

# Fortgeschrittenenpraktikum

## $\beta$ -Spektroskopie Verbessertes Protokoll

Gruppe 10

Matthias Ernst, Juliane Raasch

Betreuer: Markus Hötzel

15.11.2010

### Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>2</b>
1.1	$\beta$ -Zerfall . . . . .	2
1.1.1	$\beta^+$ -Zerfall . . . . .	2
1.1.2	$\beta^-$ -Zerfall . . . . .	2
1.1.3	Elektroneneinfang . . . . .	2
1.1.4	Innere Konversion . . . . .	2
1.2	$\beta$ -Spektrum . . . . .	3
1.3	Kurie-Plot . . . . .	3
1.4	Zerfall von $^{137}\text{Cs}$ . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Versuchsaufbau</b>	<b>5</b>
<b>3</b>	<b>Versuchsdurchführung</b>	<b>5</b>
<b>4</b>	<b>Systematik</b>	<b>6</b>
<b>5</b>	<b>Auswertung</b>	<b>6</b>
5.1	Bestimmung der Übergangsenergie . . . . .	9
5.2	Innere Konversion von $^{137}\text{Ba}$ und Multipolordnungen der Übergänge . . . . .	10
5.2.1	Konversionskoeffizienten . . . . .	10
5.2.2	Multipolmomente der Übergänge . . . . .	11
5.3	Zusammenfassung . . . . .	12

# 1 Theoretische Grundlagen

## 1.1 $\beta$ -Zerfall

Beim  $\beta$ -Zerfall eines Kerns bleibt die Massenzahl  $A$  konstant während sich die Kernladungszahl  $Z$  ändert. Man unterscheidet den  $\beta^+$ - und den  $\beta^-$ -Zerfall.

### 1.1.1 $\beta^+$ -Zerfall

Der Zerfallsprozess wird durch die folgende Zerfallsgleichung beschrieben:



Da ein Proton sich in ein Neutron umwandelt, sieht man leicht, dass die Kernladungszahl  $Z$  sich um 1 verkleinert.

Dieser Zerfallsprozess ist nur dann möglich, wenn die Masse des Mutterkerns größer ist als die des Tochterkerns und der Masse eines Positrons zusammen. Dabei ist die Masse des Positrons gleich der eines Elektrons ( $m_0$ ). Dies gilt unter der Annahme, dass die Masse des Neutrinos  $m_\nu \approx 0$  ist.

### 1.1.2 $\beta^-$ -Zerfall

Beim  $\beta^-$ -Zerfall wandelt sich ein Neutron in ein Proton um, so dass die Kernladungszahl um 1 steigt.



Hier muss die Masse des Mutterkerns größer sein als die des Tochterkerns und einer Elektronenmasse  $m_0$ .

### 1.1.3 Elektroneneinfang

Hüllenelektronen haben eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Kern. Wenn die Masse des Mutterkerns und eines Elektrons größer ist als die des Tochterkerns, dann kann es zur Umwandlung eines Elektrons und eines Protons in ein Neutron und ein Elektron-Neutrino kommen:



Man sagt, dass der Kern das Elektron eingefangen hat.

### 1.1.4 Innere Konversion

Häufig befindet sich der Tochterkern nach dem  $\beta$ -Zerfall in einem angeregten Zustand. Beim Übergang in den Grundzustand wird die überschüssige Energie in Form eines  $\gamma$ -Quants frei. Dieses kann dann wiederum ein Elektron aus der Schale schlagen, welches dann die Differenz aus Anregungsenergie und Ionisierungsenergie der betreffenden Schale als kinetische Energie hat. Dieser Vorgang wird innere Konversion genannt.

Der Konversionskoeffizient  $\alpha$  gibt an, wie wahrscheinlich eine innere Konversion ist. Er ist der Quotient aus der Wahrscheinlichkeit  $\lambda_e$ , dass eine innere Konversion statt findet, und der Wahrscheinlichkeit  $\lambda_\gamma$  dafür, dass ein  $\gamma$ -Quant ausgesendet wird.

