masse der β -Teilchen und der Hüllenelektronen des Absorbermaterials, mit welchen die β -Teilchen über Stoßprozesse wechselwirken, ist aber auch der mögliche Impulsübertrag bei einer einzelnen Wechselwirkung größer als bei schweren geladenen Teilchen. Aus diesem Grund sind größere Ablenkungen möglich als zum Beispiel bei der Wechselwirkung von α -Teilchen mit Materie. Die großen Ablenkwinkel der Elektronen auf ihrem Weg durch den Absorber können dazu führen, dass die Elektronen nach mehreren Stößen wieder in die Richtung zurückgestreut werden, aus der sie in das Absorbermaterial eingedrungen sind. Dabei geben sie im Absorber nur einen Teil ihrer ursprünglichen Energie ab und verlassen das Material mit einer niedrigeren kinetischen Energie. Dieses Phänomen heißt Rückstreuung und tritt besonders bei großen Kernladungen Z des Absorbermaterials und niedrigen Energien der β -Teilchen auf. Um die vollständige Energie eines Elektrons mit einem Detektor zu messen, ist es wichtig, dass das Elektron seine Energie auch vollständig im Detektor abgibt. Tritt das Elektron nach einer kurzen Wechselwirkung durch Rückstreuung wieder aus dem Detektor aus, so hat es nur einen Teil seiner ursprünglichen Energie im Detektor verloren. Da nur ein Teil der Energie gemessen wird, tragen solche Prozesse nicht dazu bei, das genaue Energiespektrum der β -Quelle zu messen. Daher sind Rückstreuungen von Elektronen aus dem Detektor heraus unerwünschte Prozesse. Um die Anzahl der rückgestreuten Elektronen aus dem Detektor heraus so niedrig wie möglich zu halten, ist es wichtig, ein Material zu wählen, dessen Atome möglichst niedrige Kernladungszahlen Z haben [15].

Aufgrund der nicht linear verlaufenden Teilchenbahn im Absorber ist das Konzept einer Reichweite der Elektronen beziehungsweise Positronen im Absorber nicht anwendbar. Man gibt daher meist die Dicke des Absorbers an, bei der keine β -Teilchen mehr durch diesen hindurchtreten [15]. Die Dicke des Detektors muss also mindestens so groß sein wie die Dicke, bei der keine β -Teilchen mehr hindurchtreten. So ist sichergestellt, dass die Elektronen ihre kinetische Energie vollständig im Detektor deponieren und diesen nicht auf der Rückseite des Detektorvolumens mit einer Restenergie verlassen.

Des Weiteren können β -Teilchen ihre Energie über die Emission von elektromagnetischer Strahlung verlieren. Die Wechselwirkung der geladenen β -Teilchen mit dem Coulomb-Feld der Kerne des Absorbers führt zu einer Ablenkung der geladenen Teilchen, wodurch Bremsstrahlung unter Energieverlust emittiert wird.

Bremsstrahlung tritt vor allem bei hohen Energien der β -Teilchen und bei großen Kernladungszahlen Z des Absorbers auf. Bei niedrigen Energien und niedrigen Kernladungszahlen hat der Energieverlust der β -Teilchen durch Bremsstrahlung nur einen geringen Anteil im Vergleich zum Energieverlust über Stoßprozesse [15]. Wird durch die Wechselwirkung eines β -Teilchens mit dem Detektormaterial Bremsstrahlung erzeugt und verlässt diese den Detektor teilweise, so wird ebenfalls nur ein Teil der Energie des β -Teilchens detektiert.

3.2 Möglichkeiten der Detektion und Spektroskopie von β -Strahlung

3.2.1 Magnetspektrometer

Bereits 1914 verwendete *Chadwick* ein magnetisches Spektrometer zur Untersuchung des β -Spektrums [5]. Magnetische Spektrometer nutzen die Ablenkung der bewegten, geladenen β -Teilchen in Magnetfeldern durch die Lorentz-Kraft. Da die Ablenkung vom Impuls der Teilchen und von der Magnetfeldstärke abhängt, lassen sich die β -Teilchen unterschiedlicher Energie in einem gebündelten Strahl durch Anlegen eines Magnetfeldes separieren. In einfachen Versuchsaufbauten für physikalische Praktika, wie in Abbildung 11 dargestellt, wird die separierte Strahlung auf einen Spalt oder ein Blendensystem gelenkt, um einzelne Energien zu selektieren. Durch Variation der Magnetfeldstärke werden dann β -Teilchen unterschiedlicher Energie auf den Spalt gelenkt und vom dahinterliegenden Detektor gezählt. Die Detektion erfolgt meist durch Geiger-Müller-Zählrohre. Die erhaltenen Spektren sind Zählraten in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke.



Abbildung 11: Ein magnetisches β -Spektrometer der Firma *Phywe*, aus [17, S. 1]

Magnetische Spektrometer, wie das *ORANGE Spektrometer* am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, haben im Bereich der β -Spektroskopie die beste Energieauflösung von rund 1% [18]. Aufbauten dieser Bauart sind aber mitunter sehr komplex und für Praktikumszwecke nicht geeignet.

3.2.2 Si-Halbleiterdetektoren

Für die β -Spektroskopie in Wissenschaft und Forschung ist es mittlerweile üblich, Siliziumdetektoren einzusetzen [15, S. 356]. Wie bei Halbleiterdetektoren üblich, wird eine Hochspannung zur Erzeugung einer Verarmungszone angelegt. Die β -Teilchen, welche in der Verarmungszone mit dem Detektormaterial wechselwirken, erzeugen Elektron-Loch-Paare. Die Ladungen werden durch die angelegte Hochspannung separiert und in einen Spannungspuls umgewandelt, welcher nach der Verstärkung weiterverarbeitet werden kann [15, S. 365 ff.]. Der Nachteil der Siliziumdetektoren ist, dass sie üblicherweise in Vakuum-Kryostaten eingebaut werden, um eine bessere Energieauflösung zu erhalten. Die Elektronen müssen daher zuvor gegebenenfalls das Eintrittsfenster passieren, wodurch sie einen nicht unerheblichen Anteil ihrer Energie verlieren können. Niederenergetische β -Strahler müssen daher zur Messung in das Vakuum-Gehäuse eingebracht werden, um Energieverluste zu verhindern. [15, S. 483].

Die Firma *ORTEC* bietet einen Praktikumsaufbau zur β -Spektroskopie mit einem Si-Oberflächensperrschichtdetektor an [19]. Hierbei befindet sich der Detektor in einer lichtdichten Vakuumkammer (siehe Versuchsaufbau in Abbildung 12).

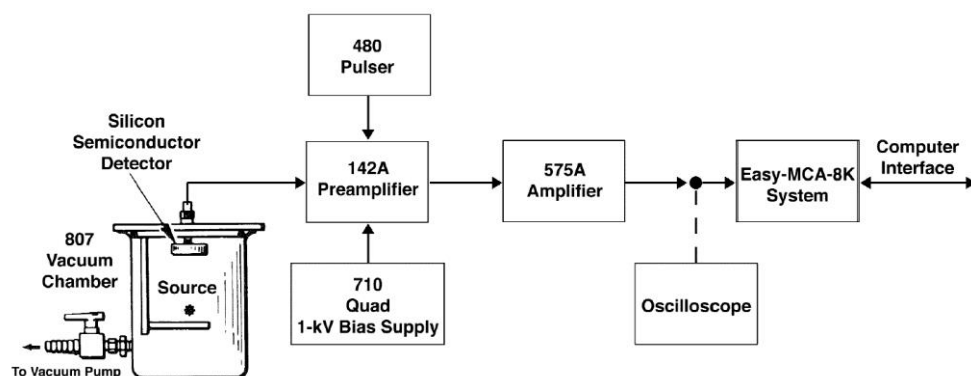


Abbildung 12: Aufbau zur β -Spektroskopie mit einem Si-Detektor der Firma *ORTEC*, aus [19, S. 5].

Mit einem ähnlichen Aufbau wird im Bachelor-Praktikum Physik am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln bereits ein Versuch zur Reichweite von α -Strahlung angeboten.

3.2.3 Szintillatoren

Szintillation (von lateinisch *scintillatio*, das Funkeln [20]) wird schon seit Beginn der Erforschung der Radioaktivität genutzt, um diese sichtbar zu machen. Die Streuexperimente von *Rutherford*, *Geiger* und *Marsden* wurden bereits mit einem Schirm aus Zinksulfid als Szintillator durchgeführt [7, S. 993]. Beim Auftreffen der verwendeten α -Teilchen auf den Schirm konnten diese mit einem Mikroskop über die dabei erzeugten Lichtblitze beobachtet werden.

Szintillatoren müssen also die Eigenschaft besitzen, dass sie bei der Wechselwirkung mit ionisierender Strahlung angeregt werden und beim Übergang in den Grundzustand Licht aussenden. Die Szintillationskristalle werden heutzutage optisch an Sekundärelektronenvervielfacher (engl.: Photomultiplier Tube, PMT) gekoppelt. Das im Szintillationskristall erzeugte Licht löst in der Photokathode des Photomultipliers über den äußeren Photoeffekt Elektronen heraus, die durch eine angelegte Hochspannung zu den Dynoden beschleunigt werden. Dort lösen sie Kaskaden von Sekundärelektronen heraus, wie in Abbildung 13 schematisch dargestellt ist.

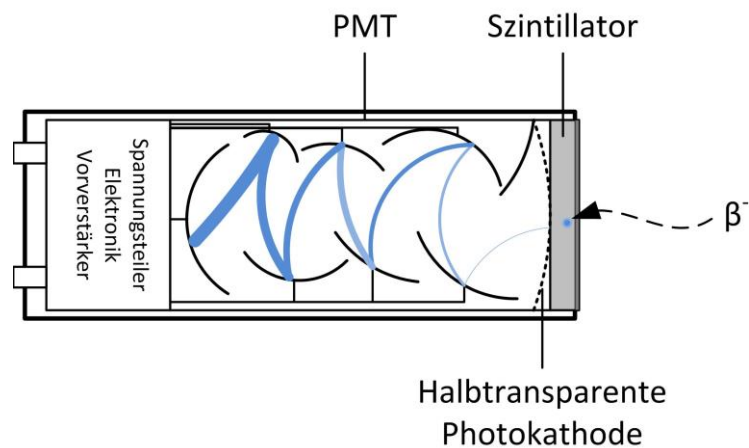


Abbildung 13: Schematischer Aufbau eines Szintillationsdetektors

Relativ zur Energie der einfallenden Strahlung werden unterschiedlich viele Moleküle des Szintillators zur Fluoreszenz angeregt. Daher ist die erzeugte Lichtmenge von der Energie der einfallenden Strahlung abhängig. Im Idealfall besteht eine Proportionalität zwischen erzeugter Lichtmenge und Energie der einfallenden Strahlung über große Energiebereiche. Dies ist in der Realität aber nicht zwingend gegeben und hängt von dem verwendeten Szintillationsmaterial ab. Der Strom der im Photomultiplier erzeugten Elektronen hängt von der im

Szintillationskristall erzeugten Lichtmenge ab. Der Strom wird in einen Spannungspuls umgewandelt, dessen Amplitude von der Stromstärke abhängt und daher Rückschlüsse auf die im Szintillationskristall erzeugte Lichtmenge und somit auch auf die Energie der einfallenden Strahlung zulässt. Mittels eines Mehrkanalanalysators (engl. Multi-Channel-Analyzer, MCA) kann aus diesen Informationen dann ein Spektrum dargestellt werden. Szintillatoren zur β -Spektroskopie bestehen aus Materialien mit Atomen niedriger Ordnungszahl Z , um Rückstreuung der β -Teilchen zu reduzieren. Daher kommen hierfür meist organische, kristalline Materialien wie Anthrazen zum Einsatz, wie beim bisherigen Versuchsaufbau [15]. Als preiswerte Alternative können auch manche makromolekularen Kunststoffe wie Polystyrol verwendet werden.

Anders als bei magnetischen Spektrometern oder Aufbauten mit Si-Oberflächensperrschichtdetektoren wird zurzeit von keiner Firma ein kompletter Versuchsaufbau mit Szintillationsdetektor zur β -Spektroskopie für Praktikumszwecke vertrieben.

3.2.4 Zusammenfassung über die Eignung der jeweiligen Messmethoden für den Einsatz als Praktikumsversuch

Die handelsüblichen Magnetspektrometer stellen aufgrund der Bedienung und Messdurchführung einen Rückschritt im Vergleich zum bisherigen Aufbau dar. Die Datenaufnahme erfolgt bei solchen handelsüblichen Aufbauten, wie zum Beispiel bei dem der Firma *Phywe*, manuell. Das bedeutet, die Studierenden müssen sich die Messwerte notieren und später zur Auswertung in den Computer eingeben, sofern die Datenaufnahme nicht aufwändig automatisiert wird. Zudem werden nur einzelne Energiewerte über die Variation der Magnetfeldstärke abgefahren, sodass nur einzelnen Energien des Spektrums die entsprechenden Zählraten zugeordnet werden. Solche Aufbauten haben zwar eine etwas bessere Energieauflösung, stellen aber bei der Datenaufnahme im Vergleich zum bisher verwendeten Aufbau eine deutliche Verschlechterung der Messbedingungen dar. Von der didaktischen Seite her betrachtet ist es bei diesen Aufbauten auch ein Nachteil, dass das erhaltene Spektrum erst nach der Eingabe der Daten in Tabellenkalkulationen oder durch Einzeichnen in Diagramme sichtbar wird. Daher sind solche Aufbauten für die Neugestaltung des Versuches keine geeignete Wahl und müssten, um eine vergleichbare automatisierte Datenaufnahme zu erhalten, erst aufwändig umgebaut werden.

Der Versuchsaufbau mit einem Siliziumdetektor nach dem Vorbild der Firma *ORTEC* wäre im Vergleich zum bisherigen Versuchsaufbau eine Verbesserung. Besonders die Energieauflösung könnte hiermit signifikant gesteigert werden. Andererseits ist auf der Oberfläche des Siliziumdetektors eine dünne Schicht Gold aufgebracht. Dies ist ein nachteiliger Punkt, denn diese Goldschicht ist sehr empfindlich und würde bei Berührung mit den Fingern oder anderen Gegenständen irreparabel beschädigt werden, wodurch der Detektor nicht mehr verwendet werden könnte. Des Weiteren muss das aktive Detektorvolumen, beziehungsweise die aktive Dicke des Detektors bei β -Strahlung im Bereich von einem MeV etwa 2mm dick sein, was den notwendigen Detektor recht teuer macht (vgl. [19, S. 3]). Außerdem besteht der Nachteil des Aufbaus der Firma *ORTEC* darin, dass der Deckel der Vakuumkammer für jeden Quellenwechsel abgenommen werden müsste. Auf der Innenseite des Deckels ist der äußerst empfindliche Oberflächensperrschichtdetektor angebracht. Die Gefahr, diesen versehentlich durch Berührung zu zerstören, wäre sehr groß. Daher ist der Versuchsaufbau, so wie er angeboten wird, ebenfalls keine geeignete Wahl als Praktikumsaufbau. Für diesen Einsatz müsste der Detektor berührungssicher in den Aufbau integriert werden.

Die für einen Praktikumsversuch am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln am besten geeignete Methode der Detektion der β -Strahlung ist ein Szintillationsdetektor. Die Technik ist robust und langlebig. Der Photomultiplier und der Szintillator sind meist in einem gemeinsamen Gehäuse untergebracht. Einzig das Eintrittsfenster am Szintillationskristall ist empfindlich gegenüber mechanischer Beanspruchung. Da keine kompletten Praktikumsaufbauten vertrieben werden, muss ein solcher Versuch selbst zusammengestellt werden. Bei Szintillationsdetektoren muss man zwar den Kompromiss eingehen, eine im Vergleich schlechtere Energieauflösung zu erhalten, diese ist aber zur Auswertung der Daten immer noch vollkommen ausreichend. Ein Versuch mit einem Szintillationsdetektor ergänzt zudem die in anderen Praktikumsversuchen am Institut für Kernphysik verwendeten Halbleiterdetektoren, wie beim Versuch „ *γ -Spektroskopie mit einem HPGe-Detektor*“, und Geiger-Müller-Zählrohre, wie beim Versuch „*Statistik der Kernzerfälle*“. So lernen die Studierenden im Praktikum allen gängigen Nachweismethoden ionisierender Strahlung kennen.

3.3 β -Spektroskopie mit Szintillatoren

In diesem Kapitel wird näher auf die Anforderungen an ein Szintillationsmaterial zur β -Spektroskopie, die Energieauflösung eines Szintillationsdetektors und auf ein geeignetes Szintillationsmaterial eingegangen.

3.3.1 Anforderungen an ein Szintillatormaterial zur β -Spektroskopie

Um einen Szintillator zur β -Spektroskopie verwenden zu können, werden nach *Glenn F. Knoll* [15, S. 223 ff.] unterschiedliche Anforderungen an das Material gestellt, um optimale Ergebnisse zu erhalten:

- Die Effizienz, mit der die kinetische Energie eines eintreffenden Elektrons in detektierbares Licht umgewandelt wird, sollte möglichst groß sein. Dies gewährleistet eine gute Detektierbarkeit von Teilchen. Nur ein geringer Anteil der im Szintillator deponierten kinetischen Energie der Elektronen wird tatsächlich in Licht umgewandelt. Der Hauptanteil geht in Form von Wärme oder Gitterschwingungen verloren. Die Effizienz wird als Anzahl erzeugter Photonen pro MeV Teilchenenergie angegeben. Anthrazen hat eine der höchsten Lichtausbeuten mit etwa 20.000 erzeugten Photonen pro MeV, welche jedoch mit einer Variation von bis zu 30% von der Orientierung der ionisierenden Strahlung bezüglich der Kristallachse bei der Wechselwirkung abhängt [15, S. 226].
- Des Weiteren sollte der Szintillator ein lineares Verhalten zwischen der kinetischen Energie der einfallenden Elektronen und der erzeugten Lichtintensität haben. Dies ist eine ausgesprochen wichtige Anforderung an den Szintillator, wenn damit Spektroskopie betrieben werden soll. Für die meisten organischen Szintillatoren besteht ein lineares Verhalten oberhalb einer Teilchenenergie von 125 keV [15, S. 229]. Nichtlineares Verhalten im betrachteten Energiebereich müsste aufwändig korrigiert werden. Andernfalls wäre die Energieinformation verfälscht und das erhaltene Spektrum so nicht aussagekräftig [15, S. 348].
- Der Szintillator sollte möglichst transparent für die Wellenlänge des erzeugten Lichtes sein. Absorbiert der Szintillator das erzeugte Licht, so kann es nicht oder nur abgeschwächt zum Photomultiplier gelangen, wodurch ebenfalls die Energieinformation verfälscht würde. Je nachdem, wo im Szintillator ein Elektron Photonen erzeugt, muss ein längerer Weg bis zur Photokathode des Photomultipliers zurückgelegt werden. Durch Absorption auf diesem Weg könnte

bei Elektronen gleicher Energie eine unterschiedliche Anzahl an Photonen registriert werden. Diese ortsabhängige Lichtausbeute würde zu einer verminderten Energieauflösung führen, da zu der festen Elektronenenergie immer verschiedene Energien registriert würden, je nachdem wo im Szintillator das Elektron wechselwirkt.

- Die Abklingzeit der Lichtemission sollte nicht zu lang sein, damit kurze Signale möglich werden. Aus gleichem Grund sollten Phosphoreszenz oder andere verzögerte Lichtemissionen nicht vorkommen. Bestenfalls wird die kinetische Energie der Elektronen in einen möglichst großen Anteil direkt emittierten Lichtes umgewandelt.
- Der Brechungsindex des Materials sollte möglichst im Bereich von Glas liegen, um eine gute optische Verbindung mit dem Photomultiplier zu gewährleisten. Die Totalreflexion von Photonen an der Grenzfläche zwischen dem Eintrittsfenster des Photomultipliers und dem Szintillator gilt es zu vermeiden.
- Es muss möglich sein, Szintillatoren in ausreichender Größe aus dem Material herstellen zu können. Die Dicke des Szintillators muss groß genug sein, um das Elektron vollständig zu absorbieren.
- Wie bereits erwähnt sollten die Atome des Materials eine niedrige Kernladungszahl Z besitzen, um die Rückstreuung von Elektronen aus dem Detektor heraus auf ein Minimum zu begrenzen. Organische Materialien wie Anthracen haben sich daher für die β -Spektroskopie seit Jahrzehnten bewährt.
- Im Idealfall würde das Material keine Ansprechwahrscheinlichkeit für γ -Strahlung besitzen. Dies ist leider nicht zu realisieren. Organische Szintillatoren mit einer niedrigen Dichte und niedrigem Z sind hier aber im Vorteil. Mit organischen Szintillatoren erhaltene Spektren zeigen üblicherweise keinen Photopeak von γ -Strahlung. Die Wechselwirkung von γ -Quanten mit Materie ist für den Photoeffekt neben einer Energieabhängigkeit proportional zu $Z^{(4 \text{ bis } 5)}$. Einzig ein Compton-Kontinuum lässt sich beobachten wie in Abbildung 41 im Anhang zu sehen ist.

3.3.2 Die Methode der β -Spektroskopie mithilfe eines Szintillators

Wie bereits in Abschnitt 3.2.3 beschrieben, wird das Szintillatormaterial durch die Wechselwirkung der β -Strahlung zur Fluoreszenz angeregt. Das erzeugte Licht wird in der Photokathode in Elektronen umgewandelt, welche im Sekundärelektronenvervielfacher zu einem Strompuls verstärkt werden. Der hieraus erzeugte Spannungspuls wird nach der Vorverstärkung, Pulsformung und anschließenden Hauptverstärkung von einem MCA ausgewertet.

Da die Höhe des Spannungspulses von der ursprünglichen Energie des β -Teilchens abhängt, welches im Szintillator wechselwirkt, steckt die Energieinformation in der Amplitude des Spannungspulses. Der MCA analysiert die Amplitude eines jeden eintreffenden Signals wie in Abbildung 14 (links) schematisch dargestellt. Der Analog-Digital-Wandler wandelt hierbei das analoge Signal, die Amplitude des Spannungspulses, in eine äquivalente digitale Zahl um [15, S. 711].

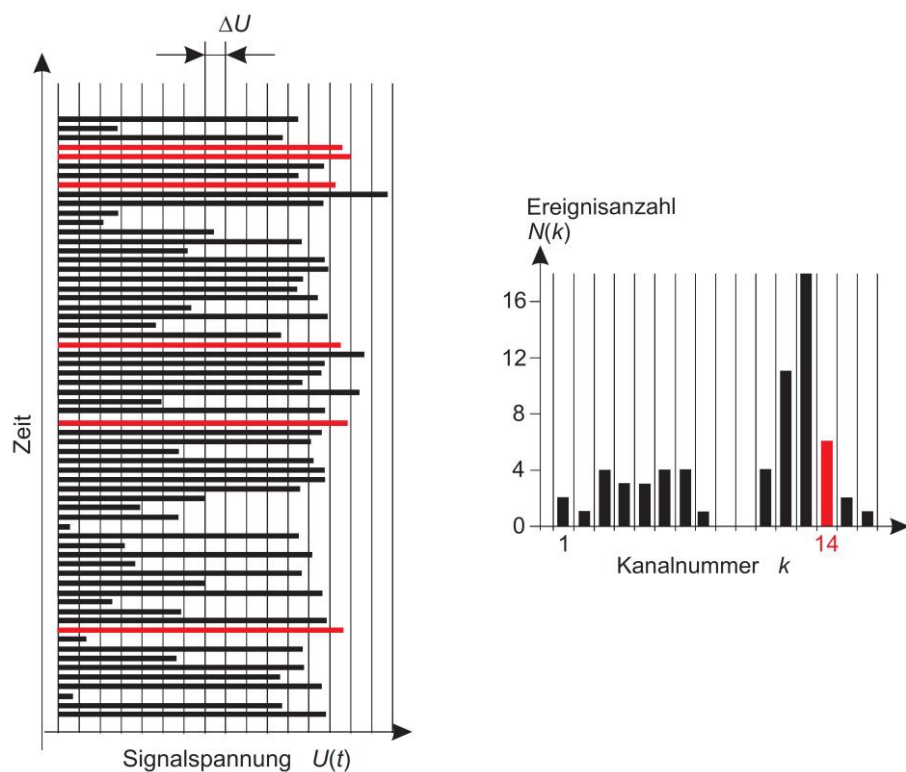


Abbildung 14: Impulshöhenanalyse und Einordnung der Ereignisse ins Spektrum, aus [21, S. 531]

Allen äquivalenten digitalen Zahlen, deren ursprüngliche Spannungsamplituden in einen Bereich zwischen U und $U + \Delta U$ liegen, wird ein einzelner Kanal zugeordnet. Alle analysierten Signalspannungen, denen eine Zahl aus diesem Bereich zugeordnet wird, werden als einzelnes Ereignis in den jeweiligen Kanal geschrieben. So werden beispielsweise die jeweiligen Spannungspulse mit rot

markierten Signalspannungen aus der Abbildung 14 (links), in einen bestimmten Kanal in das Spektrum in Abbildung 14 (rechts) eingeordnet. Das so erhaltene Spektrum repräsentiert die jeweilige Zählrate N pro Kanal. Je kleiner die Differenz ΔU ist, desto mehr Kanäle werden vom MCA bereitgestellt und die Auflösung des Spektrums ist größer. Dies ist aber nur bei Detektoren sinnvoll, welche eine gute Energieauflösung bieten, wie im nachfolgenden Kapitel gezeigt werden wird [15, S. 707].

Durch Eichquellen, deren Übergangsenergien sich den im Spektrum repräsentierten Peaks eindeutig zuordnen lassen, können die Spektren geeicht werden. So kann jedem Kanal ein Energiewert zugeordnet werden.

3.3.3 Die Energieauflösung

Die relative Energieauflösung eines Detektors lässt sich typischerweise als Breite eines Peaks bei halber Höhe (FWHM = full width at half maximum) geteilt durch die Zerfallsenergie des betrachteten Peaks angeben.

$$R = \frac{FWHM}{E} \quad (51)$$

Je besser die Auflösung ist, desto kleiner ist dieses Verhältnis. Ein Detektor mit einer hohen Energieauflösung im Bereich von wenigen Prozent kann zwei energetisch dicht beieinander liegende Zerfälle getrennt detektieren. In einem entsprechenden Spektrum sind dann zwei Peaks nebeneinander oder leicht überlappt dargestellt. Ist die Energieauflösung niedrig, werden die zwei Zerfälle in einem großen Peak zusammengefasst und lassen sich daher nicht mehr einzeln unterscheiden [15].

Szintillationsdetektoren haben im Vergleich zu anderen Nachweismethoden eine schlechtere Energieauflösung. Die Energieauflösung eines Szintillationsdetektors hängt nicht nur vom Szintillationskristall selbst ab. Auch der Photomultiplier und die verwendeten Vor- und Hauptverstärker haben einen großen Einfluss darauf. Die Gründe für einen Verlust an Energieauflösung sind vielfältig. Statistische Schwankungen des Verstärkungsfaktors des Photomultipliers sind einer der Hauptgründe, welcher zu einer Peakverbreiterung führt. Der Grund dafür ist, dass statistische Schwankungen an dem Punkt des Signalwegs den größten Einfluss haben, wo die Zahl der Informationsträger am geringsten ist. Dies ist dann gegeben, wenn die im Szintillator erzeugten Photonen an der Photokathode in

Elektronen umgewandelt werden. Bei Anthrazen werden zum Beispiel 20.000 Photonen pro MeV produziert. Durch geringe Verluste im Szintillator trifft nicht die gesamte Lichtmenge auf die Photokathode des Photomultipliers. Mit der Information, dass die Quanteneffizienz der Photokathode typischerweise bei etwa 20% liegt [15, S. 344], sind dies bei einem Teilchen einer Energie von einem MeV weniger als 4000 erzeugte Elektronen. Durch die Dynodenschaltung im PMT wird die Zahl dieser Elektronen vervielfacht, weshalb Schwankungen in der Zahl der erzeugten Photoelektronen einen großen Einfluss auf die Stromstärke an der Anode des Photomultipliers haben.

Die Energieauflösung ist also dann optimal, wenn möglichst die gesamte im Szintillator erzeugte Lichtmenge auch auf die Photokathode geleitet wird und diese erzeugte Lichtmenge zudem möglichst groß ist. Aus diesem Grund ist also der Einfluss des Szintillationsmaterials ebenfalls nicht unerheblich.

3.3.4 Eigenschaften eines Szintillatormaterials für die β -Spektroskopie

Nachdem Anthrazen jahrzehntelang das Szintillationsmaterial der Wahl war, wenn es um β -Spektroskopie ging, wird heutzutage vermehrt para-Terphenyl eingesetzt. Dieses ebenfalls organische Material besteht aus Kohlenstoff und Wasserstoff, also aus Atomen mit niedrigen Kernladungszahlen Z , um Rückstreueffekte zu minimieren. Es bietet eine größere Lichtmenge von 27.000 Photonen pro MeV und hat eine geringere Anisotropie des Ansprechverhaltens über das Kristallvolumen als Anthrazen. Die p-Terphenyl-Einkristalle sind mit 1,4-Diphenylbutadien (DPB) dotiert, um diese Eigenschaften zu erreichen.

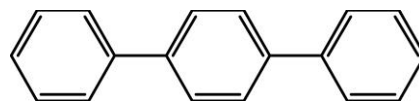


Abbildung 15: Struktur von para-Terphenyl

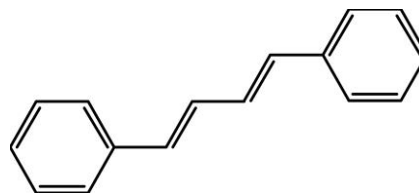


Abbildung 16: (E,E)-1,4-Diphenylbuta-1,3-dien

Wie in Abbildung 15 und Abbildung 16 zu sehen, besitzen die Moleküle von p-Terphenyl und 1,4-DPB beide Phenylgruppen mit einem ringförmigen Grundgerüst aus 6 C-Atomen. Die π -Elektronen der Doppelbindungen der Phenylringe nehmen keine bevorzugte Position zwischen zwei Atomen ein, sondern sind über den Ring als ein delokalisiertes π -Elektronensystem verteilt. Diese delokalisierten π -Elektronen sind für die Szintillationseigenschaften verantwortlich. Innerhalb des π -Elektronensystems existieren Energieniveaus, in welche einzelne Elektronen angeregt werden können. Dies kann entweder durch Photonen oder durch die Wechselwirkung mit dem Coulomb-Feld der β -Teilchen geschehen. Beim Übergang der angeregten Elektronen in ihren Grundzustand wird die Anregungsenergie wieder in Form von Photonen einer der Übergangsenergie entsprechenden Frequenz emittiert. Wie der Tabelle 6 entnommen werden kann, ist die Abklingzeit von p-Terphenyl im Vergleich zu Anthrazen viel kürzer. Hierdurch werden zeitlich kürzere Abstände zwischen zwei detektierbaren Teilchen möglich. Die Vorzüge von p-Terphenyl gegenüber Anthrazen werden bei Betrachtung von Tabelle 6 deutlich. Da es zudem sämtliche Anforderungen an ein Szintillationsmaterial zur β -Spektroskopie erfüllt, ist es für den Einsatz im Praktikumsaufbau wünschenswert.

Tabelle 6: Ausgewählte Eigenschaften von Anthrazen und p-Terphenyl im Vergleich, aus [22]

	Anthrazen	p-Terphenyl
Wellenlänge der maximalen Intensität	445 nm	420 nm
Brechungsindex	1,62	1,65
Lichtausbeute pro MeV	20.000 Photonen	27.000 Photonen
Abklingzeit	30 ns	3,7 ns
Summenformel	$C_{14}H_{10}$	$C_{18}H_{14}$

4. DIE NEUGESTALTUNG DES VERSUCHSAUFBAUS

In diesem Abschnitt soll zunächst der alte Versuchsaufbau näher beschrieben werden, welcher neugestaltet werden soll. Hier wird auf die Eigenschaften und Probleme dieses Aufbaus und der Messvorschrift in Bezug zur Didaktik und Physik eingegangen. Weiter wird die Gestaltung des neuen Aufbaus und das Messkonzept erläutert. Abschließend werden die Daten und ausgewerteten Spektren des alten und neuen Aufbaus miteinander verglichen.

4.1 Der alte Aufbau

Der alte Versuchsaufbau besteht aus einem Anthrazenzintillator mit Photomultiplier, an dessen Ausgang ein Vorverstärker angeschlossen ist. Der Vorverstärker ist in das Gehäuse des Photomultipliers eingebaut und von außen nicht regelbar. Der Ausgang des Vorverstärkers wird direkt an eine im Messcomputer verbaute MCA-Karte samt analog-digital-Converter angeschlossen. Zusätzlich ist an den Photomultiplier eine Hochspannungsquelle mit einer Betriebsspannung von 1100 V angeschlossen (siehe Abbildung 17).

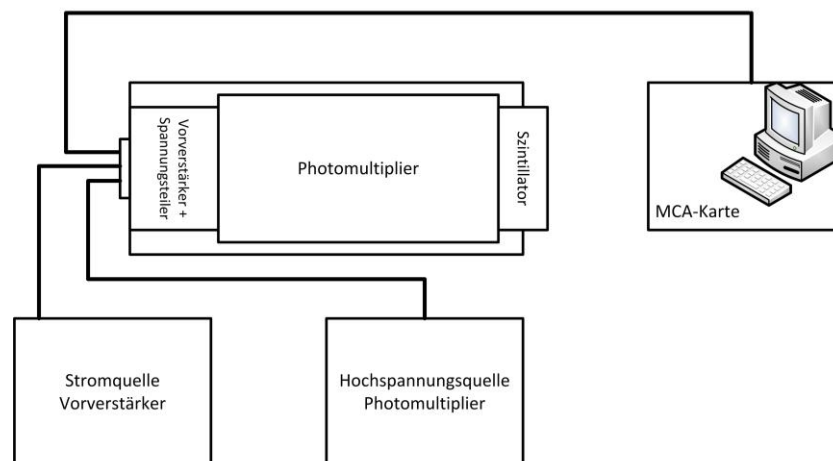


Abbildung 17: Anschlussschema alter Aufbau

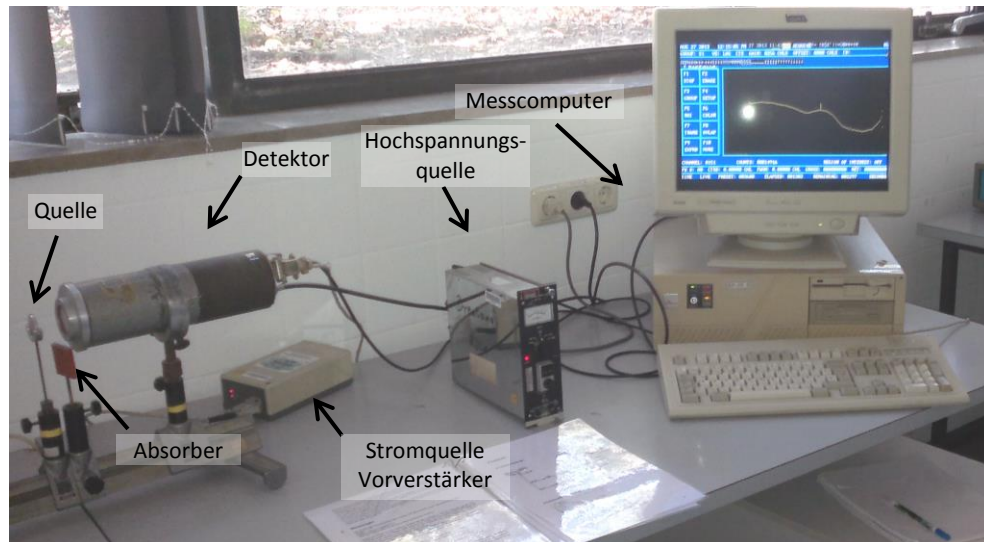


Abbildung 18: Alter Versuchsaufbau im Praktikumsraum

Das Eintrittsfenster des Anthrazenzintillators wird von einer Aluminiumfolie vor Umgebungslicht geschützt. Zusätzlich ist noch ein Absorber aus Kunststoff Teil des Aufbaus, der für das Messprinzip notwendig ist. Das Messprinzip bei diesem Aufbau besteht darin, zunächst alle Ereignisse der γ - und β -Strahlung in die jeweiligen Kanäle einzuordnen, welche im Detektor ein Signal auslösen. Nach der ersten Messzeit des gesamten γ - und β -Spektrums wird dann der Absorber, welcher nur die β -Strahlung vollständig absorbiert, in den Strahlengang zwischen Quelle und Eingangsfenster des Detektors eingebracht und die Messung anschließend gestartet. Die Software wurde so konfiguriert, dass alle nachfolgend detektierten Ereignisse der γ -Strahlung von den Ereignissen der jeweiligen Kanäle der vorangegangenen Messung abgezogen werden. Die Messzeit beider Messungen ist dabei identisch. Hierdurch wird die in der ersten Messung ebenfalls detektierte γ -Strahlung vom gesamten Spektrum abgezogen, sodass nur noch das Spektrum der β -Strahlung übrig bleibt. In Abbildung 19 ist ein Foto des verwendeten, DOS-basierten Messprogramms *NUCLEUS* während der Messung zu sehen.

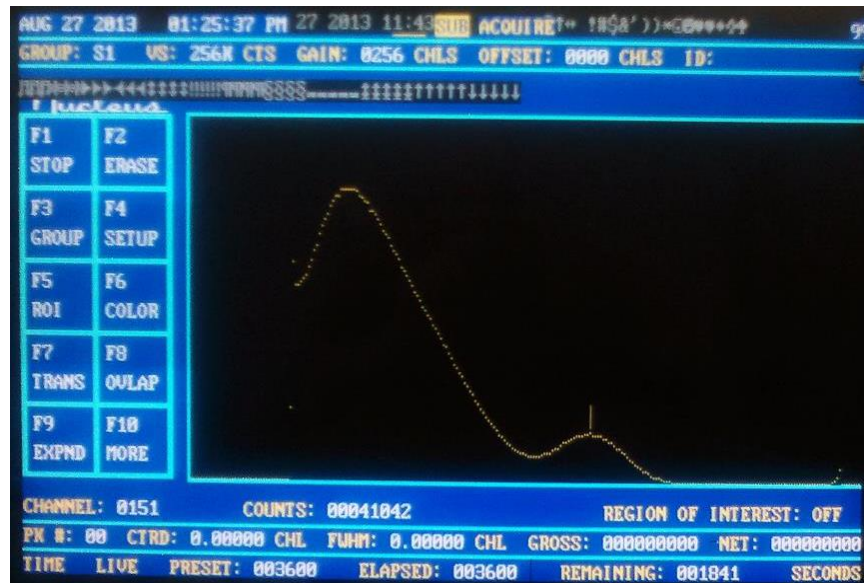


Abbildung 19: Datenaufnahme des alten Versuches

Wie links neben dem Spektrum zu sehen ist, verläuft die Konfiguration des Messprogramms umständlich über Funktionstasten. Nach dem Speichern aller Spektren müssen diese noch mit dem DOS-Skript *Bin2Asc* einzeln in das ASCII-Format umgewandelt werden, da das Messprogramm die Spektren als Binärdaten ausgibt. Erst danach können die Dateien auf eine 3,5 Zoll-Diskette kopiert werden.

4.2 Neugestaltung des Versuches

Die hier beschriebene Neugestaltung des Versuches stellt eine erste Ausbaustufe dar, bei der zunächst nur die Datenaufnahme optimiert wurde. Aufgrund von Verzögerungen bei der Lieferung des designierten p-Terphenyl Szintillators im Rahmen von etwa 2 Monaten, konnten bis zur Fertigstellung der Arbeit mit dem endgültigen Versuchsaufbau, so wie er geplant ist, leider keine Messungen durchgeführt werden. Es wird aber zum Ende dieser Arbeit ein Ausblick auf die finale Ausbaustufe gegeben.

Um die Durchführbarkeit des Versuches mit den vorgesehenen Messungen und der Datenaufnahme zu überprüfen, wurde alternativ statt dem geplanten Aufbau der Anthrazenszintillator samt Photomultiplier, Hochspannungsversorgung und Vorverstärker des alten Versuches verwendet. Dieser Detektor hat jedoch eine schlechtere Energieauflösung und auch ein schlechteres Ansprechverhalten als der vorgesehene Kristall. Auch das Verstärkerverhalten des Vorverstärkers ist nicht als optimal anzusehen. Aus diesem Grunde sollen die erhaltenen Ergebnisse

lediglich dazu dienen, die Datenaufnahme und die dadurch gewonnenen Daten auf mögliche Auswertbarkeit zu prüfen.

4.2.1 Aufbau

Für die Optimierung der Datenaufnahme war es aufgrund der veralteten Technik des Messrechners von 1989 nicht möglich, einfach eine neue Software zu installieren oder USB-Schnittstellen nachzurüsten. Auch ein Einbau der bisher verwendeten MCA-Karte in einen modernen Computer war auf Grund von Inkompatibilität nicht möglich. Daher wird für den neugestalteten Versuch ein neuer MCA verwendet, der am Institut für Kernphysik entwickelt wurde. Zudem wurde ein aktueller Computer angeschafft. Als Betriebssystem kommt das Linux-basierte Ubuntu zum Einsatz. Der Vorteil dieses Betriebssystems ist, dass hierfür bereits eine Datenaufnahme-Software existiert, welche am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln von Nigel Warr geschrieben wurde. Auf die verwendete Software wird später noch eingegangen.

4.2.1.1 Hardware

Der MCA, welcher am Institut für Kernphysik entwickelt wurde, kann die Signale aus dem alten Vorverstärker nicht direkt verarbeiten. Daher wird zur Impulsformung ein *ORTEC 671 Spectroscopy Amplifier* eingesetzt, damit der verwendete MCA die Signale erkennen kann. Die Kombination aus Detektor und Vorverstärker war bisher dafür ausgelegt, direkt an die MCA-Karte angeschlossen zu werden. Da hierbei auf einen Hauptverstärker verzichtet wurde, verstärkt der Vorverstärker das Signal bereits auf bis zu 8 V. Diese Signale werden bereits bei der kleinstmöglichen Verstärkung des Hauptverstärkers (2,5-fach) auf die im NIM-Standard maximal möglichen 10 V verstärkt. Überall dort, wo das Signal bei 2,5-facher Verstärkung auf Werte oberhalb von 10 V verstärkt werden müsste, wird es auf diese 10 V begrenzt. In diesen Bereichen des Signals entsteht ein Plateau. Solche Signale werden vom MCA verworfen.

Da der Vorverstärker nicht regulierbar ist, muss die Spannung auf eine andere Weise reduziert werden. Dazu bestehen prinzipiell zwei Möglichkeiten. Zum einen kann man die Hochspannung des Photomultipliers senken, um die Zahl der dort erzeugten Sekundärelektronen und so den Spannungspuls zu senken. Da zum Betrieb aber eine Mindestspannung benötigt wird, ist der Spielraum hier sehr gering. Zum anderen lässt sich zwischen Vor- und Hauptverstärker ein Widerstand

einbringen. Um die Spannung zu begrenzen, wurde daher ein 50 Ohm Widerstand zwischen Vorverstärker und Hauptverstärker eingebracht. Selbst hierbei wurden bei manchen Einstellungen des Hauptverstärkers noch Signale abgeschnitten.

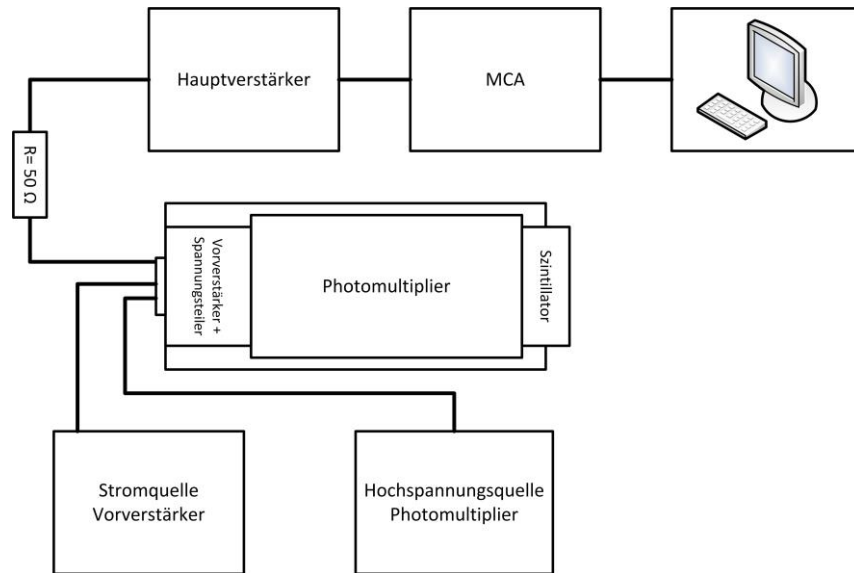


Abbildung 20: Anschlussschema des Versuchsaufbaus

4.2.1.2 Einstellungen

Für folgende Größen am Hauptverstärker mussten vor den Messungen passende Einstellungen gefunden werden:

- **Shaping-Time:** Im Hauptverstärker sind Integrier- und Differenzierglieder zur Pulsformung und Rauschunterdrückung verbaut. Die Shaping-Time bestimmt die Größe der verwendeten Widerstände und Kondensatoren und somit die Anstiegs- und Abklingzeiten der verarbeiteten Signale.
- **Pole Zero:** Mit der Pole Zero-Einstellung lässt sich ein Unterschwingen des Signals nach dem Peak unterhalb der Baseline (Nulllinie) korrigieren. Dieses Unterschwingen des Signals kommt durch die Pulsformung zustande. Dies wurde soweit wie möglich mithilfe der Einstellschraube unter Beobachtung des Signals auf einem Oszilloskop vorgenommen.
- **Verstärkung:** Die Verstärkung sorgt dafür, dass die Signale aus dem Hauptverstärker entsprechend der Signalspannung und passend für die Weiterverarbeitung verstärkt werden können. Die minimal einstellbare Verstärkung des verwendeten Hauptverstärkers liegt bei 2,5-facher Verstärkung.

Um das Optimum der Einstellungen am Hauptverstärker zu finden, wurde eine Messreihe durchgeführt, bei der die Variablen Verstärkung und Shaping-Time und zudem die angelegte Hochspannung variiert wurden. Da sich hierbei die Verstärkung ändert, ändert sich auch die Kanallage des Konversions-Peaks der verwendeten ^{137}Cs -Quelle. Wie zu erwarten konnte beobachtet werden, dass das Spektrum bei steigender Verstärkung am Hauptverstärker auf mehr Kanäle verteilt wird. Gleiches gilt auch für eine Reduktion der Shaping-Time und eine Erhöhung der Hochspannung. Um eine Vergleichbarkeit zwischen altem und neuem Aufbau zu gewährleisten, wurde bei allen Messungen die gleiche Quellen-Detektor-Geometrie verwendet. Da der Detektor nur über eine mäßige Energieauflösung verfügt, wurde versucht, die Einstellungen so zu wählen, dass das Spektrum des neuen Aufbaus möglichst in die gleiche Zahl Kanäle geschrieben wird wie beim alten Aufbau. Da die MCA-Karte des alten Aufbaus auf 256 Kanäle begrenzt war und die minimale Anzahl an Kanälen des neuen MCAs 2048 Kanäle beträgt, wurde als Maß hierfür die Lage des Konversionspeaks von ^{137}Cs gewählt. Die Ergebnisse der Messreihe sind in Abbildung 21 dargestellt. Hier sieht man das Spektrum des alten Versuchsaufbaus und die Lagen der Konversionspeaks aus der Messreihe. Die Messdauer der jeweiligen Messungen der Messreihe betrug 10 Minuten, das Spektrum des alten Versuchsaufbaus wurde in 5 Minuten gemessen.