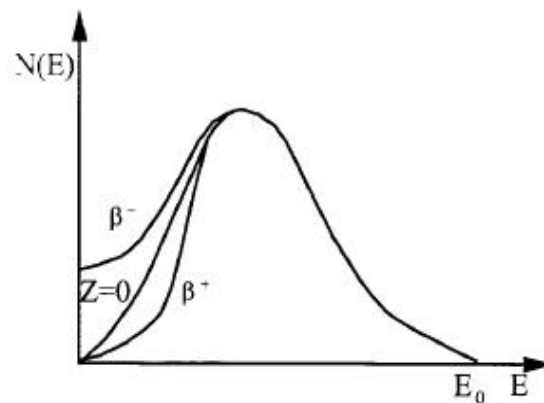


Abbildung 1 – Energiespektrum des  $\beta$ -Zerfalls (Quelle: blaues Buch)

$$\alpha = \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} = \frac{N_e}{N_\gamma} \quad (4)$$

$\alpha$  kann ausgehend von der obigen Definition auch als Quotient aus der Anzahl der inneren Konversionen und der Anzahl der ausgesandten Photonen geschrieben werden.

Wenn man nur die Häufigkeiten der inneren Konversion für die einzelnen Schalen betrachtet, dann kann man analog  $\alpha_K, \alpha_L, \dots$  definieren und es ist:

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \dots \quad (5)$$

## 1.2 $\beta$ -Spektrum

Um die beschriebenen Zerfälle nachzuweisen, betrachtet man das Energie-Spektrum der ausgesandten Elektronen und Positronen. Die beim  $\beta^+$ -Zerfall ausgesandten Positronen bzw. die Elektronen aus dem  $\beta^-$ -Zerfall verursachen ein kontinuierliches Spektrum, da sich die frei werdende Energie zwischen Elektron (Positron) und Antineutrino (Neutrino) aufteilt.

Durch die innere Konversion entstehen außerdem diskrete Linien im Spektrum.

Aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung werden Positronen vom Kern abgestoßen und Elektronen angezogen. Dies führt zu einer geringfügigen Verschiebung der Spektren für Positronen und Elektronen. So ist es zum Beispiel nicht möglich, Positronen, die keinen Impuls haben, zu finden. Man kann dies in der Abbildung gut erkennen.

Wenn man für den kontinuierlichen Verlauf des Spektrums annimmt, dass die Masse der Neutrinos und der Rückstoß des Tochterkerns vernachlässigt werden können, ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$N(p)dp = K \cdot p^2 \cdot (E_0 - E)^2 |H_{fi}|^2 \cdot F(E, Z) \quad (6)$$

Dabei ist  $N(p)$  die Zählrate, also die Anzahl der detektierten Ereignisse.  $K = const.$  ist ein konstanter Faktor,  $p$  der Elektronenimpuls,  $E_0$  die beim Zerfall frei werdende Energie,  $|H_{fi}|$  das Übergangsmatrixelement und  $F(E, Z)$  die Fermi-Funktion.

## 1.3 Kurie-Plot

Aus dem gemessenen kontinuierlichen Spektrum des  $\beta$ -Zerfalls lässt sich nur schwer die maximale Energie  $E_0$  der Elektronen bzw. der Positronen bestimmen. Dies entspricht dem Fall, dass die gesamte

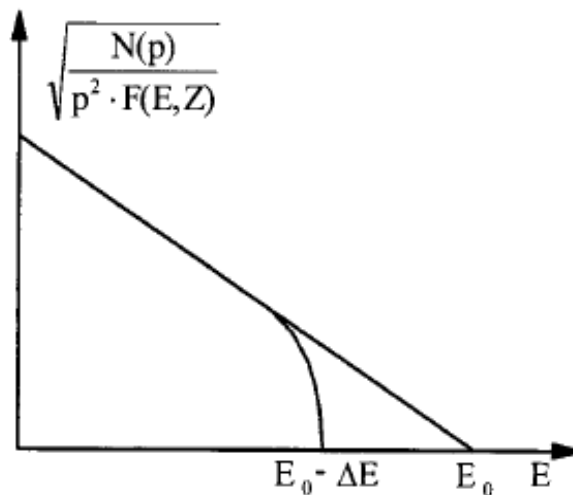


Abbildung 2 – Kurie-Plot (Quelle: blaues Buch)

beim Zerfall frei werdende Energie auf das Elektron übertragen wird.

Durch Umstellen der im vorangegangenen Abschnitt erwähnten Formel für die Zählrate erhält man die Gleichung des sogenannten Kurie-Plots:

$$\sqrt{\frac{N(p)}{p^2 F(E, Z)}} = C \cdot (E_0 - E) |H_{fi}| \quad (7)$$

Die linke Seite der Gleichung wird also über der kinetischen Energie  $E$  der Elektronen aufgetragen. Es ergibt sich ein linearer Verlauf, den man folglich gut extrapolieren kann. Aus dem Schnittpunkt des Graphen mit der Abszisse kann die Energie  $E_0$  des Massendefekts bestimmt werden. Hierbei wurde jedoch nicht berücksichtigt, dass auch das Neutrino eine - wenn auch sehr kleine - Masse besitzt. Deswegen kommt es zu einer geringfügigen Abweichung  $\Delta E$  von der Geraden.

Man kann schließlich auch noch den reduzierten Impuls  $\eta$  und die reduzierte Energie  $\epsilon$  einführen:

$$\eta = \frac{p}{m_0 c} \quad (8)$$

$$\epsilon = \frac{E + m_0 c^2}{m_0 c^2} \quad (9)$$

$$\epsilon_0 = \frac{E_0 + m_0 c^2}{m_0 c^2} \quad (10)$$

Dann ergibt sich die Gleichung des Kurie-Plots zu:

$$\sqrt{\frac{N(\eta)}{\eta \cdot \epsilon G(\eta, Z)}} = C \cdot (\epsilon_0 - \epsilon) \quad (11)$$

und man erhält den Massendefekt in Einheiten der Ruhemasse des Elektrons. Dabei ist  $G(\eta, Z)$  die reduzierte Fermi-Funktion:

$$G(\eta, Z) = \frac{\eta}{\epsilon} \cdot F(E, Z) \quad (12)$$

## 1.4 Zerfall von $^{137}\text{Cs}$

Das Cäsium-Isotop  $^{137}\text{Cs}$  wandelt sich über einen  $\beta^-$ -Zerfall zu  $^{137}\text{Ba}$  (Barium) mit derselben Massenzahl um. Die Wahrscheinlichkeit, dass das Barium-Atom dann direkt im Grundzustand vorliegt, beträgt 6,5%. In den übrigen Fällen ist der Tochterkern angeregt. Der Kern geht dann unter Aussendung von  $\gamma$ -Strahlung in einen stabilen Zustand über. Dabei kann es zur inneren Konversion kommen.

## 2 Versuchsaufbau

Die Cäsium-Probe wird in einem magnetischen Spektrometer angebracht. Durch ein veränderliches Magnetfeld werden die Elektronen des zu beobachtenden radioaktiven Zerfalls auf eine Kreisbahn gelenkt. Mit der Lorentz- und der Radialkraft gilt hier:

$$e \cdot v \cdot B = m \cdot \frac{v^2}{r} \Rightarrow p = e \cdot B \cdot r \quad (13)$$

Somit kann durch Verändern des Magnetfeldes - dieses wird mithilfe eines Stromes gesteuert - bei gleichbleibendem Radius ( $r = r_0$ ) der Impuls der detektierten Teilchen festgelegt werden. Der Impuls hängt dann über die aus der Relativistik bekannte Energie-Impuls-Beziehung direkt mit der Energie der Teilchen zusammen:

$$p^2 c^2 = E^2 - m_0^2 c^4 \quad (14)$$

Das im Versuch verwendete  $\pi \cdot \sqrt{2}$ -Spektrometer arbeitet mit einem inhomogenen Magnetfeld, das auch Teilchen, die unter einem bestimmten Winkel zur Sollkreisbahn  $r_0$  von dem  $\beta$ -Strahler emittiert werden, fokussieren kann.

Die im Versuch von der  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle erzeugten Elektronen treffen schließlich auf einen Schlitz, der sich am Ort  $r_0$  befindet und hinter dem ein Zählrohr angebracht ist. Dort werden die auftreffenden Elektronen gezählt.