Tabelle 7: Übersicht über die durchgeführten Messungen der Messreihe

Verstärkung	Shaping-Time	Hochspannung
2,5-fach 3-fach 5-fach	3 μs	1120 V
3-fach 3,5-fach 4-fach	2 μs	1120 V
3-fach 3,5-fach 4-fach	1 μs	1120 V
5-fach 5-fach 3,5-fach	1 μs	1070 V 1020 V 1020 V

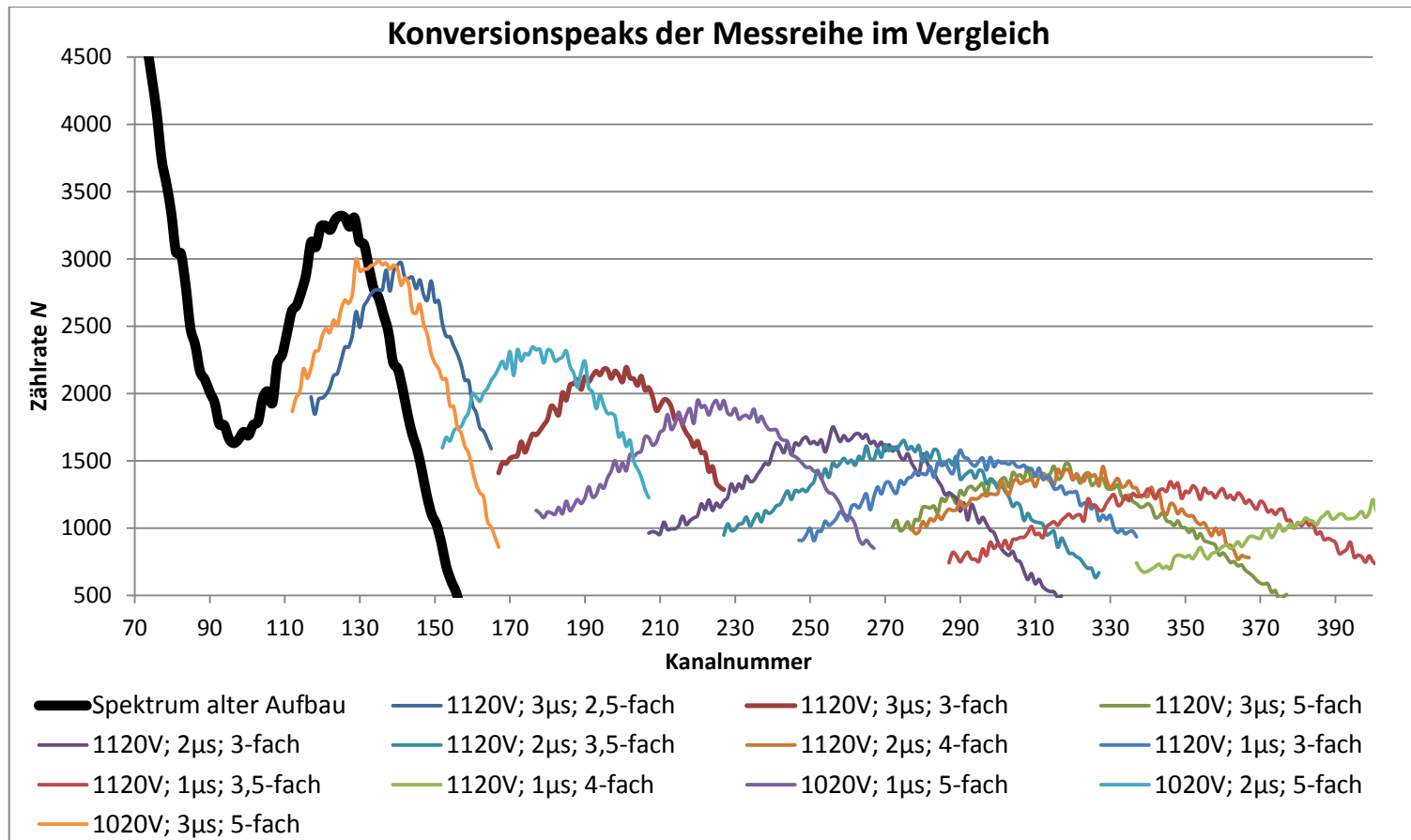


Abbildung 21: Konversionspeaks der Spektren der Messreihe und des alten Aufbaus

Die geringeren Zählraten trotz doppelter Messzeit bei den Messungen mit dem aktualisierten Aufbau fallen in Abbildung 21 sofort auf. Auf diesen Umstand wird später im Abschnitt 4.2.3.1 noch ausführlich eingegangen.

Ganz vergleichbar sind die Spektren der beiden Aufbauten in der Auftragung Zählrate gegen Kanal nicht. Das Spektrum des alten Aufbaus zum Beispiel beginnt erst bei Kanal 40, die Spektren des neuen Aufbaus bei Kanal 1. Daher wurde im Diagramm in Abbildung 21 das Maximum des Kontinuums vom Spektrum des alten Aufbaus auf die mittlere Lage der Maxima des neuen Aufbaus verschoben und das Spektrum anschließend auf 256 Kanäle skaliert. So soll eine vergleichbare Kanallage des Konversionspeaks beim Spektrum des alten Aufbaus zu den gemessenen Spektren des aktualisierten Aufbaus erreicht werden. Da diese Methode nicht ganz exakt ist, wird nur die ungefähre Kanallage der Konversionspeaks betrachtet.

Am ähnlichsten zum Spektrum des alten Versuchsaufbaus sind die Spektren mit 3 μ s Shaping-Time, 1120 V Hochspannung und 2,5-facher Verstärkung. Diese Einstellungen wurden für die weiteren Messungen mit dem aktualisierten Aufbau verwendet.

4.2.1.3 Datenaufnahme und Software

Die zum Einsatz kommende Software wird bereits bei mehreren Praktikumsversuchen am Institut für Kernphysik verwendet. Diese besteht aus drei Teilen. Zum einen ein Programm namens *MCA_Server* zur Kommunikation des MCA mit dem Computer, welches während der Messungen im Hintergrund läuft. Des Weiteren gibt es noch das Programm *MCA_Control*, welches zur Steuerung des MCA vom Computer aus dient. Hiermit kann zum Beispiel die Zahl der Kanäle oder die Messzeit eingestellt werden. Als letztes gibt es noch das Programm *MCA_Viewer*, mit dem man das Spektrum während der Messung live betrachten kann. Es bietet zudem die Möglichkeit, während einer Messung ein bereits gespeichertes Spektrum zu öffnen und zu analysieren. Hiermit können zum Beispiel Peaks gefittet oder auch der Untergrund vom Spektrum abgezogen werden. In Abbildung 22 ist eine Bildschirmansicht zu sehen, die die erwähnten Programme auf dem eingerichteten Messcomputer im Betrieb zeigt. Die Programme können über die Verknüpfungen auf der Arbeitsfläche gestartet werden.

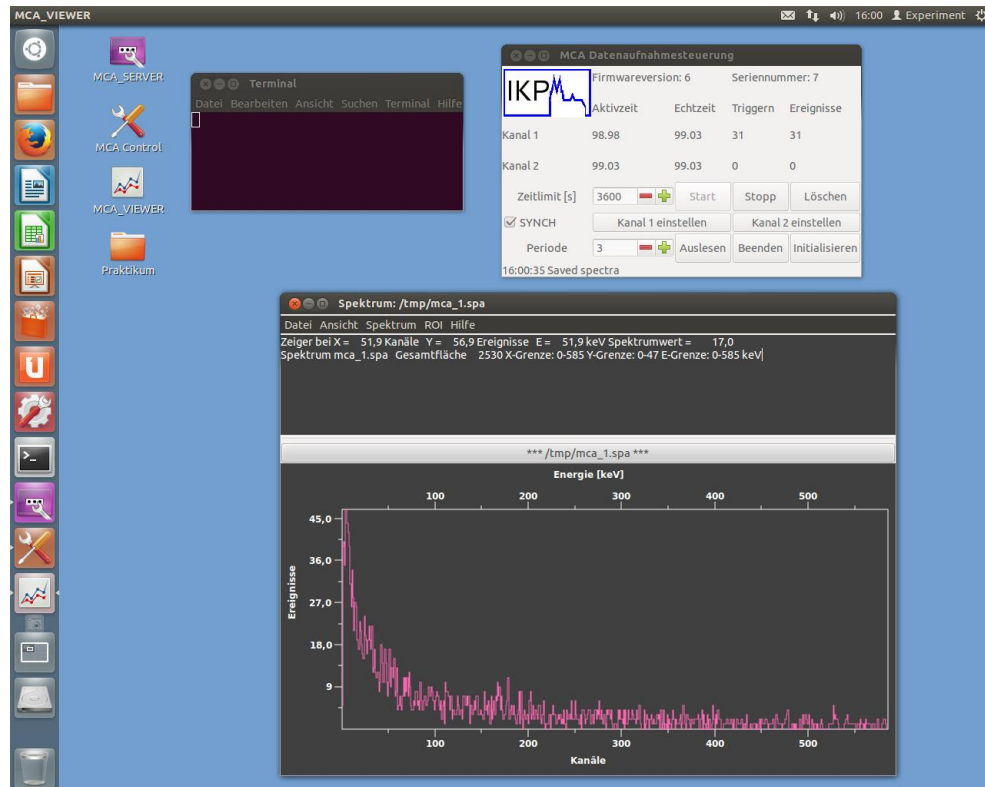


Abbildung 22: Bildschirmansicht des eingerichteten Messcomputers mit den Messprogrammen

Außerdem wurde auf dem Computer das Spektrenanalyseprogramm tv installiert, wodurch ebenfalls eine umfangreiche Analyse der Spektren ermöglicht wird.

4.2.2 Messungen

Da die Auswertung der Daten identisch zur bisherigen Auswertung sein soll, kann die Messvorschrift bei dieser Version des Versuchsaufbaus von der bisherigen Versuchsanleitung [23] übernommen werden. Tabelle 8 zeigt eine Gegenüberstellung der bisherigen Messungen mit den Messungen am aktualisierten Versuchsaufbau.

Tabelle 8: Vergleich der Messungen zwischen altem und aktualisiertem Aufbau

Messungen alter Aufbau	Dauer	Messungen aktualisierter Aufbau	Dauer
<ul style="list-style-type: none"> Eichmessung ^{207}Bi Messung zum Abzug des Untergrundes 	20 min	<ul style="list-style-type: none"> Eichmessung ^{207}Bi Messung zum Abzug des Untergrundes 	20 min
<ul style="list-style-type: none"> Eichmessung ^{137}Cs Messung zum Abzug des Untergrundes 	10 min	<ul style="list-style-type: none"> Eichmessung ^{137}Cs Messung zum Abzug des Untergrundes 	10 min
<ul style="list-style-type: none"> Messung des β-Spektrums von ^{137}Cs Messung zum Abzug des Untergrundes 	120 min	<ul style="list-style-type: none"> Messung des β-Spektrums von ^{137}Cs Messung zum Abzug des Untergrundes 	120 min
<ul style="list-style-type: none"> 2. Eichmessung ^{207}Bi Messung zum Abzug des Untergrundes 	20 min	<ul style="list-style-type: none"> 2. Eichmessung ^{207}Bi Messung zum Abzug des Untergrundes 	20 min
<ul style="list-style-type: none"> 2. Eichmessung ^{137}Cs Messung zum Abzug des Untergrundes 	10 min	<ul style="list-style-type: none"> 2. Eichmessung ^{137}Cs Messung zum Abzug des Untergrundes 	10 min
<ul style="list-style-type: none"> γ-Spektrum von ^{137}Cs 	15 min	fällt weg	-
<ul style="list-style-type: none"> Messung des β-Spektrums von ^{137}Cs im großen Abstand Messung zum Abzug des Untergrundes 	30 min	<ul style="list-style-type: none"> Messung des β-Spektrums von ^{137}Cs im großen Abstand Messung zum Abzug des Untergrundes 	30 min
225 min		210 min	

Wie zu sehen ist, fällt in dieser Version des Versuches nur eine der bisher nötigen Messungen weg. Die 15minütige Messung des γ -Spektrums können hier wegfällen, da bei der Messung des β -Spektrums von ^{137}Cs bereits das γ -Spektrum zum Abzug des γ -Untergrundes aufgenommen wurde.

Da das Messprogramm keine Einstellung bietet, γ -Ereignisse von einem vorher gemessenen Gesamtspektrum abzuziehen wie es beim alten Messprogramm möglich war, müssen die γ -Spektren einzeln gespeichert werden und bei der Auswertung manuell von den β -Spektren inklusive γ -Untergrund abgezogen werden.

4.2.3 Vergleich der erhaltenen Daten

Für die Auswertung der Daten wurden zunächst die Kanallagen der Peaks der Eichmessungen bestimmt. Aufgrund der bereits in Abschnitt 1.1 angesprochenen Temperaturabhängigen Verstärkerverschiebungen des Vorverstärkers wurden die Kanallagen der jeweiligen Peaks beider Eichmessungen gemittelt. Die Diagramme,

Eichgraden und Fehlerformeln sind im Anhang zu finden. Die für die Auswertung notwendige Fermi-Funktion aus der Versuchsanleitung wurde durch die Coulomb-Funktion nach *Behrens* und *Jänecke* [13] ersetzt, da diese zusätzlich zum Kernpotential den Einfluss der Atomhülle berücksichtigt. Die tabellierten Werte und die Fitfunktion samt Fehlerformel sind ebenfalls im Anhang dargestellt. Bei der Auswertung der Daten wurde darauf verzichtet, die gesamte Auswertung durchzuführen, wie sie in der Versuchsanleitung beschrieben ist. Es sind nur die Daten berechnet worden, die einen aussagekräftigen Vergleich der beiden Versuche ermöglichen. Zum Vergleich der Daten wurden nur die Spektren der Zerfälle des ^{137}Cs ausgewertet. Es werden die Maximalenergien der Zerfälle über den Kurie-Plot, die Lagen der Konversionspeaks und anhand dieser Peaks auch die jeweiligen Energieauflösungen bestimmt. Zudem wird als weiterer Referenzpunkt die Lage der Compton-Kante des γ -Spektrums von ^{137}Cs ermittelt. Um zu überprüfen, ob Ereignisse mit dem aktualisierten Aufbau verloren gehen, werden auch die Gesamtzählraten der Konversionspeaks von ^{137}Cs bestimmt.

4.2.3.1 Konversionspeaks von ^{137}Cs und Energieauflösung im Vergleich

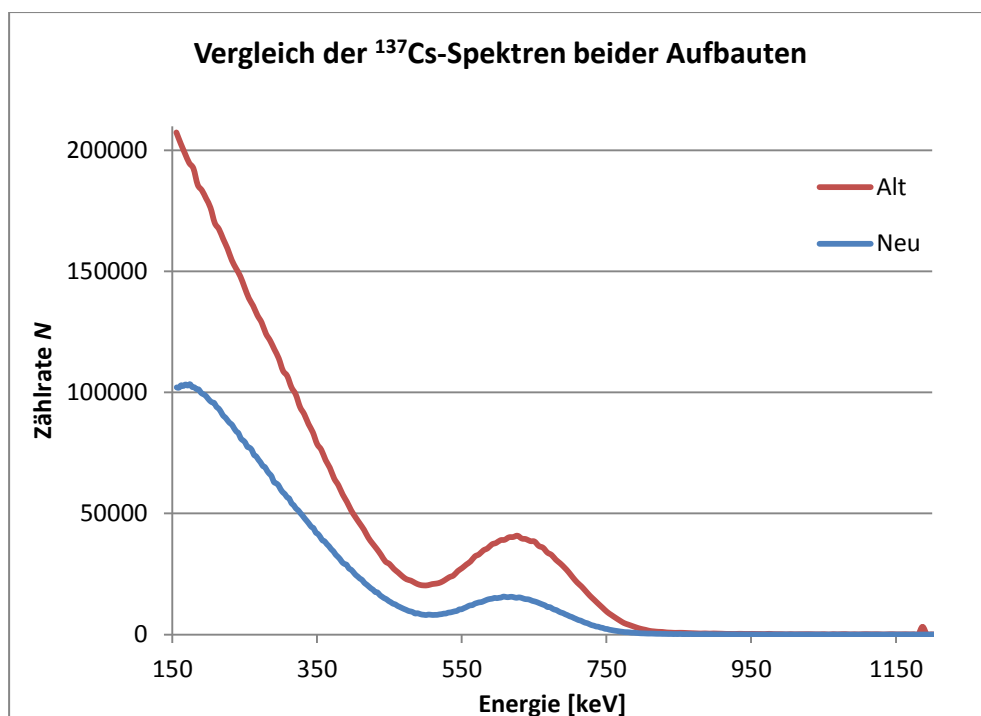


Abbildung 23: Vergleich der geeichten β -Spektren beider Aufbauten

Wie Abbildung 23 entnommen werden kann, liegt ungefähr in der Mitte der Energieskala der Konversionspeak. Links vom Konversionspeak liegt das kontinuierliche Spektrum des niederenergetischen Zerfalls. Rechts davon ist ein Teil des mit nur 5,3% Wahrscheinlichkeit vertretenen hochenergetischen Zerfalls zu erkennen. Um den Untergrund der kontinuierlichen Spektren vom Konversionspeak abziehen, wurden zwei Untergrundlinien verwendet, um den Konversionspeak untergrundbefreit auswerten zu können.

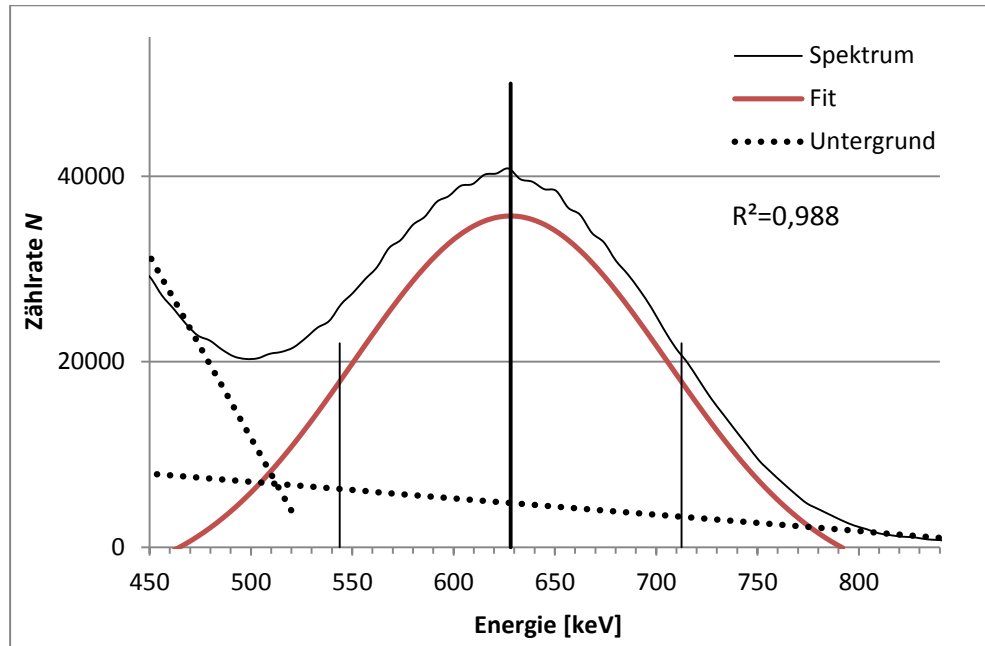


Abbildung 24: Konversionspeak des ¹³⁷Cs-Spektrums gemessen mit dem alten Aufbau

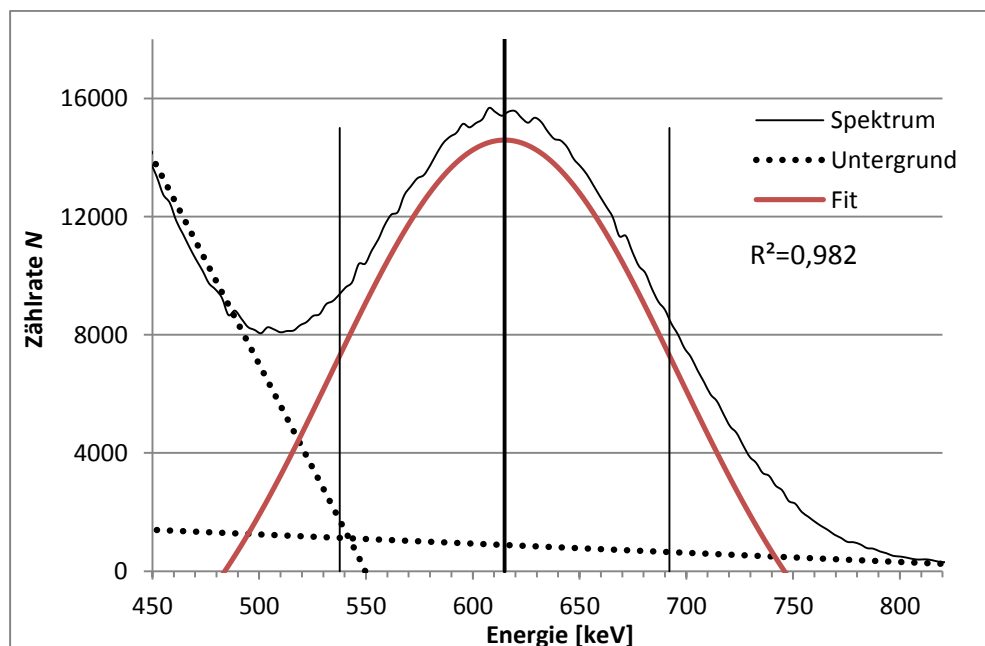


Abbildung 25: Konversionspeak des ¹³⁷Cs-Spektrums gemessen mit dem neuen Aufbau

Für den alten Aufbau liegt der Konversionspeak bei $628,13 \text{ keV} \pm 0,83 \text{ keV}$. Die Halbwertsbreite FWHM beträgt $168,71 \text{ keV} \pm 1,65 \text{ keV}$, woraus sich die berechnete Energieauflösung des alten Versuches von $26,68 \pm 0,30\%$ ergibt.

Für die Lage des Konversionspeaks konnte beim aktualisierten Aufbau ein Wert von $614,91 \text{ keV} \pm 8,27 \text{ keV}$ bestimmt werden. Die Halbwertsbreite FWHM beträgt $154,37 \text{ keV} \pm 2,41 \text{ keV}$. Damit kann eine Energieauflösung des aktualisierten Versuches von $25,10 \% \pm 0,72 \%$ berechnet werden.

Der Literaturwert für die Energien der Konversionspeaks der konvergierten γ -Zerfälle berechnet sich aus der γ -Energie aus dem *Nuclear Data Sheets for A = 137* [10] abzüglich der Bindungsenergien der K-Elektronen. Quelle für letztere ist eine Datenbank auf physics.nist.gov [24]. Der so berechnete Wert beträgt $627,61 \text{ keV}$.

4.2.3.2 Lage der Compton-Kante im Vergleich

In Abbildung 26 ist exemplarisch die Lage der Compton-Kante für das γ -Spektrum gezeigt, welches mit dem aktualisierten Aufbau gemessen wurde.