Das Signal vom Zählrohr wird elektronisch verarbeitet und auf einen Zähler gegeben, so dass man dann direkt die Anzahl der Ereignisse ablesen kann.

Außerdem muss das Spektrometer während des Versuches evakuiert sein. Deswegen ist zusätzlich eine Vakuumpumpe vorhanden. Mit steigenden Strömen erhitzt sich das Spektrometer, so dass gegen Ende des Versuches auch eine Kühlung notwendig wird.

## 3 Versuchsdurchführung

Zu Beginn des Versuches wurde das Spektrometer evakuiert ( $p \approx 0,8 \text{ torr}$ ). Dann wurde eine Untergrundmessung durchgeführt, dazu bestimmten wir 10 Mal die Anzahl der Ereignisse für  $t_{\text{zähl}} = 60 \text{ s}$ . Diese Zählzeit wurde während des gesamten Versuches beibehalten.

Anschließend wurde vom Betreuer die radioaktive Quelle eingesetzt. Deren kontinuierliches Energiespektrum wurde durch Hochregeln des Stromes in 0,2A-Schritten vermessen. Dabei wurde der Strom als sein Spannungsäquivalent über einem  $10 \text{ m}\Omega$ -Widerstand gemessen. Zwischen  $I = 8 \text{ A}$  und  $9 \text{ A}$  wurde der Strom in 0,02A-Schritten hochgeregelt, um die Peaks der inneren Konversion möglichst genau zu detektieren. Eigentlich sollte während des Versuches der Strom ausschließlich hoch- und nie heruntergeregelt werden, um Hystereseeffekte zu vermeiden. Allerdings mussten wir gegen Ende der Vermessung den Feinregler zurück stellen. Dabei sank der Strom kurzzeitig ab.

Bis zum Ende des Versuches sank der Druck auf  $p \approx 5 \text{ torr}$  ab.

## 4 Systematik

In der numerischen Auswertung werden systematische Fehler nicht berücksichtigt, da es sich sehr schwer gestaltet, diese zu quantisieren. Jedoch soll vorab auf einige mögliche Fehlerquellen hingewiesen werden.

Wie bereits im vorangegangenen Kapitel erwähnt, war der Druck während des gesamten Versuches streng genommen nicht konstant. Desweiteren konnte wegen der endlichen Breite des Auftreffschlitzes vor dem Geiger-Müller-Zählrohr der Impuls nicht unendlich scharf aufgelöst werden, so dass wir letztlich nie Teilchen einer exakten Energie sondern eines mehr oder weniger kleinen Energiebereiches detektierten.

Weiterhin ist es möglich, dass Fehler in der Messung durch das Magnetfeld verursacht wurden. So könnte es zum Beispiel beim Zurückdrehen des Feinreglers zu Hystereseeffekten gekommen sein. Hinzu kommen schließlich noch durch den Experimentator bedingte Fehler, zum Beispiel beim Einstellen des Spulenstroms.

## 5 Auswertung

Abbildung 3 zeigt das im Versuch aufgenommene Spektrum der  $^{137}\text{Cs}$ -Probe. Dabei wurden die Zählraten direkt über den eingestellten Strömen aufgetragen. Man erkennt das kontinuierliche  $\beta$ -Spektrum sowie die Konversionslinien der K- und der L-Schale. Der statistische Fehler der einzelnen Messwerte ist genau so groß wie die Wurzel aus der jeweiligen Zählrate und spiegelt sich in der Höhe der Fehlerbalken wieder. Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden die Fehlerbalken in den folgenden Spektren nicht eingezeichnet.