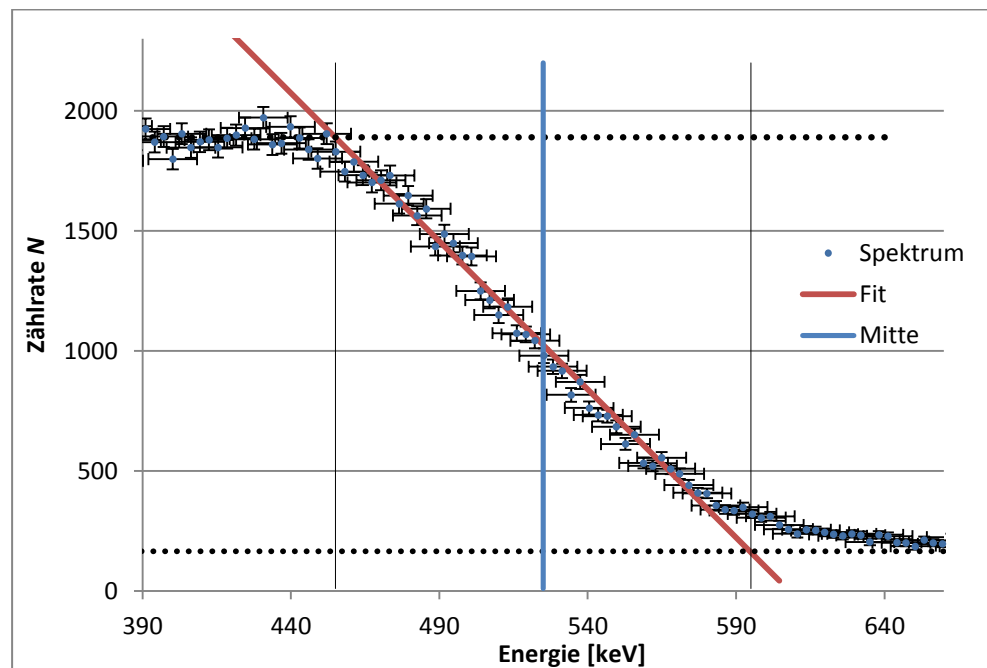


Abbildung 26: Compton-Kante des γ -Spektrums mit dem neuen Aufbau gemessen

Die Lage der Compton-Kante beim neuen Aufbau wurde hier mit $525 \text{ keV} \pm 8,23 \text{ keV}$ bestimmt. Für den alten Aufbau wurde ein Wert von $519 \text{ keV} \pm 4,35 \text{ keV}$ ermittelt. Der theoretisch zu erwartende Wert lässt sich ohne die Berücksichtigung der Elektronenbindungsenergie durch die folgende Gleichung berechnen [16]:

$$E_{\max} = E_{\gamma} \cdot \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} (1 - \cos \varphi)} \right) \quad (52)$$

Der Winkel φ ist der Streuwinkel des γ -Quants und entspricht für einen maximalen Energieübertrag einem Wert von 180° . Mit $E_{\gamma} = 661,657 \text{ keV}$ [10] und $m_e c^2 = 510,999 \text{ keV}$ [5] ergibt dies:

$$E_{\max} = 477,33 \text{ keV}$$

4.2.3.3 Zerfallsenergien im Vergleich

Gemäß der in Kapitel 2 beschriebenen Theorie des β -Zerfalls wurde ein Kurie-Plot für die Spektren der Zerfälle des ^{137}Cs für den neuen und den alten Aufbau erstellt. Wie bereits im Abschnitt zu den verwendeten Quellen erwähnt, finden beim Cäsium zwei konkurrierende β -Zerfälle statt. Die Zerfallsenergien können durch Fitten einer Gerade an die jeweiligen linearen Abschnitte des Kurie-Plots bestimmt werden. Die Methode, den hochenergetischen Zerfall aus dem Kurie-Plot des niederenergetischen Zerfalls abziehen, ist im Anhang beschrieben. Über die Schnittpunkte dieser Geraden mit den Abszissen erhält man die entsprechenden Zerfallsenergien.

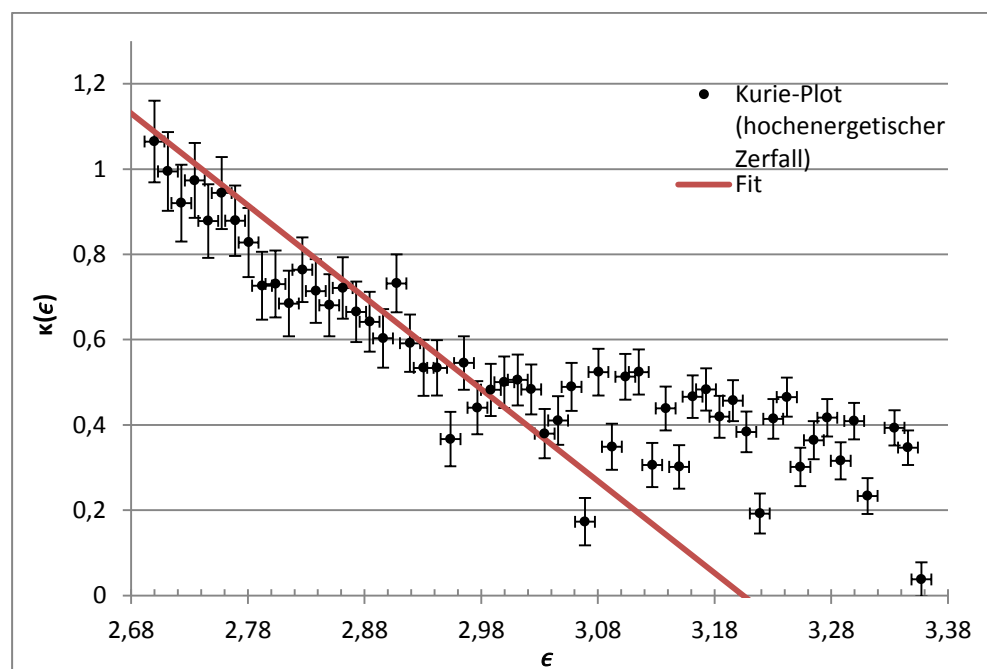


Abbildung 27: Beispiel für eine angefittete Gerade an den Bereich des hochenergetischen Zerfalls für Daten des alten Aufbaus

In Abbildung 27 ist dies beispielhaft für den hochenergetischen Zerfall des ^{137}Cs dargestellt. Das für diesen Kurie-Plot verwendete Spektrum wurde mit dem alten Aufbau gemessen. Abbildung 28 zeigt dies beim Kurie-Plot für die Messdaten des aktualisierten Aufbaus. Da die Zählraten der jeweiligen Energien in den Kurie-Plot einfließen, ist eine Darstellung beider Diagramme mit vergleichbaren Skalen für diesen Bereich des Spektrums nicht möglich.

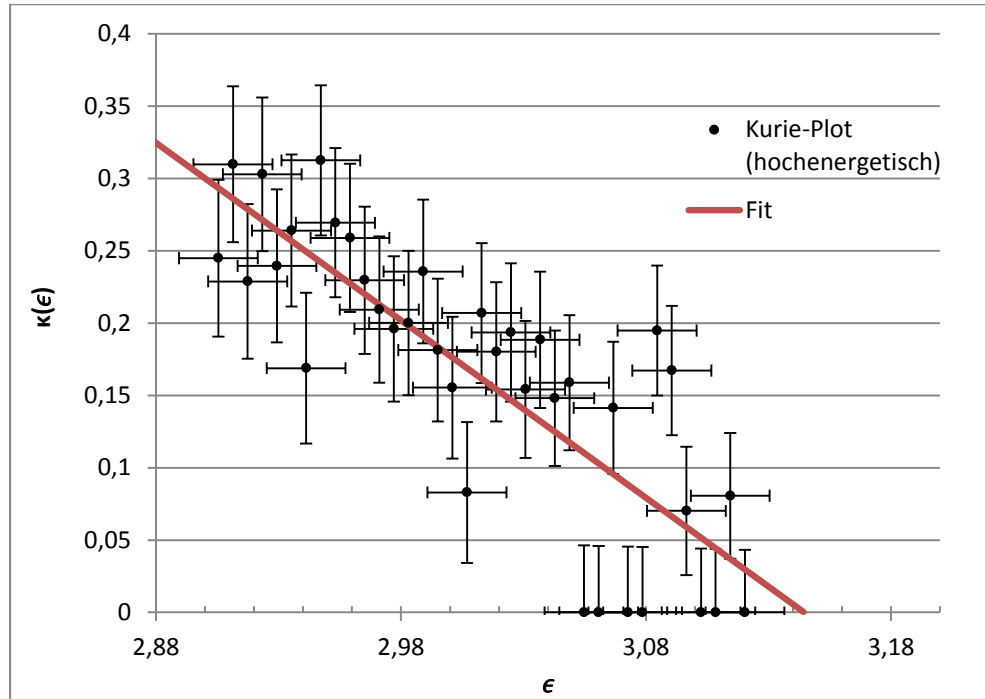


Abbildung 28: Fit an den hochenergetischen Teil des Kurie-Plots für Daten des aktualisierten Aufbaus

Für den niederenergetischen Teil findet sich ein korrigiertes Spektrum für die Daten des alten Aufbaus in Abbildung 29. Abbildung 30 zeigt den niederenergetischen Teil des Kurie-Plots für Daten, die mit dem aktualisierten Aufbau gemessen wurden.

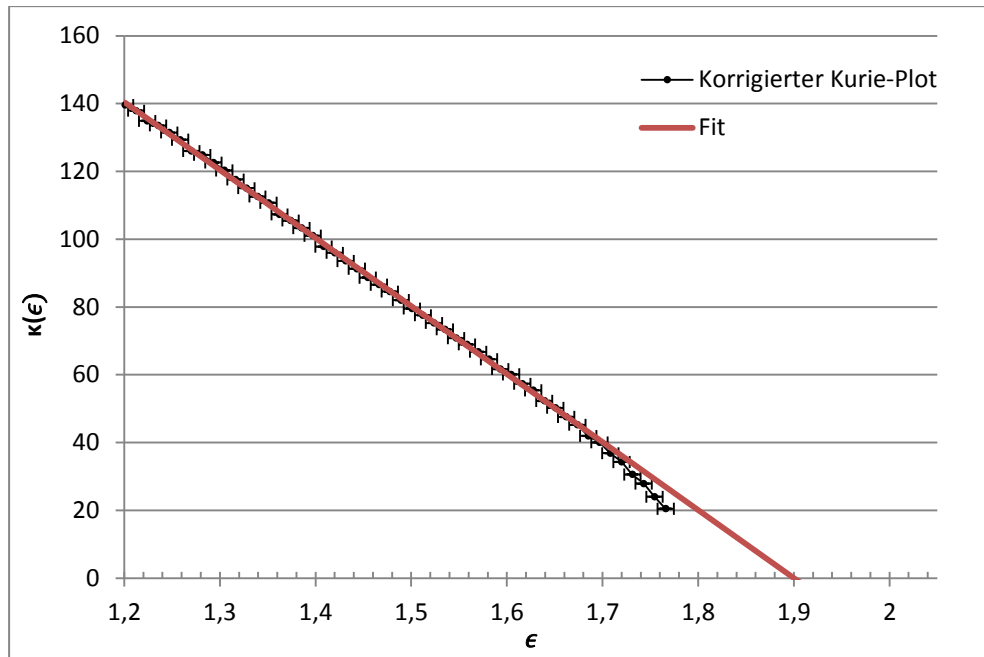


Abbildung 29: Fit an den korrigierten niederenergetischen Kurie-Plot, aus Daten gemessen mit dem alten Aufbau

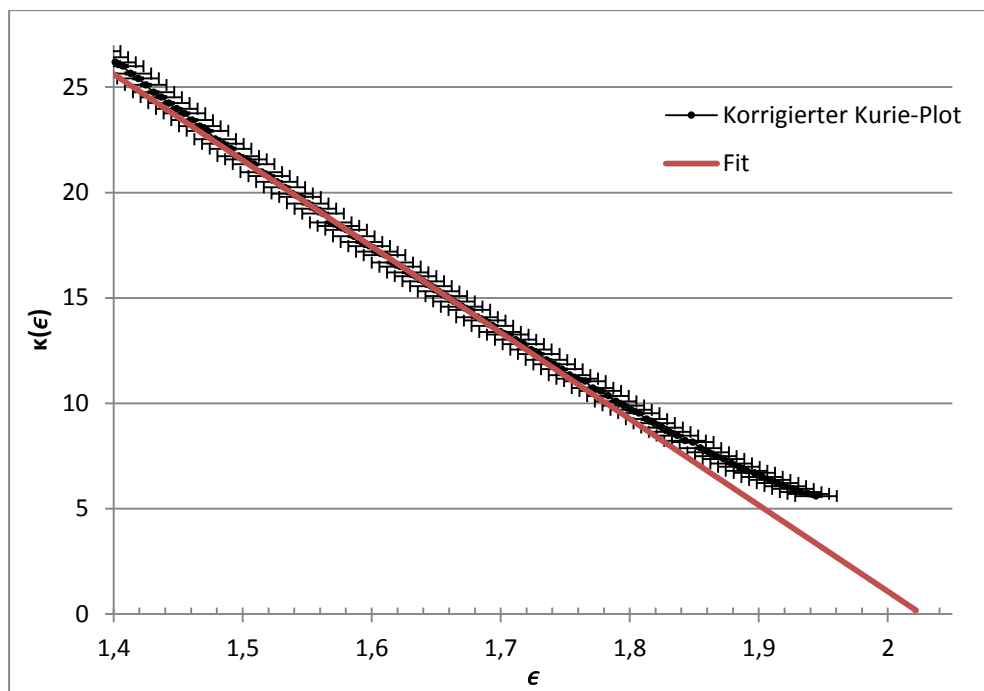


Abbildung 30: Angefittete Gerade an den Bereich des korrigierten, niederenergetischen Zerfalls für Daten des neuen Aufbaus

Tabelle 9: Vergleich der ermittelten Zerfallsenergien

Aufbau	Niederenergetischer Zerfall [keV]	Hochenergetischer Zerfall [keV]
alt	459,98 ± 4,30	1126,54 ± 34,60
neu	524,31 ± 6,85	1095,86 ± 54,04
Literaturwerte [10]	514,03	1176

4.2.3.1 Zählraten bei den Konversionspeaks von ^{137}Cs im Vergleich

Wie dem Diagramm in Abbildung 31 entnommen werden kann, verteilen sich die detektierten Ereignisse des Peaks über unterschiedliche Kanalintervalle. Der Peak des neuen Aufbaus wird in 98 Kanäle geschrieben, der mit dem alten Aufbau gemessene in 53. Da beim neuen Aufbau die Ereignisse des Peaks in eine größere Anzahl von Kanälen verteilt werden, sind die beiden Maximalzählraten im Peak nicht miteinander vergleichbar. Zur Vergleichbarkeit werden daher alle Ereignisse des gesamten Peaks aufsummiert. Bei gleicher Messdauer beträgt die Gesamtzählrate des ^{137}Cs Konversionspeaks vom alten Aufbau $1.019.022 \pm 1.009$ Counts, die vom neuen 746.201 ± 864 Counts. Man kann sehen, dass mit dem neuen Aufbau in diesem Energiebereich nur rund 73% der Ereignisse detektiert werden, die mit dem alten Aufbau gemessen werden konnten.

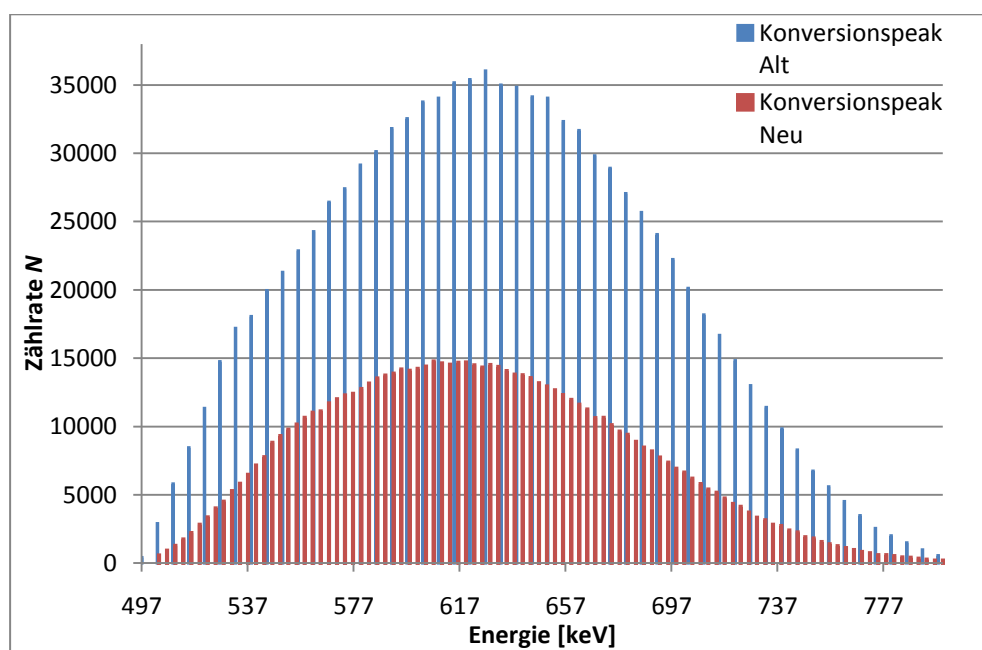


Abbildung 31: Zählraten einzelner Kanäle der Konversionspeaks und deren relative Energielage

4.3 Diskussion der Ergebnisse

Wie aus dem Vergleich der erhaltenen Daten zu sehen ist, sind die Ergebnisse des aktualisierten Versuchsaufbaus vergleichbar mit denen des alten Aufbaus. Die jeweiligen ermittelten Werte liegen in der gleichen Größenordnung.

Die ermittelte Lage des Konversionspeaks stimmt beim alten Aufbau innerhalb der Fehlergrenzen hervorragend mit dem Literaturwert überein. Dies ist beim aktualisierten Aufbau leider nicht gelungen. Die Abweichung beträgt hier mehr als 10 keV. Die Gründe hierfür müssen aber nicht zwingend im Aufbau zu suchen sein. So kann die Abweichung daher kommen, dass beiden Spektren unterschiedliche Eichgeraden zu Grunde liegen. Eine Fehlerquelle kann auch im Abzug des β -Untergrundes und dem anschließenden Fit zu finden sein.

Die Differenz der ermittelten Lagen der Compton-Kante ist schon geringer. Hier ist aber zu beobachten, dass die bestimmte Energie in beiden Fällen weit oberhalb des Literaturwertes liegt.

Bei der Bestimmung der Zerfallsenergie des ^{137}Cs sieht es wiederum anders aus. Bei den Werten des niederenergetischen Zerfalls ist das Ergebnis des aktualisierten Versuchsaufbaus besser. Beim hochenergetischen Zerfall liegt das Ergebnis des alten Aufbaus näher am Literaturwert.

Die Differenz der Zählraten kann dadurch erklärt werden, dass hier zwei unterschiedliche Signalwege miteinander verglichen werden. Da sich der Detektor und der Vorverstärker nicht geändert haben, muss der Grund für die Differenz in den Zählraten also in der nachgeschalteten Elektronik liegen: Der Hauptverstärker hat eine automatische Pile-Up-Unterdrückung. Wird ein Signal direkt nach einem anderen produziert, kann es sein, dass die Amplitude des ersten Spannungspulses noch nicht auf die Nulllinie abgefallen ist bevor das nächste Signal erneut einen Anstieg verursacht. Die Auswertung eines solchen Ereignisses würde eine falsche Energieinformation liefern, da das zweite Signal zu höheren Spannungen verschoben ist. Der Hauptverstärker erkennt dieses Verhalten und lehnt diese Ereignisse ab (*pile up rejection*). Mit der Annahme, dass die Quellen ebenfalls wie der Messcomputer aus dem Jahr 1989 stammen und der Ausgangsstärke der ^{137}Cs -Quelle von 7,4 μCi , was 273.800 Bq entspricht, hätte diese nach 24 Jahren noch eine Stärke im Bereich von 157.500 Bq. Diese Zerfälle verteilen sich zwar über alle Raumwinkel und zudem ist der effektive Raumwinkel aufgrund des Abstandes der Quelle zum Detektor ebenfalls relativ klein, dennoch sind Pile-Up-

Effekte bei dieser Quellenstärke durchaus denkbar. Als weiterer Punkt sind die zwei unterschiedlichen MCAs zu nennen. Während die MCA-Karte aus dem alten Aufbau auf 256 Kanäle eingestellt war und die untere Grenze des Spektrums erst bei Kanal 40 beginnt, ist die minimale Einstellung des neuen MCAs 2048 Kanäle. Da der MCA nur dann Signale analysieren kann, wenn das vorherige Signal bereits verarbeitet und gespeichert wurde, weicht die Messzeit von der Realzeit ab. Jedes Mal, wenn der MCA ein Signal verarbeitet oder schreibt, wird die Messzeituhr kurz angehalten. Die Summe der Pausen entspricht der Differenz zwischen Messzeit und Realzeit. Der MCA versucht dies zu kompensieren, indem er länger misst. Trotzdem kommt hierdurch eine zusätzliche Totzeit zustande welche auch von der Zahl der Kanäle abhängt, wodurch beim neuen Aufbau mehr Ereignisse verloren gehen können [15]. Bei der einstündigen Messung des gesamten Spektrums kam eine Differenz zwischen Messzeit und realer Zeit von 115 Sekunden zustande. Die Variation sämtlicher Parameter wie der Shaping-Time, der Hochspannung, Verstärkung, und die Verwendung von Vorwiderständen brachte leider keine Verbesserung der Zählrate. Ob wirklich Pile-Up-Effekte für die niedrigeren Zählraten verantwortlich sind, hätte durch schrittweise Erhöhung des Quellenabstandes überprüft werden können. Eine leichte Vergrößerung des Abstands würde dann in eine Erhöhung der Zählraten bewirken. Eine solche Versuchsreihe wurde jedoch leider nicht durchgeführt.

4.3.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

Alles in allem lässt sich feststellen, dass sowohl die Werte des alten Aufbaus, als auch die Werte des neuen Aufbaus nicht immer perfekt mit den Literaturwerten übereinstimmen. Da sowohl einmal mit dem aktualisierten Aufbau und ein anderes Mal mit dem alten Aufbau bessere Ergebnisse gewonnen wurden, lassen sich Abweichungen über Unterschiede bei der Auswertung der Daten erklären. Betrachtet man die Energieeichung beim aktualisierten Aufbau in Abbildung 52 im Anhang, so stellt man fest, dass diese nicht so ideal ist wie beim alten Aufbau. Der Grund dafür kann in der niedrigeren Zählrate beim aktualisierten Aufbau und dadurch geringeren statistischen Signifikanz der Daten liegen.

Die nun viel umfangreicheren Möglichkeiten des Datenexports stellen eine enorme Verbesserung dar. Die Messsoftware ist einfacher zu bedienen und auch die neu geschaffene Möglichkeit, während laufender Messungen bereits Auswertungen machen zu können und die Messzeit sinnvoll zu nutzen, ist eine

Bereicherung für den Versuch. Dennoch ist dieser Aufbau kein vollständig befriedigender Zustand. Zum einen sind die niedrigeren Zählraten als Kritikpunkt zu sehen, denn um eine gleiche statistische Signifikanz wie beim alten Aufbau zu erreichen, müsste eigentlich die Messzeit mindestens um das 1,37-fache verlängert werden. Zum anderen stellt die doppelte Energieeichung aufgrund des Vorverstärkers einen vermeidbaren zusätzlichen Aufwand dar. Ein weiter modernisierter Versuchsaufbau, wie er geplant und in Kapitel 5 beschrieben ist, würde dank moderner Hardware ohne eine zweite Energieeichung auskommen. Dadurch ließen sich so insgesamt 45 Minuten Messzeit einsparen, wie noch gezeigt werden wird. Diese eingesparte Messzeit ließe sich zum Beispiel dafür nutzen, den Versuch zu erweitern oder bei Bedarf die statistische Signifikanz der Messdaten zu erhöhen.

Daher kann die Aktualisierung des Versuchsaufbaus in Bezug auf die Datenaufnahme als erfolgreich angesehen werden. In Bezug auf die damit gewonnenen Daten besteht jedoch weiterer Verbesserungsbedarf.

5. AUSBLICK AUF DEN GEPLANTEN FINALEN ZUSTAND DES VERSUCHSAUFBAUS

Der in dieser Arbeit beschriebene aktualisierte Aufbau stellt zwar von der Datenaufnahme her eine Verbesserung dar, Faktoren wie die etwas niedrigeren Zählraten und die mäßige Energieauflösung sind aber ein unbefriedigender Zustand. Auch die Notwendigkeit der doppelten Eichmessungen ist nicht wünschenswert. Aus diesem Grunde ist eine weitere Modernisierung des Versuches vorgesehen und bereits in Planung. Die benötigten Teile sind bereits bestellt, wurden jedoch leider nicht bis zum Abschluss dieser Arbeit geliefert, da es sich zum Teil um Einzelanfertigungen handelt. Aus diesem Grunde stand der Versuchsaufbau, wie er letztendlich vorgesehen ist, bis zum Abschluss dieser Arbeit nicht zur Verfügung. Um dennoch einen Eindruck von dem geplanten Ziel geben zu können, werden die noch ausstehenden Veränderungen hier kurz beschrieben und ihre Notwendigkeit erläutert.

Die bereits erwähnte immer wieder beobachtete Schwankung des Verstärkungsfaktors durch Temperaturschwankungen und die daraus resultierende doppelte Eichung sind dem recht alten Vorverstärker geschuldet. Sollten während der Messung des Spektrums solche Schwankungen auftreten, würden sich die beobachteten Linien im Spektrum während der Messung leicht in ihrer Kanalposition verschieben. Dies hätte eine schlechtere Energieauflösung zur Folge. Aus diesem Grunde ist es notwendig, dass ein neuer Vorverstärker angeschafft wird. Hier wird auch auf eine Regelbarkeit der Verstärkung geachtet werden. Mit dieser Maßnahme behebt man das Problem und schafft zusätzlich die Möglichkeit, die Verstärkung zwischen Vorverstärker und Hauptverstärker individuell anzupassen. So lässt sich durch die Reduktion der Gesamtverstärkung auch besser einstellen, in wie viele Kanäle das Spektrum geschrieben wird.

Anthrazen als Szintillator war viele Jahre lang das Material der Wahl, wenn es um β -Spektroskopie ging. Heutzutage werden Anthrazen-Szintillatoren zu Gunsten anderer Materialien wie Stilben oder p-Terphenyl nicht mehr hergestellt. Das am besten geeignete Szintillationsmaterial zur β -Spektroskopie ist zurzeit, wie bereits in Kapitel 3.3.4 dargelegt, p-Terphenyl. Die geringere Anisotropie, die fast 10-mal geringere Abklingzeit und eine höhere Lichtausbeute als Anthrazen zeigen die Überlegenheit von p-Terphenyl. Energieauflösungen von <10% sind mit diesem Material für den ^{137}Cs Konversionspeak möglich [25]. Aus diesem Grund ist eine Neuanschaffung eines p-Terphenyl-Szintillators sinnvoll und wurde daher bereits

bestellt. Da anders als bei Anthrazen das Maximum der Intensität im Fluoreszenzspektrum von p-Terphenyl bei 420nm liegt, wurde ebenfalls ein neuer Photomultiplier mit einer maximalen Empfindlichkeit in diesem Wellenlängenbereich angeschafft. Dieser Photomultiplier ist der *Photonis XP-20D0*, der zudem hervorragend dafür geeignet ist, die kurzen Lichtsignale des Szintillators in einen ebenfalls kurzen Spannungspuls zu verarbeiten [26]. Durch die kürzere Abklingzeit des Szintillators und den schnellen Photomultiplier, ist eine Reduktion von Pile-Up-Effekten wahrscheinlich, wodurch sich höhere Zählraten erzielen lassen.

Als weiterer Kritikpunkt ist die handelsübliche, gewalzte Aluminiumfolie auf dem Eintrittsfenster des alten Anthrazenszintillators zu nennen. Beim Durchgang durch diese Aluminiumfolie verlieren vor allem die niederenergetischen β -Teilchen einen großen Anteil ihrer Energie oder werden vollständig absorbiert. Heutzutage werden die Eintrittsfenster von Szintillatoren zur β -Spektroskopie durch aluminiumbedampfte Mylar-Folien geschützt, was auch beim bestellten p-Terphenyl-Szintillator der Fall ist. Eine Folie ist zum einen nötig, um die Photokathode des Photomultipliers vor Umgebungslicht zu schützen, zum anderen aber auch, um das im Szintillator erzeugte Licht zur Photokathode zu reflektieren. So wird auch ein möglichst geringer Verlust von erzeugtem Licht gewährleistet. Diese Folien sollten allerdings besonders dünn sein, um das Spektrum durch Energieverlust der β -Strahlung beim Durchgang nicht groß zu verfälschen. Die Mylar-Folie erfüllt dies mit ihrer Gesamtdicke von nur 20 μ m. Diese Folien werden zum Beispiel auch in Sonnenfinsternis-Brillen eingesetzt und lassen daher einen Teil des Umgebungslichtes durch. Um den Photomultiplier davor zu schützen ist es wichtig, dass ein direkter Lichteinfall auf das Eintrittsfenster vermieden wird.

Aus diesem Grund wird von der Mechanikwerkstatt des Institutes für Kernphysik ein geschlossenes, lichtdichtes Gehäuse für den Aufbau geschaffen (siehe Abbildung 32 und Abbildung 33). Hier sind sowohl der Photomultiplier mit Spannungsteiler und dem Szintillationskristall, als auch ein Kunststoffabsorber, welcher bei Bedarf in den Strahlengang geschoben werden kann, integriert. Die Quellen werden in speziell angefertigten Quellenhaltern montiert, welche in den Aufbau eingeschraubt werden können. Beim Quellenwechsel ist es vorgesehen, den Absorber als Lichtschutz in den Strahlengang zu fahren.

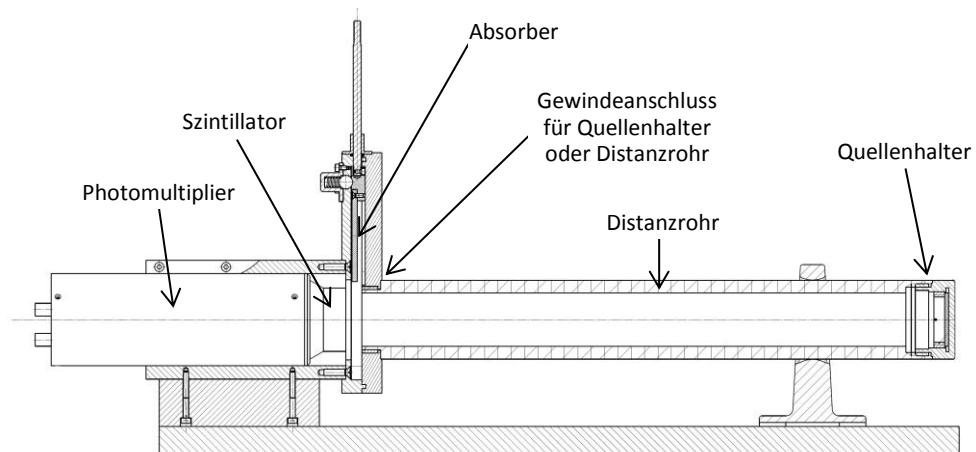


Abbildung 32: Konstruktionsplan des Gehäuses für den Versuch
(erstellt von S. Thiel, D. Diefenbach, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln)

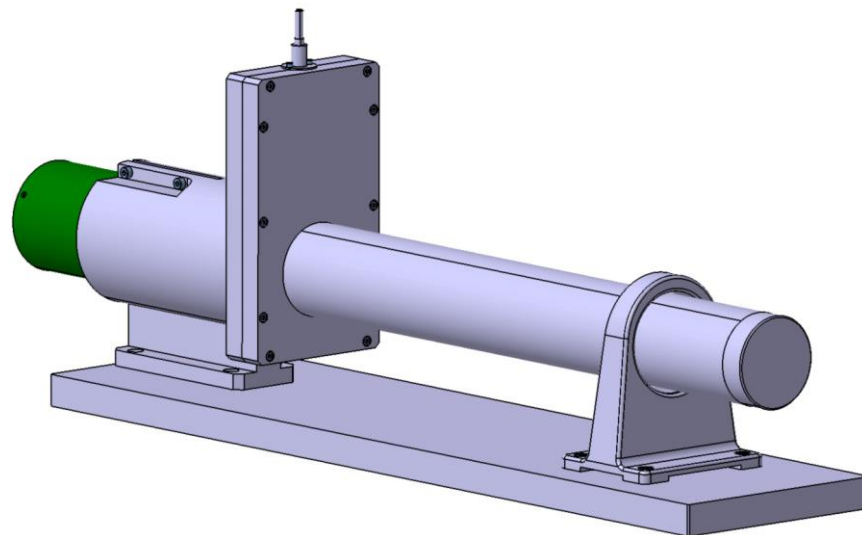


Abbildung 33: 3D-Modell des späteren Versuchsaufbaus
(erstellt von S. Thiel, D. Diefenbach, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln)

Das Material des Absorbers ist wie der Rest des Gehäuses auch aus Polyoxymethylen (POM) gefertigt. Um alle Elektronen vom Detektor abzuschirmen, wenn der Absorber in den Strahlengang eingefahren ist, muss dieser eine Mindestdicke haben. So ist gewährleistet, dass alle Elektronen absorbiert werden. Die energiereichsten Elektronen haben beim Zerfall des ^{137}Cs eine Energie von 1176 keV. Für Elektronen mit einer Energie von 1250 keV beträgt die Massenbelegung für den CSDA-Range (*continuous slowing down approximation*) für POM $0,601 \text{ g/cm}^2$ [27]. Mit einer Dichte von $1,425 \text{ g/cm}^3$ [28] ergibt dies eine notwendige Dicke des Absorbers von mindestens 4,22 mm, wenn angenommen wird, dass die Elektronen ihre Energie kontinuierlich auf einem

linearen Weg durch den Absorber abgeben. Dieser Wert kann daher als Obergrenze der Reichweite von Elektronen diese Energie in POM angesehen werden. Daher wurde der Absorber mit 5 mm ausgelegt.

Die Quellenhalter sind ein weiterer Vorteil des geplanten Aufbaus. Die Quellen dürfen nicht mit den Händen angefasst werden, da der Schweiß auf der Hautoberfläche die dünne Aluminiumschicht korrodieren lassen könnte, die die radioaktive Substanz auf dem Quellenträger fixiert und vor dem direkten Kontakt mit den Radionukliden schützt. Um das Anfassen der Aluminiumschicht auf der Quelle zu verhindern, musste man die Quellen bisher äußerst sorgsam mit einer Pinzette am Rand greifen und in den Halter des Versuches stellen. Beim Hantieren mit der Pinzette musste dabei stets aufgepasst werden, die dünne Aluminiumschicht nicht zu beschädigen. Die neuen Quellenhalter werden zudem mit Deckeln versehen, welche erst für das Einbringen in den Versuch gelöst werden. Da die Quellenhalter in die Apparatur eingeschraubt werden, kann die Gefahr einer mechanischen Beschädigung der Quellen auf diese Weise reduziert werden.

Das Distanzrohr, welches in Abbildung 32 zu sehen ist, dient der Messung des β -Spektrums bei großem Quellenabstand. Bei dieser Messung soll die Veränderung der Energieauflösung durch den Einfluss der Luftschicht zwischen Quelle und Detektor untersucht werden. In Abbildung 18 ist zu sehen, dass die Quelle und der Detektor beim alten Aufbau auf einer optischen Bank angebracht waren. Der Abstand, den die Praktikanten zwischen Quelle und Detektor festlegen sollten, war nicht exakt definiert. Durch dieses Distanzrohr im neuen Aufbau wird dieser Abstand standardisiert und zwischen allen Praktikumsgruppen vergleichbar. Gleiches gilt auch für die Messungen, bei denen der Quellenhalter ohne Distanzrohr, direkt vor den Detektor in den Versuchsaufbau eingeschraubt wird. Durch diese standardisierten Messbedingungen ist für den Betreuer des Versuches insbesondere eine bessere Vergleichbarkeit der Ergebnisse gegeben.

Mit dem hier beschriebenen geplanten Versuchsaufbau ließen sich die zur Durchführung notwendigen Messungen reduzieren. Die Messungen für die Durchführung des Versuches werden in Tabelle 10 mit den Messungen des alten Versuchsaufbaus gegenübergestellt:

Tabelle 10: Gegenüberstellung der notwendigen Messungen beim alten und beim geplanten Aufbau

Messungen alter Aufbau	Dauer	Messungen geplanter Aufbau	Dauer
<ul style="list-style-type: none"> Eichmessung ^{207}Bi Messung zum Abzug des Untergrundes 	20 min	<ul style="list-style-type: none"> Eichmessung ^{207}Bi Messung zum Abzug des Untergrundes 	20 min
<ul style="list-style-type: none"> Eichmessung ^{137}Cs Messung zum Abzug des Untergrundes 	10 min	<ul style="list-style-type: none"> Eichmessung ^{137}Cs Messung zum Abzug des Untergrundes 	10 min
<ul style="list-style-type: none"> Messung des β-Spektrums von ^{137}Cs Messung zum Abzug des Untergrundes 	120 min	<ul style="list-style-type: none"> Messung des β-Spektrums von ^{137}Cs Messung zum Abzug des Untergrundes 	120 min
<ul style="list-style-type: none"> 2. Eichmessung ^{207}Bi Messung zum Abzug des Untergrundes 	20 min	fällt weg	-
<ul style="list-style-type: none"> 2. Eichmessung ^{137}Cs Messung zum Abzug des Untergrundes 	10 min	fällt weg	-
<ul style="list-style-type: none"> γ-Spektrum von ^{137}Cs 	15 min	fällt weg	-
<ul style="list-style-type: none"> Messung des β-Spektrums von ^{137}Cs im großen Abstand Messung zum Abzug des Untergrundes 	30 min	<ul style="list-style-type: none"> Messung des β-Spektrums von ^{137}Cs im großen Abstand Messung zum Abzug des Untergrundes 	30 min
225 min		180 min	

Die Messzeiten beim geplanten Aufbau werden vom alten Aufbau übernommen. Es wird angenommen, dass keine Verlängerung der Messzeit erforderlich ist, da die einzelnen Komponenten des Versuchsaufbaus gut aufeinander abgestimmt werden können. Daher werden gleiche Zählraten wie beim alten Aufbau erwartet. Durch den Wegfall der zweiten Eichmessungen und der Messung des γ -Spektrums lassen sich so 45 Minuten Messzeit einsparen.

Ausgehend von den angekündigten Lieferfristen für die Komponenten des geplanten Versuchsaufbaus, ist damit zu rechnen, dass alle benötigten Teile bis Anfang 2014 eingetroffen sind. Durch die hervorragende Arbeit der Mechanikwerkstatt sollte der Zusammenbau innerhalb von einer Woche gewährleistet sein. Auch die Abstimmung der einzelnen Komponenten aufeinander, sowie Testmessungen und Auswertungen der Daten, sollten nicht viel Zeit in Anspruch nehmen. Große Teile einer Versuchsanleitung können auf Grundlage dieser schriftlichen Hausarbeit und der alten Versuchsanleitung erstellt werden. Basierend auf diesen Annahmen ist eine erstmalige Durchführung des geplanten Versuches durch Studierende Ende Januar 2014 zu erwarten.

6. RESÜMEE

Bei dem in dieser Arbeit beschriebenen Versuchsaufbau, der einen Zwischenschritt hin zum eigentlich geplanten Aufbau darstellt, lässt sich in Bezug auf die Datenaufnahme bereits eine Optimierung feststellen. Die Bedienung und der Datenexport sind deutlich einfacher geworden, als es beim ursprünglichen Versuchsaufbau der Fall war. Außerdem ist ein großer Vorteil, dass bereits gespeicherte Spektren ausgewertet werden können, während weitere Messungen laufen.

Die Messzeit wurde mit dem für diese Arbeit verwendeten Versuchsaufbau bereits um 15 Minuten verkürzt. Im besten Falle kann mit dem finalen Aufbau hier eine weitere Zeitersparnis von 30 Minuten erreicht werden.

Die geringeren Zählraten stellen einen Rückschritt zum vorherigen Aufbau da, was sich auch in den gewonnenen Messdaten widerspiegelt. Durch die Verwendung neuer Komponenten beim finalen Aufbau, wie in Kapitel 5 beschrieben, ist jedoch damit zu rechnen, dass dieser negative Aspekt wegfällt.

Alles in allem stellt der finale Versuchsaufbau zusammen mit der Datenaufnahme des für diese Arbeit verwendeten Versuchsaufbaus, eine Bereicherung für das Master-Praktikum am Institut für Kernphysik dar. Durch seinen modularen Aufbau ist anders als vorher eine Aktualisierbarkeit einzelner Komponenten möglich, sodass der Versuch zukünftig über viele Jahre hinweg eingesetzt werden kann.

7. LITERATURVERZEICHNIS

- [1] Computerwoche, „Actebis Computerhandels GmbH: Eigene PC-Reihe mit vielen Extras,“ 17. März 1989. [Online]. Available: <http://www.computerwoche.de/a/eigene-pc-reihe-mit-vielen-extras,1150065>. [Zugriff am 6. November 2013].
- [2] W. Demtröder, Experimentalphysik 4 - Kern-, Teilchen- und Astrophysik, 3. Aufl., Heidelberg: Springer-Verlag, 2010.
- [3] E. Kemnitz und R. Simon, Hrsg., Duden - Basiswissen Schule - Chemie Abitur, Berlin, Mannheim: PAETEC Gesellschaft für Bildung und Technik mbh und Bibliographisches Institut & F.A. Brockhaus AG, 2004.
- [4] J. Grehn, A. von Hessberg, H.-G. Holz, J. Krause, H. Krüger und H. K. Schmidt, Metzler Physik, 2. Aufl., Hannover: Schroedel Schulbuchverlag GmbH, 1992.
- [5] K. Bethge, G. Walter und B. Wiedemann, Kernphysik - Eine Einführung, 3. Aufl., Heidelberg: Springer-Verlag, 2008.
- [6] T. Mayer-Kuckuk, Kernphysik - Eine Einführung, 7. Aufl., Stuttgart: B.G. Teubner, 2002.
- [7] D. Meschede, Hrsg., Gerthsen Physik, 23. Aufl., Berlin: Springer-Verlag, 2006.
- [8] W. D. Loveland, D. J. Morrissey und G. T. Seaborg, Modern Nuclear Chemistry, Hoboken: John Wiley & Sons, Inc, 2006.
- [9] Bibliographisches Institut GmbH, „Duden | Neutrino | Rechtschreibung, Bedeutung, Definition, Herkunft,“ xmachina GmbH, [Online]. Available: <http://www.duden.de/node/714828/revisions/1246862/view>. [Zugriff am 13. Oktober 2013].
- [10] E. Browne und J. K. Tuli, „Nuclear Data Sheets for A = 137,“ *Nuclear Data Sheets*, Nr. 108, S. 2173-2318, 2007.
- [11] F. Kondev und S. Lalkovski, „Nuclear Data Sheets for A = 207,“ *Nuclear Data Sheets*, Nr. 112, S. 707-853, 2011.
- [12] H. Frauenfelder und E. M. Henley, Teilchen und Kerne, 3. Aufl., München: R. Oldenbough Verlag GmbH, 1995.
- [13] H. Behrens und J. Jänecke, Landolt-Börnstein - Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik - Gruppe 1: Kernphysik und Kerntechnik, Bd. 4, H. Schoper, Hrsg., Berlin: Springer-Verlag, 1969.

- [14] Nobel Media AB, „The Nobel Prize in Physics 2013 - Press Release,“ 8. Oktober 2013. [Online]. Available: http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2013/press.html. [Zugriff am 18. Oktober 2013].
- [15] G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, 4. Aufl., Hoboken: John Wiley & Sons, Inc., 2010.
- [16] H. Krieger, Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes, 3. Aufl., Wiesbaden: Vieweg+Teubner, GWV Fachverlage GmbH, 2009.
- [17] PHYWE, „P2523200.pdf,“ 12. November 2008. [Online]. Available: http://www.phywe.de/index.php/fuseaction/download/Irn_file/versuchsanleitungen/P2523200/e/P2523200.pdf. [Zugriff am 05. Oktober 2013].
- [18] J.-M. Régis, T. Materna, S. Christen, C. Bernards, N. Braun, G. Breuer, C. Fransen, S. Heinze, J. Jolie, T. Meersschant, G. Pascovici, M. Rudigier, L. Steinert, S. Thiel, N. Warr und K. Zell, „Sub-nanosecond lifetime measurements using the Double Orange Spectrometer at the cologne 10 MV Tandem accelerator,“ *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Bd. 606, Nr. 3, S. 466-474, 2009.
- [19] L. Russell, „Application-Note-AN34-Experiments-Nuclear-Science-Experiment-6.pdf,“ 29. Juni 2011. [Online]. Available: www.ortec-online.com/download/Application-Note-AN34-Experiments-Nuclear-Science-Experiment-6.pdf. [Zugriff am 10. November 2013].
- [20] Bibliographisches Institut GmbH, „Duden | Szintillation | Rechtschreibung, Bedeutung, Definition, Herkunft,“ [Online]. Available: <http://www.duden.de/node/757633/revisions/1173622/view>. [Zugriff am 10. November 2013].
- [21] H. J. Eichler, H.-D. Kronfeldt und J. Sahn, Das Neue Physikalische Grundpraktikum, 2. Aufl., Berlin: Springer-Verlag, 2006.
- [22] P. Soubourou, „Brochure on Scintillators Products,“ 15. November 2006. [Online]. Available: http://detec-rad.com/dl/Scint_Brochure.pdf. [Zugriff am 13. November 2013].
- [23] K. O. Zell, „Versuch 11: Beta-Szintillationsspektrometer,“ 15. September 2010. [Online]. Available: https://www.ikp.uni-koeln.de/students/fp/download/V11_final.pdf. [Zugriff am 10. Oktober 2013].

- [24] NIST, „X-ray Transition Energies,“ [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayTrans/Html/search.html>. [Zugriff am 23. Oktober 2013].
- [25] L. A. Andryushchenko, S. V. Budakovskii, N. Z. Galunov, L. S. Gordienko, B. V. Grinev, O. V. Zelenskaya, N. N. Kosinov, T. R. Mnatsakanova, O. A. Tarasenko und T. A. Teplitskaya, „Organic Polycrystalline Scintillators with Improved Characteristics,“ *Instruments and Experimental Techniques - Nuclear Experimental Techniques*, S. 591-595, 2003.
- [26] M. Moszynski, M. Gierlik, M. Kapusta, A. Nassalski, T. Szczesniak, C. Fontaine und P. Lavoute, „Photonis XP20D0 photomultiplier for fast timing in nuclear medicine,“ *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research - Section A*, Bd. 567, Nr. 1, S. 31-35, 2006.
- [27] National Institute of Standards and Technology, „ESTAR Database - stopping power and range tables for electrons,“ [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>. [Zugriff am 2. November 2013].
- [28] National Institute of Standards and Technology, „Composition of POLYOXYMETHYLENE,“ [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/compos.pl?224>. [Zugriff am 2. November 2013].
- [29] Sigma-Aldrich, „p-Terphenyl suitable for scintillation, $\geq 98.5\%$ (HPLC) | Sigma-Aldrich,“ [Online]. Available: <http://www.sigmaaldrich.com/catalog/product/fluka/86470?lang=de®ion=DE>. [Zugriff am 4. Oktober 2013].