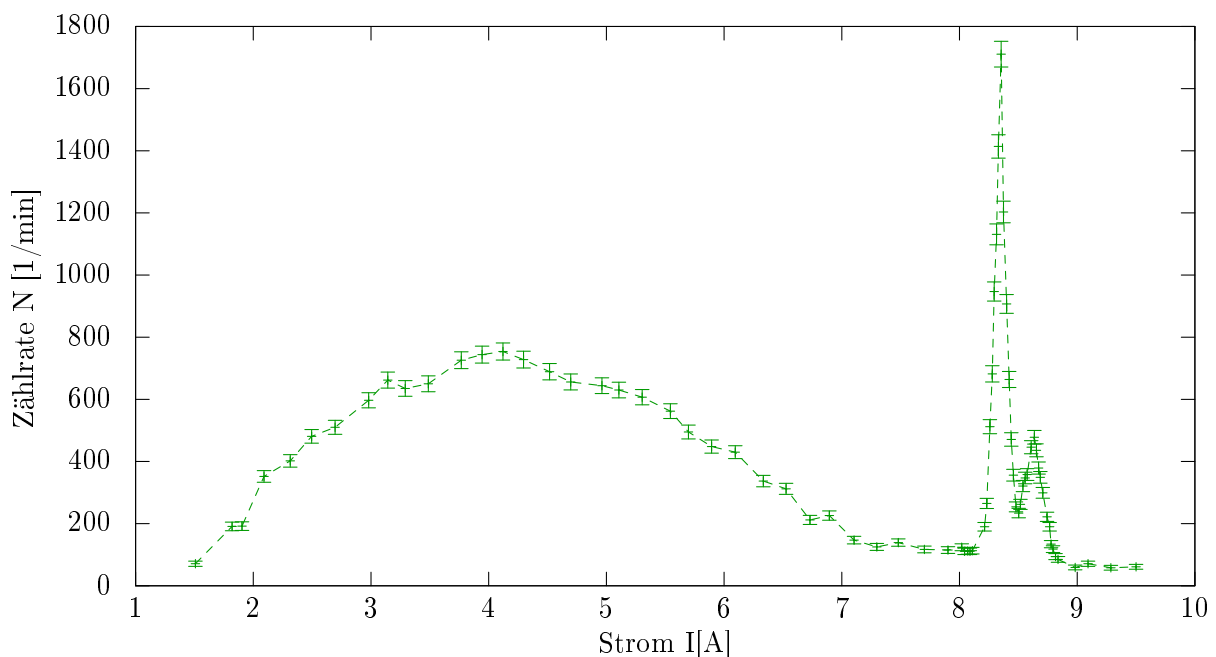


Abbildung 3 – gemessenes  $\beta$ -Spektrum

Vor der eigentlichen Vermessung des Spektrums wurde ohne Magnetfeld zehn mal eine Minute lang eine Untergrundmessung vorgenommen. Es ergab sich eine Untergrundstrahlung von:

$$N_U = 46,5 \pm 7,68 \quad (15)$$

Die gemessenen Daten werden um diesen Untergrund bereinigt. Außerdem müssen wie in den Materialien zur Versuchsvorbereitung beschrieben wegen der vereinzelt auftretenden direkten Übergänge in den Grundzustand 3,2% vom Spektrum abgezogen werden. In Abbildung 4 ist das daraus gewonnene Spektrum dargestellt. Außerdem wurde die Zählrate durch die effektive Zählrate  $N(p) = \frac{N(I)}{I}$  ersetzt.

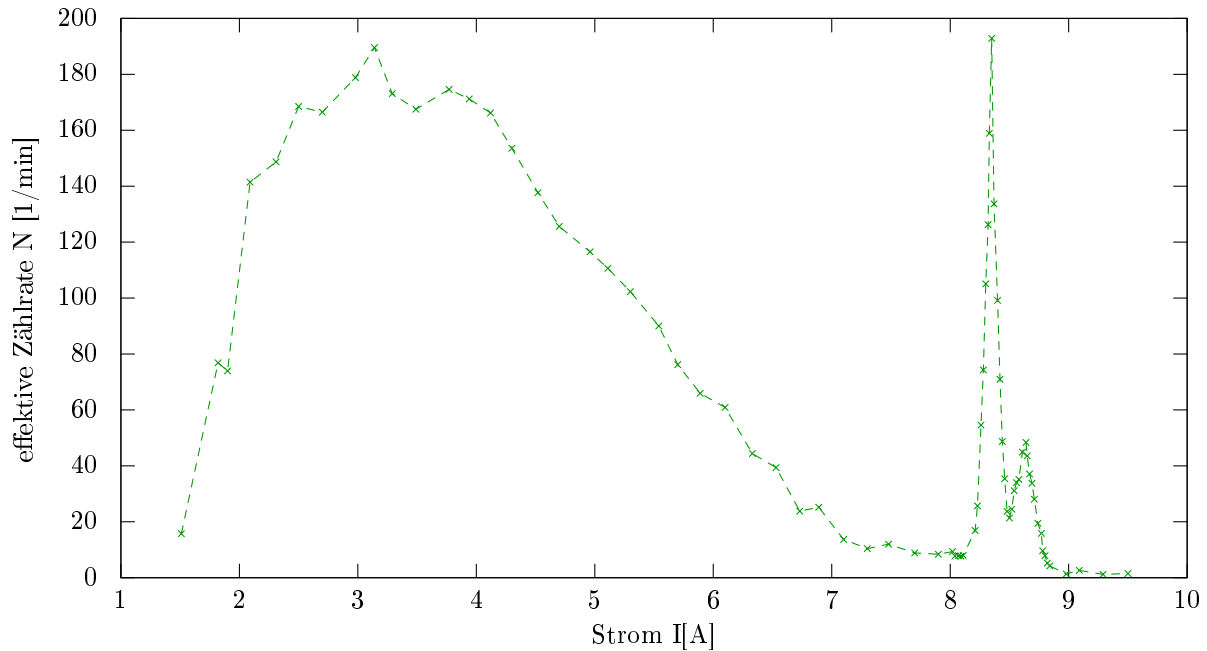


Abbildung 4 – korrigiertes  $\beta$ -Spektrum mit effektiver Zählrate  $N(p)$

Das so korrigierte Spektrum wird zur Auswertung verwendet. Dazu muss zuerst eine Eichung vorgenommen werden, da die Messreihe in Abhängigkeit vom Strom vorliegt. Für den Kurieplot muss jedoch der Zusammenhang mit dem Impuls ermittelt werden. Zur Eichung wurden der Nullpunkt und Das Maximum des Konversionspeaks der K-Linie gewählt. Die Lage des Maximums wurde mithilfe eines Lorentzfits des Konversionspeaks bestimmt (s. Abb. 5).. Wir wissen außerdem, dass die Energie der

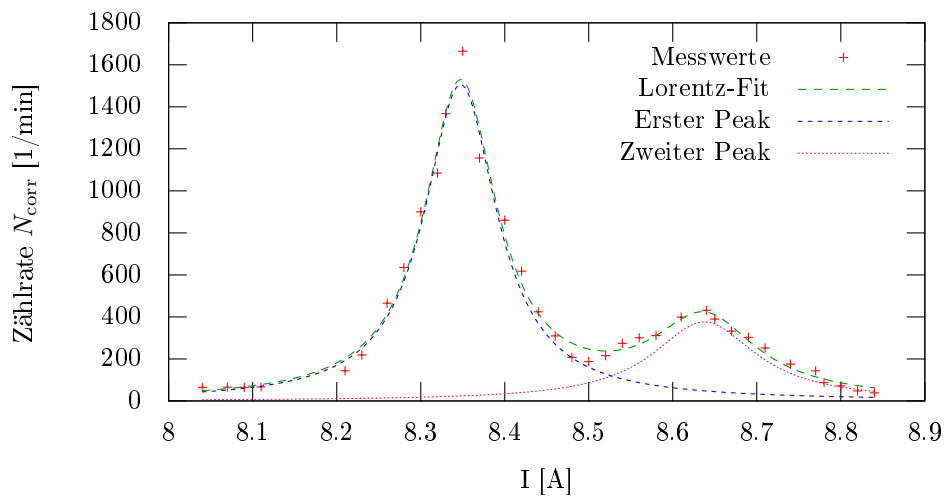


Abbildung 5 – Lorentz-Fit an beide Peaks

K-Linie  $E_K = 624,56 \text{ keV}$  beträgt.

$$I_0 = 0 \text{ A} \rightarrow p_0 = 0 \frac{\text{keV}}{c} \quad (16)$$

$$I_K = 8,347 \pm 0,001 \text{ A} \rightarrow p_K = 1014,089 \frac{\text{keV}}{c} \quad (17)$$

Indem man nun eine Gerade durch diese beiden Punkte legt, erhält man folgenden Zusammenhang zwischen Stromstärke und Impuls:

$$p(I) = (121,48 \pm 0,02) \left[ \frac{\text{keV}}{c \cdot \text{A}} \right] \cdot I \quad (18)$$

Der Fehler auf die Steigung der Eichgerade resultiert aus dem Fehler des Strommaximums, der beim Lorentzfit bestimmt wurde.