A. ANHANG

a. Diagramme des alten Versuchsaufbaus

Sämtliche Fits wurden mit dem Programm *QtiPlot 0.9.8.9* durchgeführt. Die gefitteten Peaks wurden vorher vom Untergrund befreit. Die verwendeten Untergrundlinien sind in den Diagrammen eingezeichnet. Zudem findet sich bei jedem Peak der jeweilige Adjusted-R² Wert des Fits. Dieser gibt die Übereinstimmung der angefitteten Kurve zu den verwendeten Daten an und entspricht bei exakter Übereinstimmung einem Wert von 1.

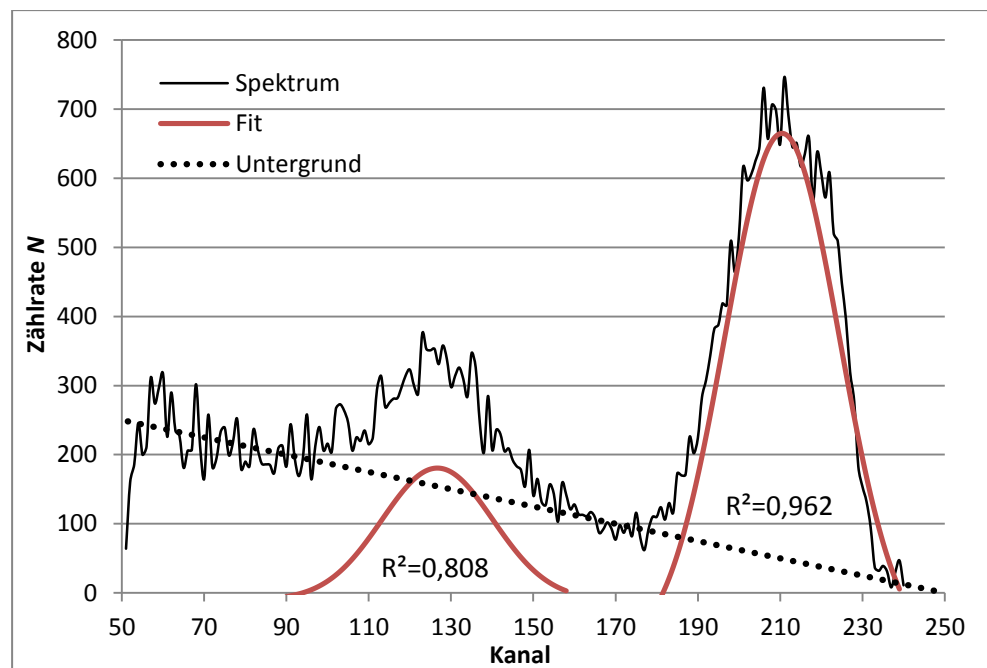


Abbildung 34: Erste Eichmessung von ²⁰⁷Bi mit angefitteten Peaks und angedeuteter Untergrundlinie

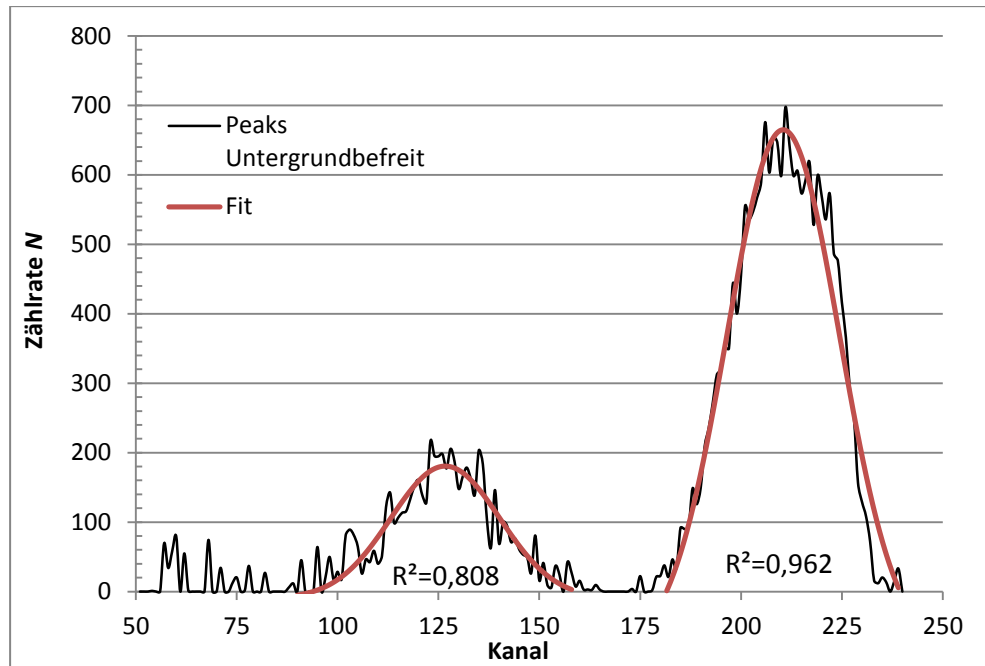
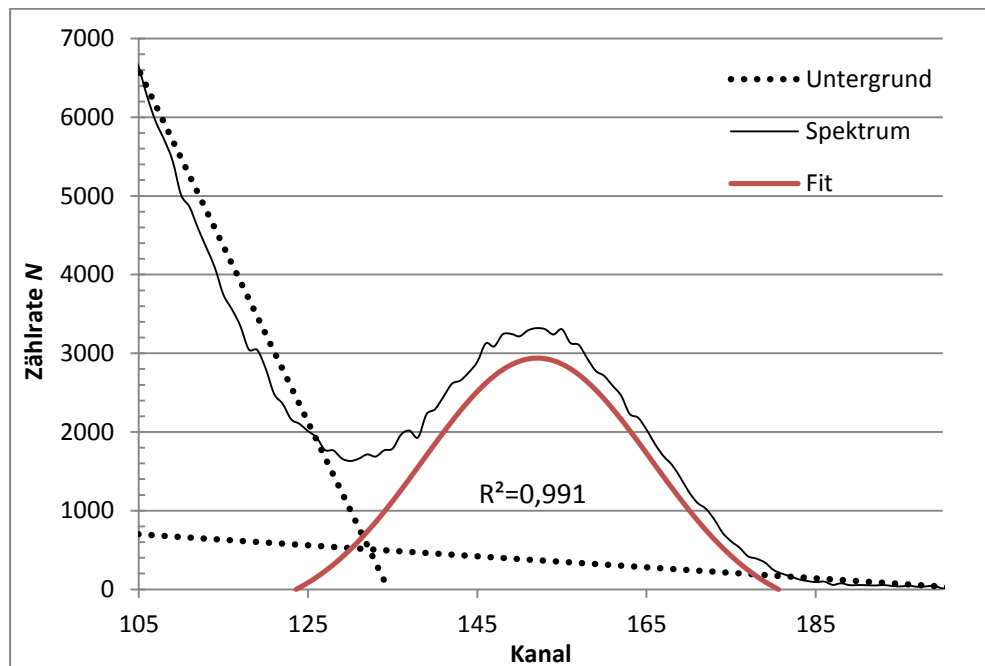


Abbildung 35: Spektrum aus Abbildung 34 mit abgezogenem Untergrund und angefitzten Peaks

Abbildung 36: Ausschnitt der ersten Eichmessung von ^{137}Cs mit angefitztem Konversionspeak und angedeuteten Untergrundlinien

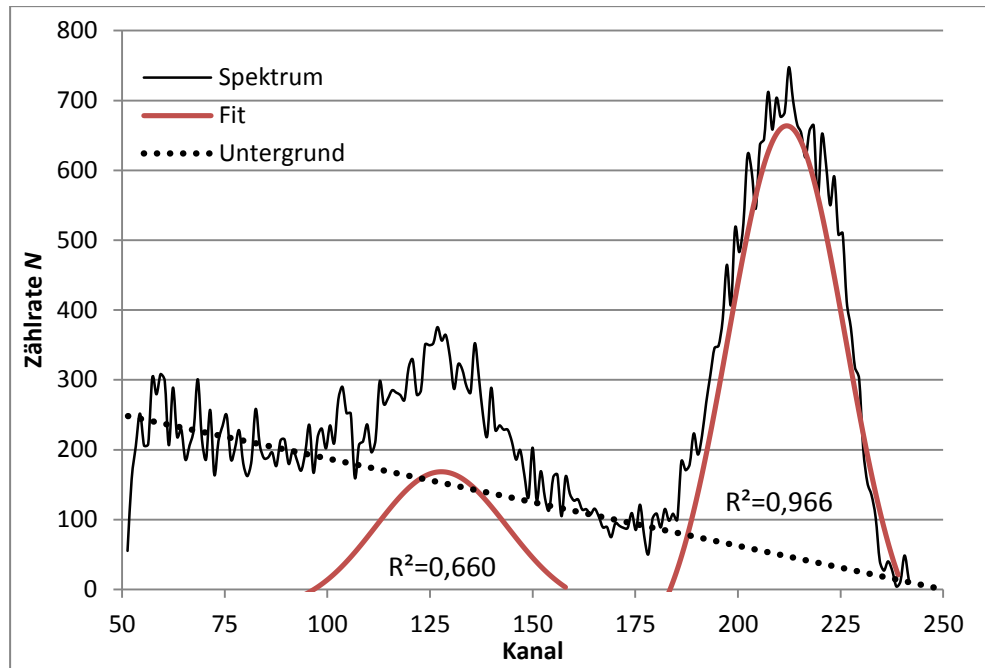


Abbildung 37: Zweite Eichmessung von ^{207}Bi mit angefitteten Peaks und andeuterter Untergrundlinie

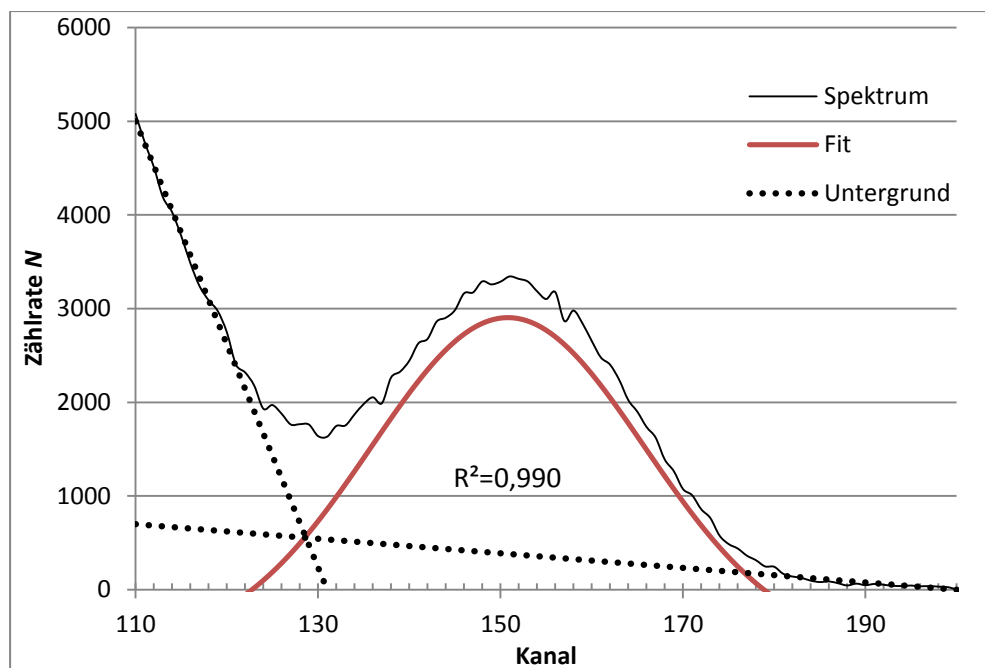


Abbildung 38: Ausschnitt der zweiten Eichmessung von ^{137}Cs mit angefittetem Konversionspeak und andeuterter Untergrundlinien

Tabelle 11: Kanallagen der gefitteten Peaks und zugehörige Energien

	Kanalnr. Peak	Fehler	E [keV]	Fehler [keV]
Eichung 1				
Bi Peak 1	126,96	± 0,60	481,70	± 0,02
Bi Peak 2	210,46	± 0,26	975,66	± 0,02
Cs	152,09	± 0,12	624,22	± 0,01

	Kanalnr. Peak	Fehler	E [keV]	Fehler [keV]
Eichung 2				
Bi Peak 1	127,78	± 0,88	481,70	± 0,02
Bi Peak 2	211,89	± 0,24	975,66	± 0,02
Cs	150,82	± 0,12	624,22	± 0,01

Zur Berechnung der Energien der Konversionspeaks wurden die Energien der Korrespondierenden γ -Übergänge aus den jeweiligen *Nuclear Data Sheets* für Bismut [11] und für Cäsium [10] verwendet. Von diesen wurden dann die Bindungsenergien der K-Elektronen abgezogen. Quelle für letztere ist das *National Institute of Standards and Technology* [24].

Die aufgeführten Messwerte aus den jeweiligen Eichungen wurden gemittelt und eine lineare Eichfunktion an diese Werte angefitet.

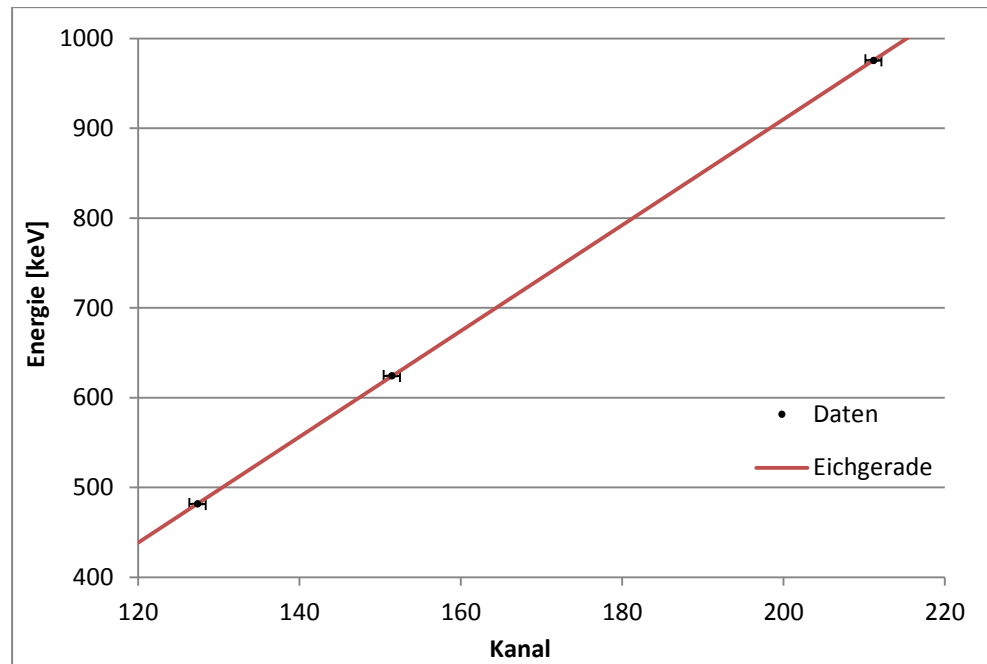


Abbildung 39: Eichgerade für die Messungen mit dem alten Aufbau

Die erhaltene Eichgerade lautet:

$$E(K) = 5,89 \cdot K - 268,5 \text{ [keV]}$$

Mit den folgenden Werten und Fehlern für die Steigung m und den y-Achsenabschnitt b :

	m	b
	5,89	-268,58
Fehler	0,01	1,22

Der Fehler der Energie wird über die Varianz der Literaturwerte gegenüber den berechneten Werten der Eichgerade bestimmt:

$$\Delta E = \sqrt{\frac{1}{n-2} \cdot \sum_{i=1}^n (E(K)_i^{Lit} - (5,98 \cdot K - 268,58))^2}$$

$$\Delta E = \pm 4,35 \text{ keV}$$

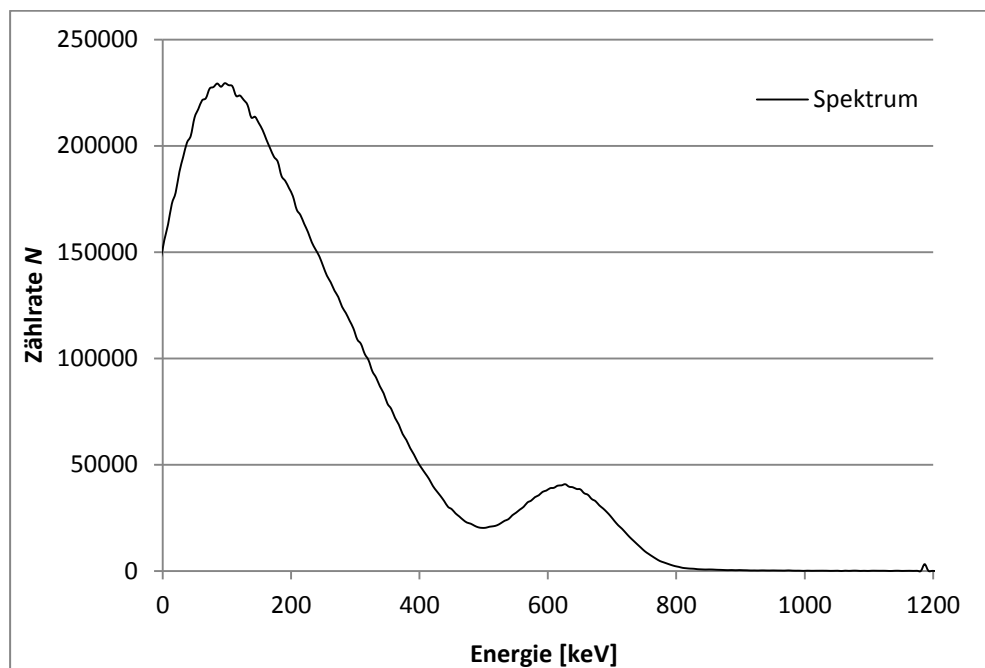
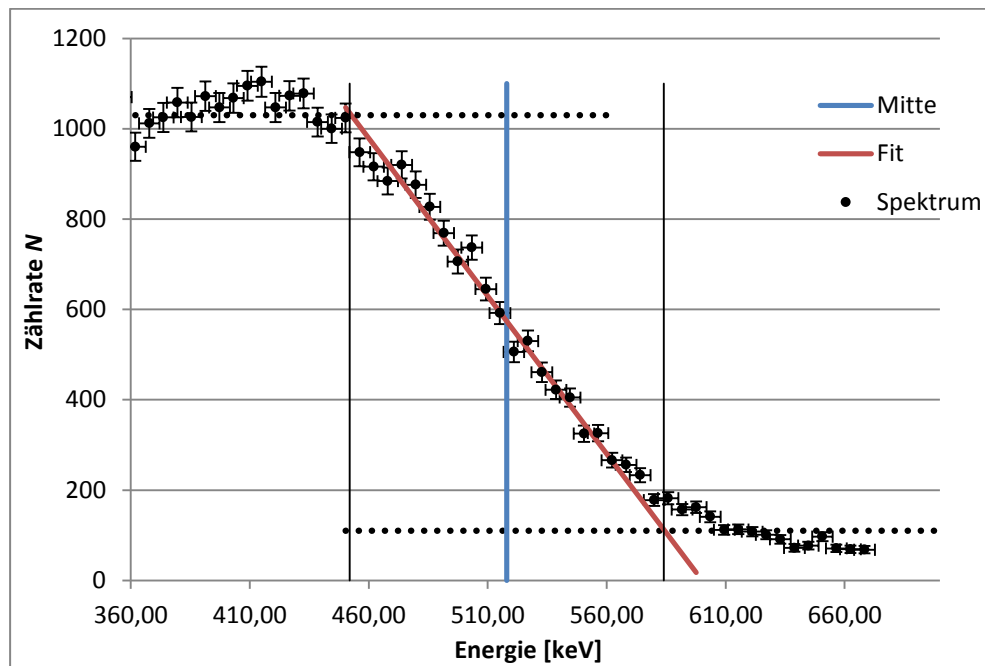
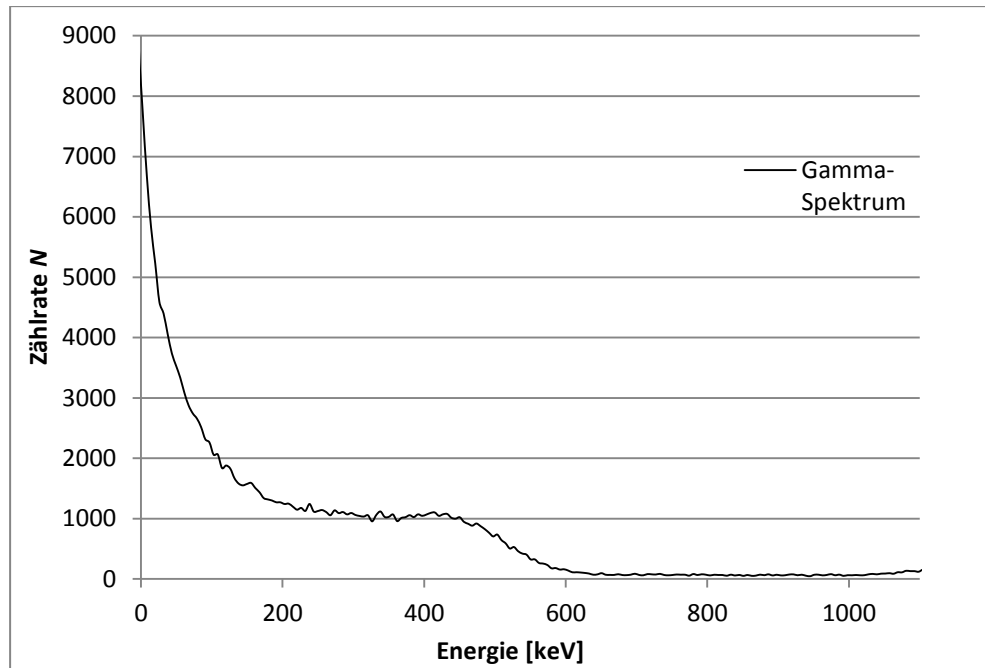
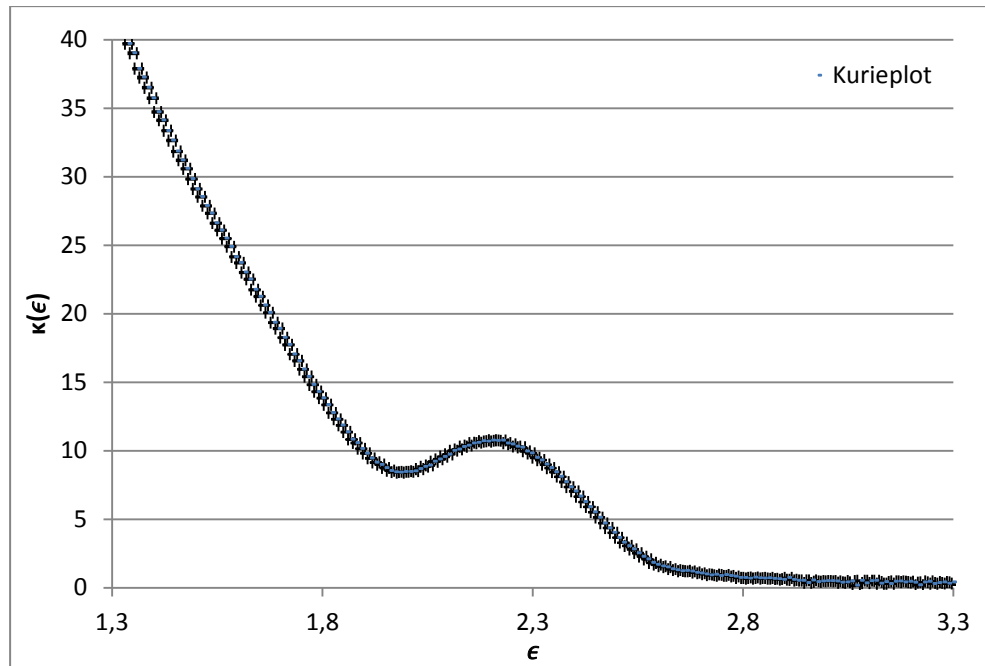


Abbildung 40: Geeichtes β -Spektrum des ^{137}Cs mit dem alten Aufbau gemessen



Abbildung 43: Kurie-Plot des ^{137}Cs -Spektrums

Da, wie in Abbildung 43 zu sehen, beim Zerfall des ^{137}Cs zwei Zerfälle überlagert sind, wird zunächst eine Gerade für den hochenergetischen Zerfall im Kurie-Plot angefitet. Die erhaltenen Werte der Steigung und des Ordinatenabschnitts können zur Rückrechnung des hochenergetischen Zerfalls verwendet werden. Der Ordinatenabschnitt entspricht hier der Konstante C des Zerfalls, der Wert der Maximalenergie ϵ_0 ist der Schnittpunkt mit der Abszisse.

$$C = 6,91 \pm 0,07 \quad \epsilon_0 = 3,20 \pm 0,05$$

Man erhält hier eine maximale Energie von $1126,54 \pm 34,60$ keV. Der Literaturwert beträgt 1176 keV [10] und liegt somit knapp außerhalb der Fehlergrenze.

Die theoretisch zu erwartenden Zählraten in Abhängigkeit der Energie ϵ berechnen sich nach folgender Formel:

$$N(\epsilon) = \epsilon \cdot \sqrt{\epsilon^2 - 1} \cdot F(Z, \epsilon) \cdot C^2 \cdot (\epsilon_0 - \epsilon)^2 \quad (53)$$

Dies ergibt das nachfolgende Diagramm.

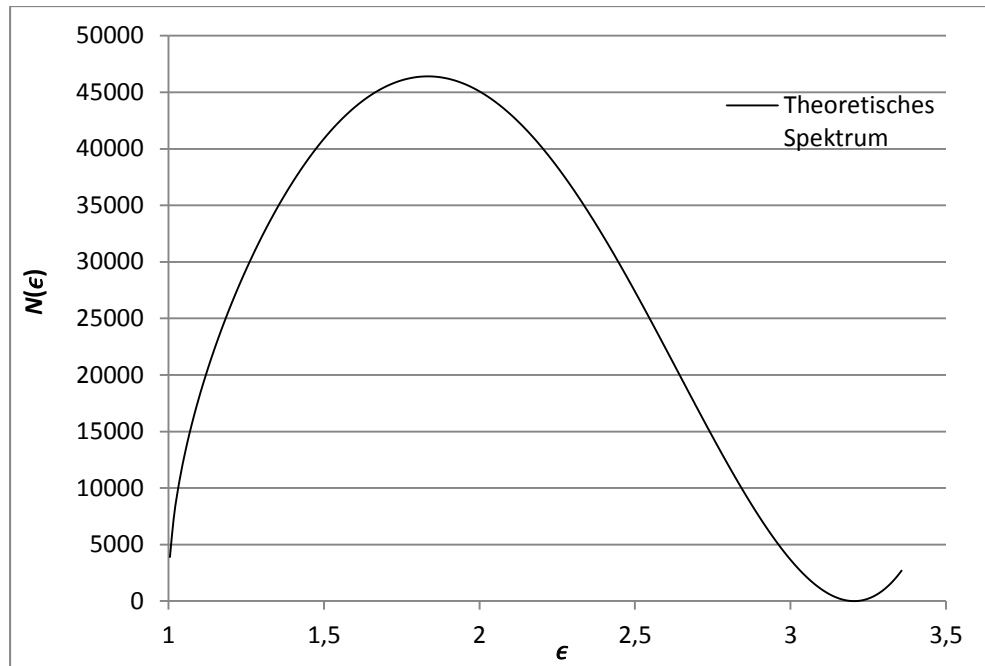


Abbildung 44: Theoretisches Spektrum für den hochenergetischen Zerfall

Diese theoretisch zu erwartenden Zählraten können von den Gesamtzählraten des Spektrums abgezogen werden, um den Kurie-Plot des reinen niederenergetischen Zerfalls zu erhalten.

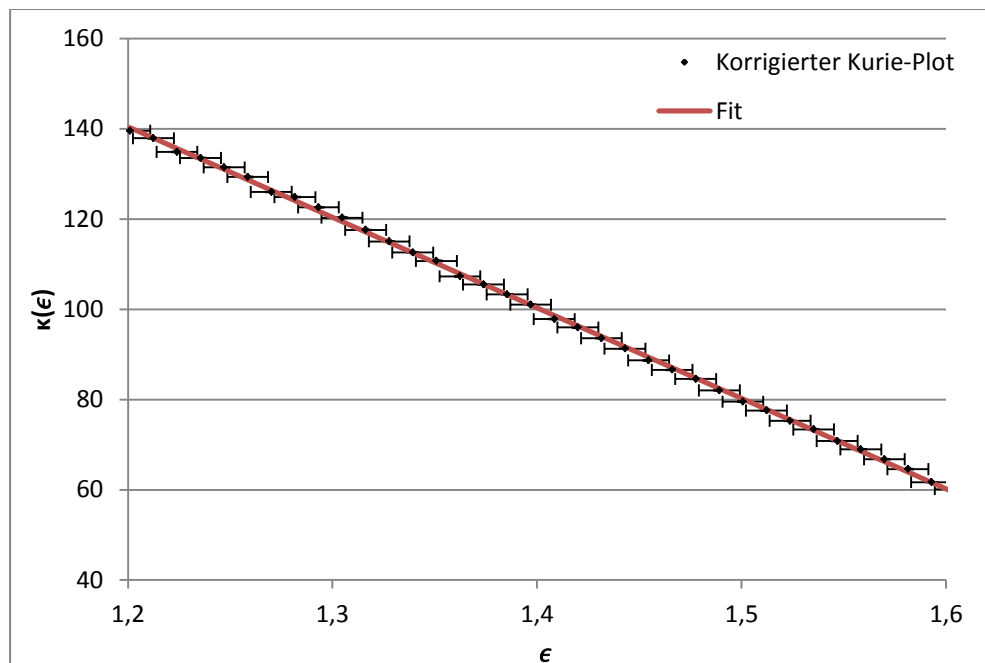
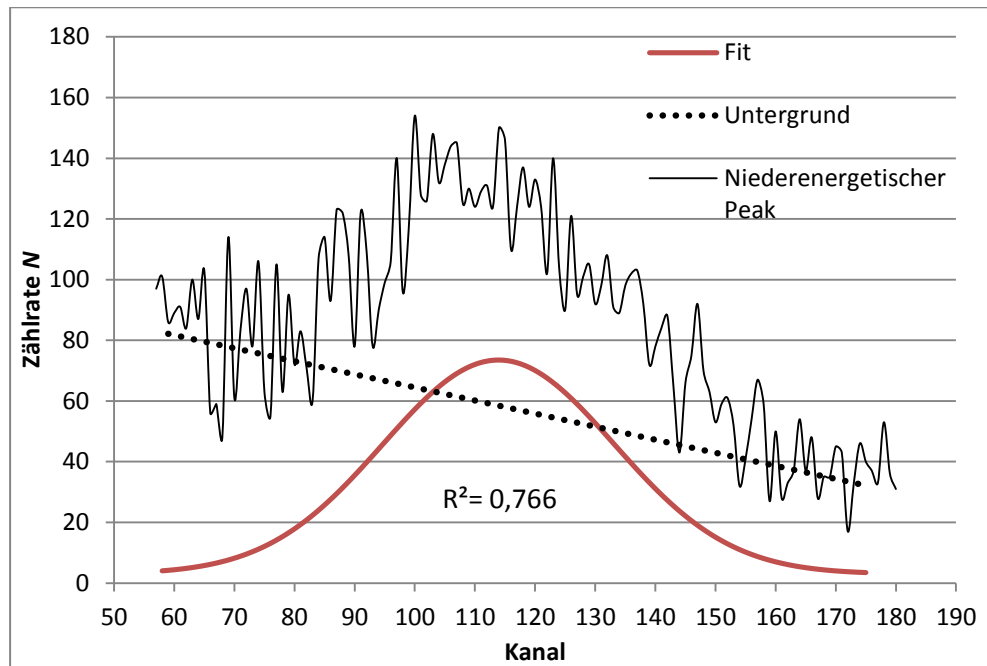
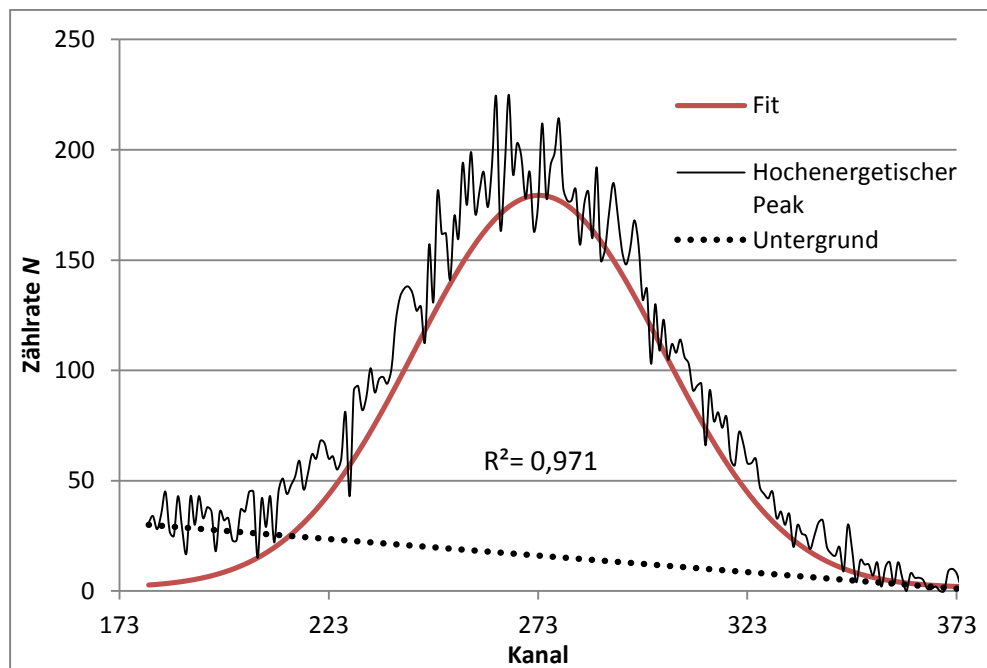
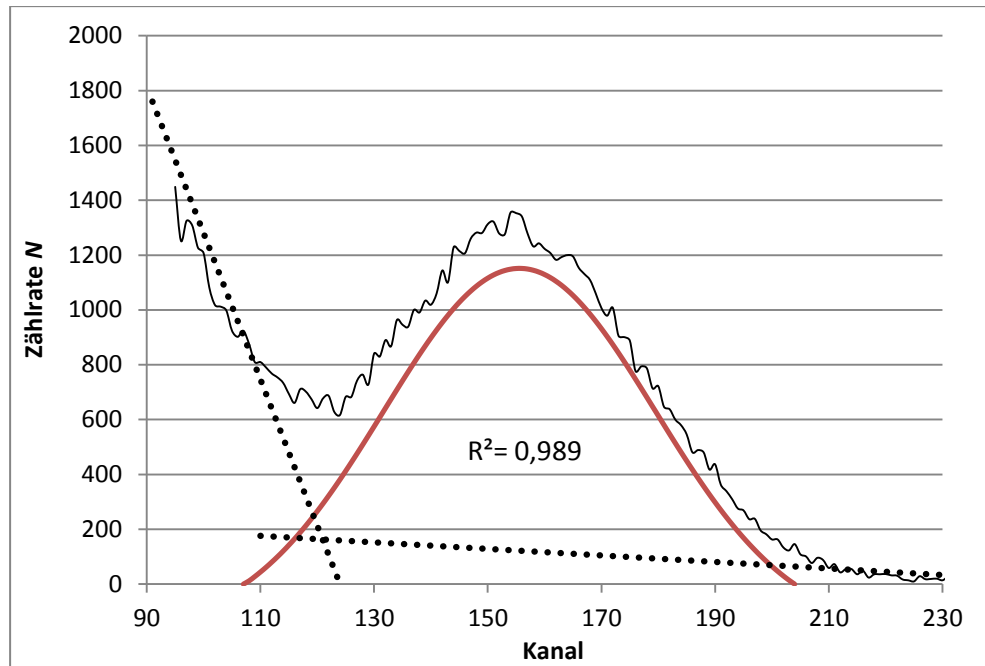
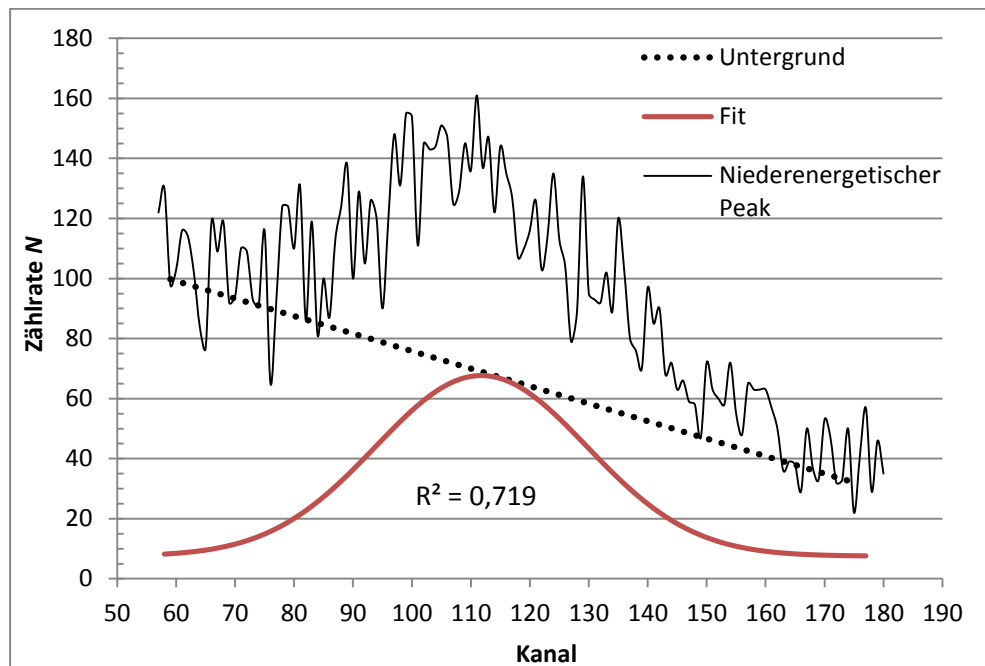


Abbildung 45: Fit an den korrigierten, niederenergetischen Kurie-Plot, gemessen mit dem alten Aufbau

b. Diagramme des neuen Versuchsaufbaus

Abbildung 46: Niederenergetischer Peak von ^{207}Bi der ersten EichmessungAbbildung 47: Hochenergetischer Peak von ^{207}Bi der ersten Eichmessung

Abbildung 48: Konversionspeak von ^{137}Cs der ersten EichmessungAbbildung 49: Niederenergetischer Peak von ^{207}Bi der zweiten Eichmessung

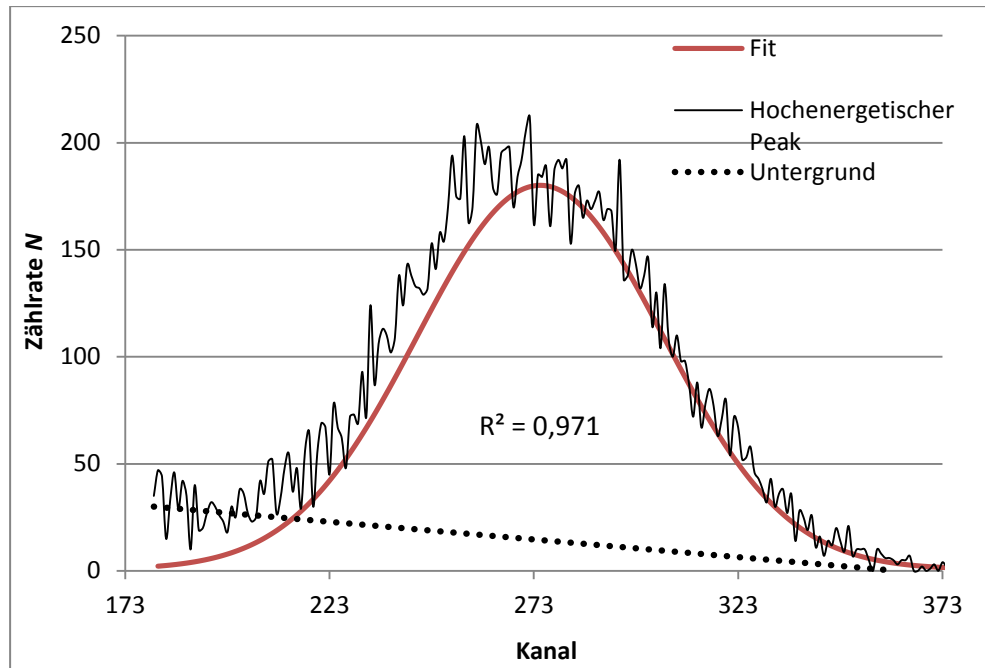
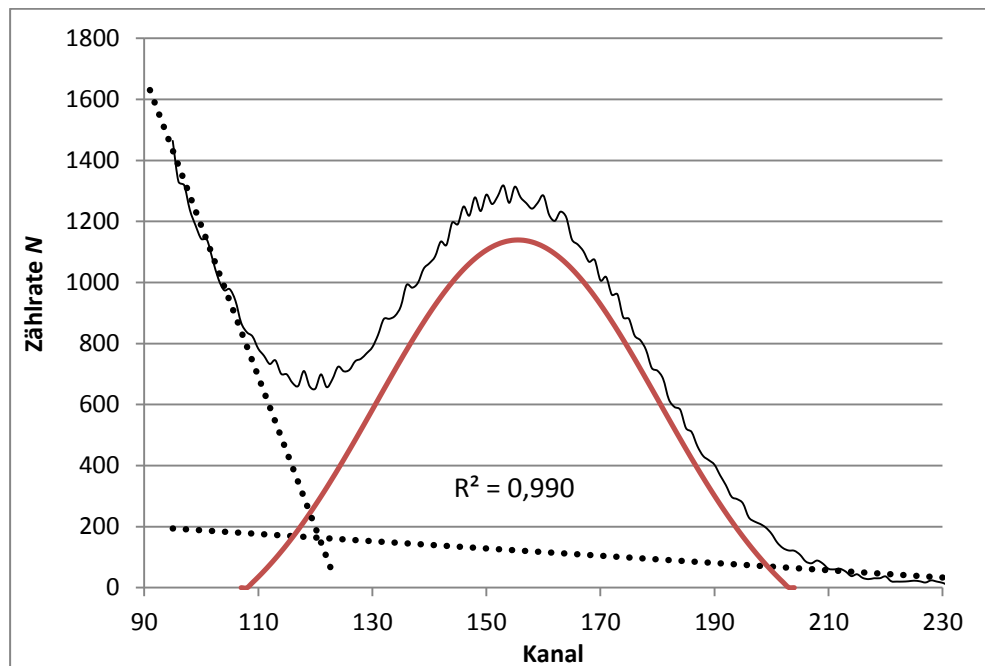
Abbildung 50: Hochenergetischer Peak von ^{207}Bi der zweiten EichmessungAbbildung 51: Konversionspeak ^{137}Cs der zweiten Eichmessung

Tabelle 12: Kanallagen der gefitteten Peaks und zugehörige Energien

	Kanalnr. Peak	Fehler	E [keV]	Fehler [keV]
Eichung 1				
Bi Peak 1	113,93	± 0,90	481,70	± 0,02
Bi Peak 2	273,20	± 0,35	975,66	± 0,02
Cs	154,59	± 0,17	624,22	± 0,01
Eichung 2				
Bi Peak 1	111,76	± 1,01	481,70	± 0,02
Bi Peak 2	273,57	± 0,36	975,66	± 0,02
Cs	154,54	± 0,16	624,22	± 0,01

Die Kanallagen der jeweiligen Peaks wurden gemittelt und für die Bestimmung der Eichgerade verwendet.