Das so geeichte und korrigierte Spektrum muss nun noch in Abhängigkeit der reduzierten Energien dargestellt werden, so dass schließlich im Kurie-Plot die Bestimmung der Zerfallsenergie vorgenommen werden kann. Dazu wird der reduzierte Impuls  $\eta$  nach folgender Formel berechnet:

$$\eta = \frac{p}{m_0 c} \quad (19)$$

Die reduzierte Energie hängt schließlich über  $\epsilon = \sqrt{\eta^2 + 1}$  mit dem reduzierten Impuls zusammen. Wir erhalten schließlich das geeichte und korrigierte Spektrum, das in Abbildung 6 zu sehen ist.

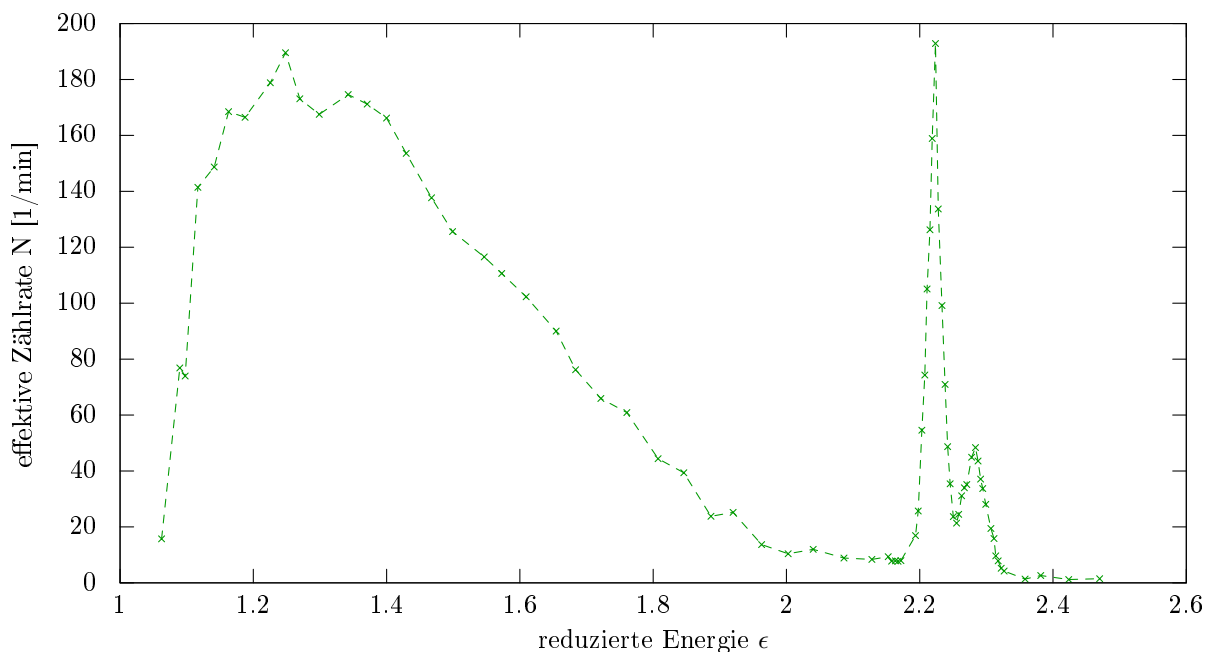


Abbildung 6 – geeichtes Spektrum



## 5.1 Bestimmung der Übergangsenergie

Für den Kurie-Plot wurde zuerst die reduzierte Fermifunktion  $G(\eta, Z)$  für  $Z = 56$  über dem reduzierten Impuls aufgetragen und im für diesen Versuch relevanten Bereich eine lineare Näherung der Kurve vorgenommen. Auch hier wurde wieder die effektive Zählrate  $N(p)$  verwendet.