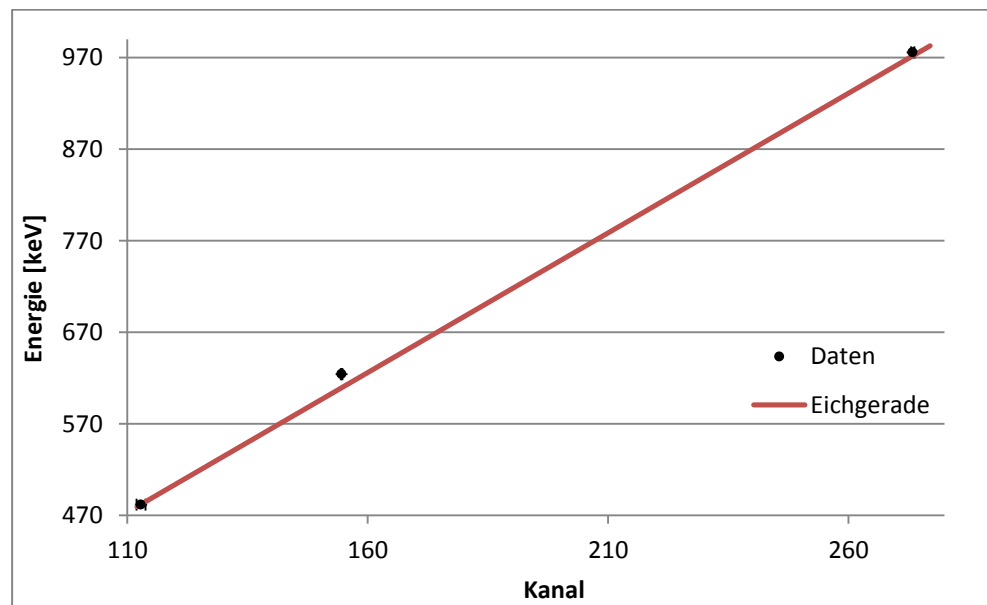


Abbildung 52: Eichgerade für die Messungen mit dem neuen Aufbau

Die erhaltene Eichgerade lautet:

$$E(K) = 3,05 \cdot K + 143,93 \text{ [keV]}$$

Mit den Werten und Fehlern für die Steigung und den y-Achsenabschnitt:

	m	b
	3,05	143,93
Fehler	± 0,09	± 1,83

Der Fehler der Energie wird ebenfalls über die Varianz bestimmt: $\Delta E = \pm 8,23 \text{ keV}$

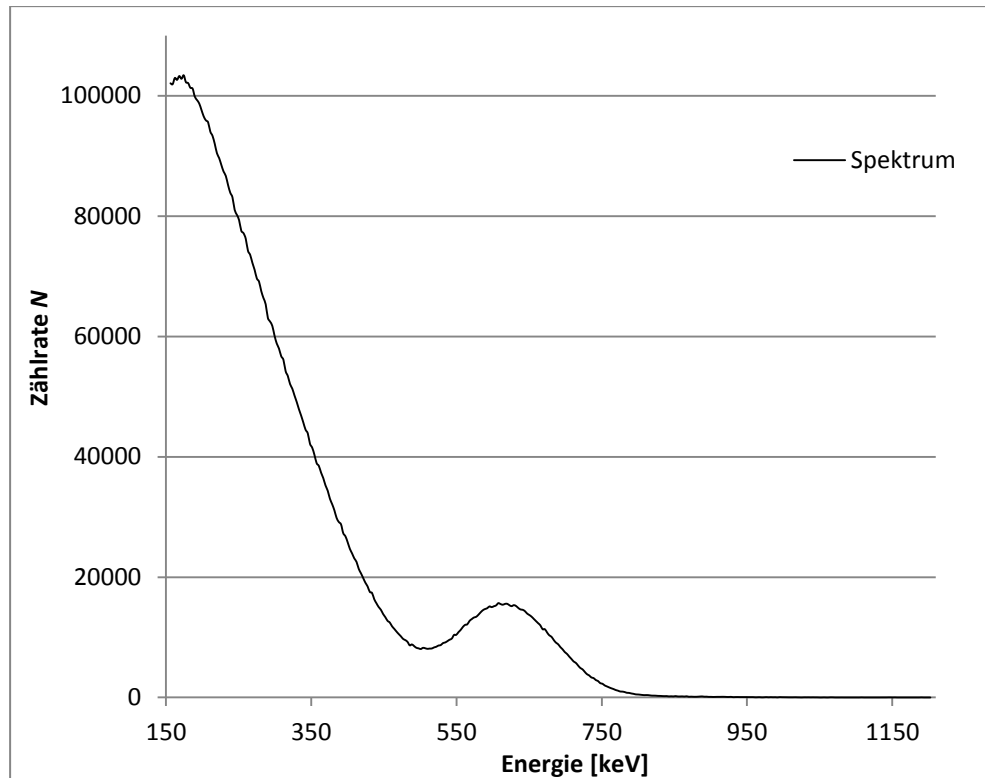


Abbildung 53: Geeichtes β -Spektrum des ^{137}Cs mit dem neuen Aufbau gemessen

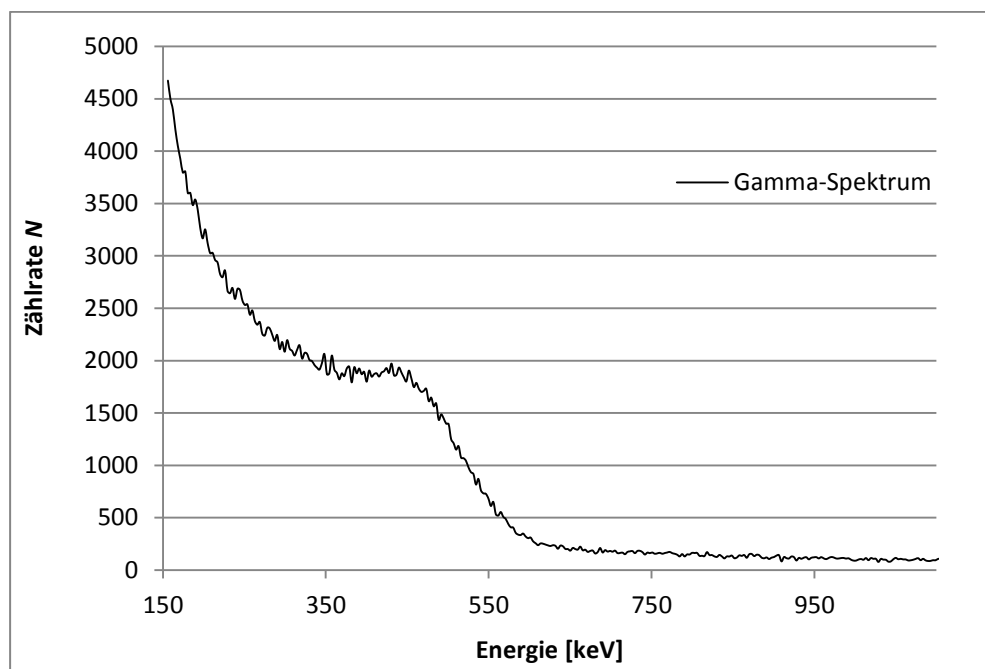
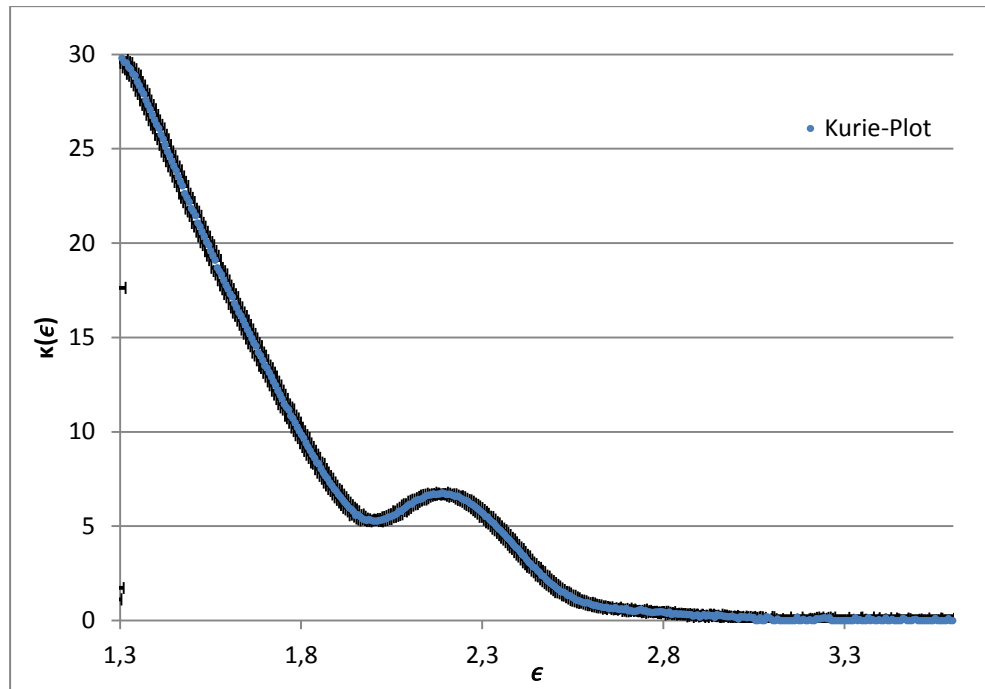


Abbildung 54: γ -Spektrum von ^{137}Cs mit dem neuen Aufbau gemessen

Abbildung 55: Kurie-Plot des ^{137}Cs -Spektrums

Der Schnittpunkt mit der Abszisse ϵ_0 und die Steigung C betragen:

$$C = -1,23 \pm 0,03 \quad \epsilon_0 = 3,14 \pm 0,11$$

Man erhält hier eine maximale Energie von $1095,86 \pm 54,04$ keV. Der Literaturwert beträgt 1176 keV [10] und liegt somit etwa 26 keV außerhalb der Fehlergrenze.

Für den niederenergetischen Zerfall wurde auch hier zunächst das theoretische Spektrum für den hochenergetischen Zerfall berechnet, um dieses vom Kurie-Plot abzuziehen und so den Kurie-Plot für den rein niederenergetischen Zerfall zu erhalten.

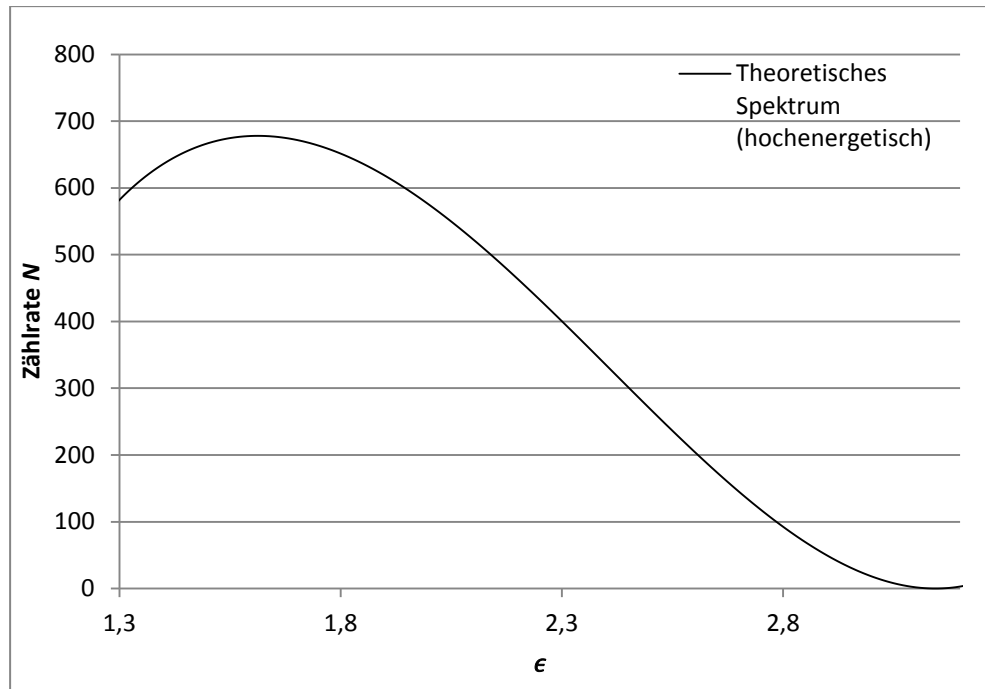


Abbildung 56: Theoretisches Spektrum für den hochenergetischen Zerfall

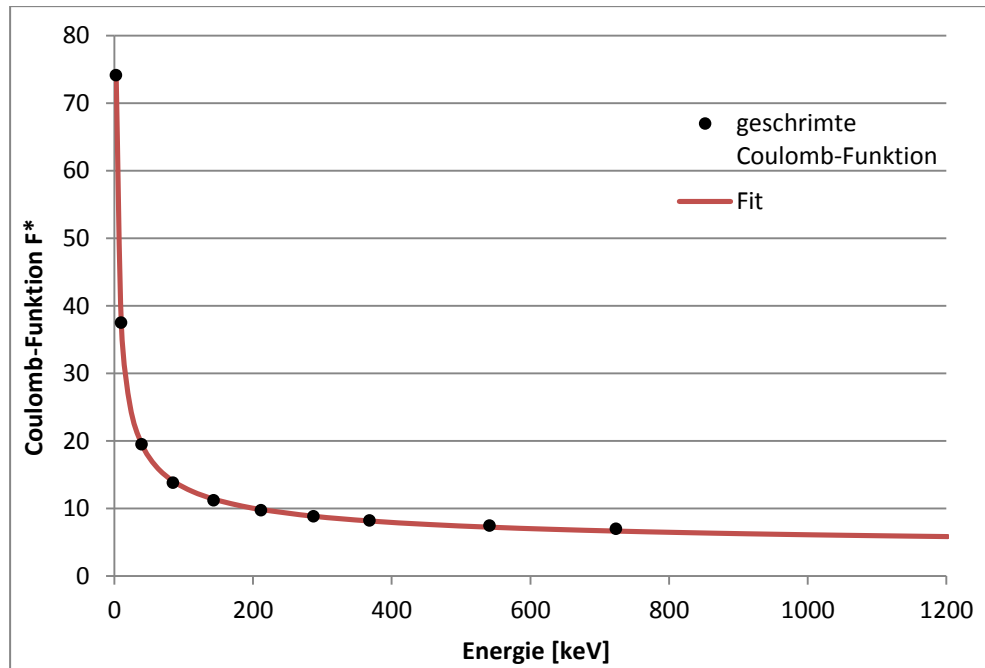
c. Verwendete Coulomb-Funktion

Tabelle 13: Coulomb-Funktion für Z=56, aus [13]

P_e [m_0c^2]	E [keV]	F (Z=56)	P_e [m_0c^2]	E [keV]	F (Z=56)
0,1	2,54863884	76,2960	4	1595,9036	5,9808
0,2	10,1197729	38,5340	4,5	1844,5897	5,8091
0,3	22,499615	26,1060	5	2094,59454	5,6615
0,4	39,3637599	20,0110	5,5	2345,57187	5,5318
0,5	60,3152405	16,4510	6	2597,28615	5,4159
0,6	84,9231038	14,1580	6,5	2849,57178	5,3111
0,7	112,754753	12,5820	7	3102,30908	5,2151
0,8	143,398993	11,4460	7,5	3355,40949	5,1266
0,9	176,479815	10,5960	8	3608,80607	5,0443
1	211,662682	9,9408	9	4116,29309	4,8952
1,2	287,206909	9,0025	10	4624,47665	4,7623
1,4	368,156863	8,3663	11	5133,16861	4,6424
1,6	453,151912	7,9067	12	5642,24288	4,5327
1,8	541,212254	7,5576	13	6151,61183	4,4317
2	631,629399	7,2818	14	6661,21268	4,3379
2,2	723,885766	7,0569	16	7680,93692	4,1681
2,4	817,598269	6,8687	18	8701,16508	4,0173
2,6	912,47935	6,7077	20	9721,74644	3,8814
2,8	1008,31009	6,5676	25	12274,1899	3,5910
3	1104,92154	6,4439	30	14827,4829	3,3516
3,2	1202,18164	6,3332	35	17381,2617	3,1489
3,4	1299,98586	6,2333	40	19935,3443	2,9740
3,6	1398,2506	6,1421	45	22489,6295	2,8213
3,8	1496,90824	6,0583	50	25044,0565	2,6865

Tabelle 14: Verhältnisse der geschirmten zur ungeschirmten Coulombfunktion und berechnete Werte für F^* , aus [13]

P_e [m_0c^2]	E [keV]	F^*/F	F^* (Z=56)
0,1	2,55	0,9717	74,14
0,2	10,12	0,9722	37,46
0,4	39,36	0,9732	19,47
0,6	84,92	0,9741	13,79
0,8	143,40	0,9758	11,17
1	211,66	0,9778	9,72
1,2	287,21	0,9798	8,82
1,4	368,16	0,9816	8,21
1,8	541,21	0,9846	7,44
2,2	723,89	0,9869	6,96



An die Daten wurde eine Funktion der Form

$$F^* = a_1 \cdot E^{a_2} + a_3$$

angefittet, um die geschirmte Coulomb-Funktion für den relevanten Energiebereich extrapolieren zu können. Die erhaltenen Fitkonstanten sind:

a_1	a_2	a_3
$117,31 \pm 0,69$	$-0,54 \pm 0,01$	$3,26 \pm 0,24$

Der Fehler der gefitteten Werte für F^* wurde über die Varianz der Literaturwerte zu den berechneten Werten bestimmt:

$$\Delta F^* = \sqrt{\frac{1}{n-2} \cdot \sum_{i=1}^n (F_i^{*Lit} - (117,31 \cdot E^{-0,54} + 3,26))^2}$$

$$\Delta F^* = 0,23$$

d. Verwendete Fehlerformeln

Sonstige Fehlerformeln, die in der Arbeit bisher nicht erwähnt wurden.

Allgemeiner Fehler der Zählraten:

$$\Delta N = \sqrt{N}$$

Fehler der Funktionswerte beim Kurie-Plot. Die Fehler der geschirmten Coulomb-Funktion ΔF^* und der Energie $\Delta \epsilon$ wurden wie bereits erläutert über die Varianz der berechneten zu den Literaturwerten bestimmt.

$$\Delta \kappa(\epsilon) = \sqrt{\left(\frac{\partial \kappa}{\partial N} \cdot \Delta N\right)^2 + \left(\frac{\partial \kappa}{\partial F^*} \cdot \Delta F^*\right)^2 + \left(\frac{\partial \kappa}{\partial \epsilon} \cdot \Delta \epsilon\right)^2}$$

Der Fehler der Zerfallsenergie, welche über den Schnittpunkt mit der Abszisse beim Kurie-Plot gewonnen wurde, berechnet sich nach folgender Gleichung:

$$\Delta E = \Delta \epsilon \cdot m_e c^2 = \left(\sqrt{\left(\frac{\Delta b}{m}\right)^2 + \left(\frac{b}{m^2} \cdot \Delta m\right)^2} \right) \cdot m_e c^2$$

Hier ist m die Steigung und b der Ordinatenabschnitt der gefitteten Geraden.

B. ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1: Anteile der einzelnen Terme der Bethe-Weizsäcker-Formel zur effektiven Bindungsenergie pro Nukleon	7
Abbildung 2: (a) links, die Zerfallssparabel für ug-oder gu-Kerne; (b) rechts, die doppelte Zerfallssparabel für gg- und uu-Kerne	8
Abbildung 3: Lage der stabilen Nuklide im Z,N-Diagramm.....	10
Abbildung 4: Kontinuierliches Spektrum des β^- -Zerfalls von ^{64}Cu	11
Abbildung 5: Zerfallsschema des ^{137}Cs in ^{137}Ba	13
Abbildung 6: Zerfallsschema des ^{207}Bi in ^{207}Pb	14
Abbildung 7: Theoretisch berechnetes Spektrum der Elektronenenergie	23
Abbildung 8: Gemessene Spektren der möglichen Zerfälle von ^{64}Cu	24
Abbildung 9: Kurie Plot des Elektronenspektrums von ^{66}Ga	26
Abbildung 10: Zerfalls-Diagramm des β^- -Zerfalls.....	28
Abbildung 11: Ein magnetisches β -Spektrometer der Firma <i>Phywe</i>	31
Abbildung 12: Aufbau zur β -Spektroskopie mit einem Si-Detektor der Firma <i>ORTEC</i>	32
Abbildung 13: Schematischer Aufbau eines Szintillationsdetektors	33
Abbildung 14: Impulshöhenanalyse und Einordnung der Ereignisse ins Spektrum	38
Abbildung 15: Struktur von para-Terphenyl.....	40
Abbildung 16: (E,E)-1,4-Diphenylbuta-1,3-dien.....	40
Abbildung 17: Anschlussschema alter Aufbau	42
Abbildung 18: Alter Versuchsaufbau im Praktikumsraum	43
Abbildung 19: Datenaufnahme des alten Versuches	44
Abbildung 20: Anschlussschema des Versuchsaufbaus.....	46
Abbildung 21: Konversionspeaks der Spektren der Messreihe und des alten Aufbaus.....	48
Abbildung 22: Bildschirmansicht des eingerichteten Messcomputers mit den Messprogrammen	50
Abbildung 23: Vergleich der geeichten β -Spektren beider Aufbauten	52
Abbildung 24: Konversionspeak des ^{137}Cs -Spektrums gemessen mit dem alten Aufbau	53
Abbildung 25: Konversionspeak des ^{137}Cs -Spektrums gemessen mit dem neuen Aufbau	53
Abbildung 26: Compton-Kante des γ -Spektrums mit dem neuen Aufbau gemessen	54
Abbildung 27: Beispiel für eine angefittete Gerade an den Bereich des hochenergetischen Zerfalls für Daten des alten Aufbaus	55
Abbildung 28: Fit an den hochenergetischen Teil des Kurie-Plots für Daten des aktualisierten Aufbaus.....	56
Abbildung 29: Fit an den korrigierten niederenergetischen Kurie-Plot, aus Daten gemessen mit dem alten Aufbau.....	57
Abbildung 30: Angefittete Gerade an den Bereich des korrigierten, niederenergetischen Zerfalls für Daten des neuen Aufbaus	57

Abbildung 31: Zählraten einzelner Kanäle der Konversionspeaks und deren relative Energielage	58
Abbildung 32: Konstruktionsplan des Gehäuses für den Versuch.....	64
Abbildung 33: 3D-Modell des späteren Versuchsaufbaus.....	64
Abbildung 34: Erste Eichmessung von ^{207}Bi mit angefitteten Peaks und angedeuteter Untergrundlinie	71
Abbildung 35: Spektrum aus Abbildung 34 mit abgezogenem Untergrund und angefitteten Peaks	72
Abbildung 36: Ausschnitt der ersten Eichmessung von ^{137}Cs mit angefittetem Konversionspeak und angedeuteten Untergrundlinien	72
Abbildung 37: Zweite Eichmessung von ^{207}Bi mit angefitteten Peaks und angedeuteter Untergrundlinie	73
Abbildung 38: Ausschnitt der zweiten Eichmessung von ^{137}Cs mit angefittetem Konversionspeak und angedeuteten Untergrundlinien	73
Abbildung 39: Eichgerade für die Messungen mit dem alten Aufbau.....	74
Abbildung 40: Geeichtes β -Spektrum des ^{137}Cs mit dem alten Aufbau gemessen	75
Abbildung 41: γ -Spektrum von ^{137}Cs mit dem alten Aufbau gemessen	76
Abbildung 42: Compton-Kante des γ -Spektrums, mit dem alten Aufbau gemessen	76
Abbildung 43: Kurie-Plot des ^{137}Cs -Spektrums	77
Abbildung 44: Theoretisches Spektrum für den hochenergetischen Zerfall.....	78
Abbildung 45: Fit an den korrigierten, niederenergetischen Kurie-Plot, gemessen mit dem alten Aufbau	78
Abbildung 46: Niederenergetischer Peak von ^{207}Bi der ersten Eichmessung.....	79
Abbildung 47: Hochenergetischer Peak von ^{207}Bi der ersten Eichmessung	79
Abbildung 48: Konversionspeak von ^{137}Cs der ersten Eichmessung	80
Abbildung 49: Niederenergetischer Peak von ^{207}Bi der zweiten Eichmessung	80
Abbildung 50: Hochenergetischer Peak von ^{207}Bi der zweiten Eichmessung.....	81
Abbildung 51: Konversionspeak ^{137}Cs der zweiten Eichmessung	81
Abbildung 52: Eichgerade für die Messungen mit dem neuen Aufbau.....	82
Abbildung 53: Geeichtes β -Spektrum des ^{137}Cs mit dem neuen Aufbau gemessen	83
Abbildung 54: γ -Spektrum von ^{137}Cs mit dem neuen Aufbau gemessen	83
Abbildung 55: Kurie-Plot des ^{137}Cs -Spektrums	84
Abbildung 56: Theoretisches Spektrum für den hochenergetischen Zerfall.....	85

C. TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 1: Gemittelte Werte der jeweiligen Proportionalitätskonstanten.....	8
Tabelle 2: Beobachtete Zerfallsarten, Intensitäten und Energien beim Zerfall von ^{207}Bi	14
Tabelle 3: Multipolübergänge	17
Tabelle 4: Übergangszeiten der Multipolübergänge in Abhängigkeit der Energie angegeben in Sekunden	17
Tabelle 5: Eigenschaften der Quarks	27
Tabelle 6: Ausgewählte Eigenschaften von Anthrazen und p-Terphenyl im Vergleich	41
Tabelle 7: Übersicht über die durchgeführten Messungen der Messreihe.....	47
Tabelle 8: Vergleich der Messungen zwischen altem und aktualisiertem Aufbau	51
Tabelle 9: Vergleich der ermittelten Zerfallsenergien.....	58
Tabelle 10: Gegenüberstellung der notwendigen Messungen beim alten und beim geplanten Aufbau	66
Tabelle 11: Kanallagen der gefitteten Peaks und zugehörige Energien	74
Tabelle 12: Kanallagen der gefitteten Peaks und zugehörige Energien	82
Tabelle 13: Coulomb-Funktion für $Z=56$	86
Tabelle 14: Verhältnisse der geschirmten zur ungeschirmten Coulombfunktion und berechnete Werte für F^*	86

D. ERKLÄRUNG

Ich versichere, dass ich die schriftliche Hausarbeit - einschließlich beigefügter Zeichnungen, Kartenskizzen und Darstellungen - selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Alle Stellen der Arbeit, die dem Wortlaut oder dem Sinne nach anderen Werken entnommen sind, habe ich in jedem Fall unter Angabe der Quelle deutlich als Entlehnung kenntlich gemacht.

Köln, 02. Dezember 2013

Tobias Weiher