Der für diesen Teil der Auswertung verwendete Bereich des gemessenen  $\beta$ -Spektrums war der kontinuierliche Bereich, der zwischen  $0A$  und  $7,30A$  angenommen wurde. Allerdings traten dabei im Kurie-Plot bei reduzierten Energien unter  $1,1$  ein steiler Anstieg auf, so dass sich dieser Bereich nicht für die lineare Regression eignete. Wir ließen deswegen die ersten drei Messerwerte für die Regression außer acht.

Es ergab sich der Kurieplot in Abbildung 7. Dabei ergeben sich die Fehlerbalken aus den statistischen Fehlern auf die gemessenen Zählraten durch Fehlerfortpflanzung:

$$k = \sqrt{\frac{N(\eta)}{\eta \cdot \epsilon \cdot G(\eta, Z)}} = \frac{\sqrt{N}}{\sqrt{I \cdot \eta \cdot \epsilon \cdot G(\eta, Z)}} \quad (20)$$

$$\sigma_k = \left| \frac{\partial k}{\partial N} \right| \cdot \sigma_N = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \frac{1}{\sqrt{I \cdot \eta \cdot \epsilon \cdot G(\eta, Z)}} \cdot \sqrt{N} \quad (21)$$

$$\sigma_k = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{I \cdot \eta \cdot \epsilon \cdot G(\eta, Z)}} \quad (22)$$

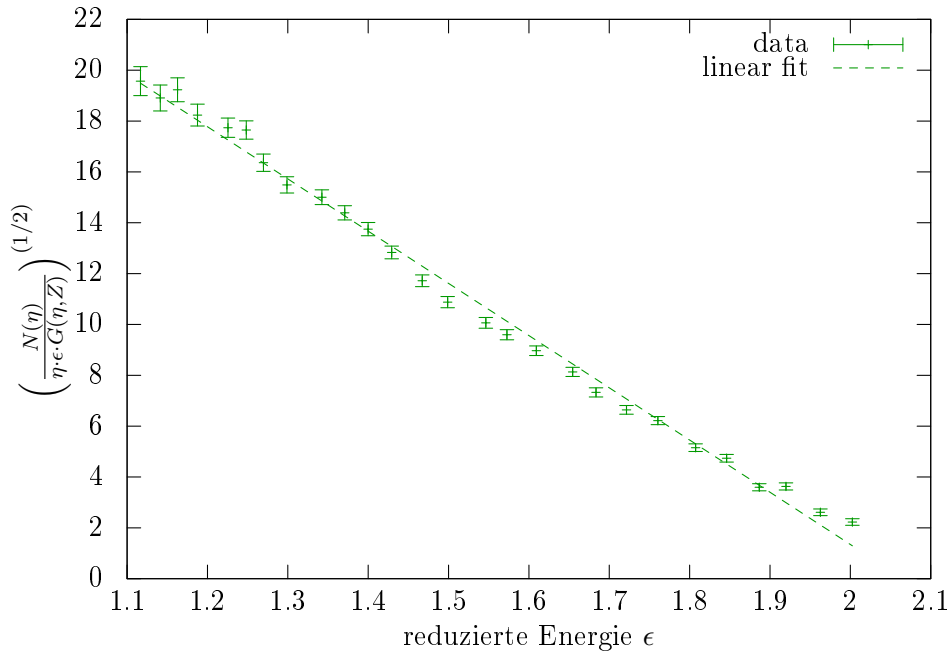


Abbildung 7 – Kurie-Plot

Für die Ausgleichsgerade erhalten wir mithilfe einer linearen Regression, die von gnuplot durchgeführt wurde:

$$\sqrt{\frac{N(\eta)}{\eta \cdot \epsilon \cdot G(\eta, Z)}} = m \cdot \epsilon + b = (-20,54 \pm 0,34) \cdot \epsilon + (42,43 \pm 0,52) \quad (23)$$

Die Übergangsenergie ergibt sich als die Energie, bei der die Ausgleichsgerade die Abszisse schneidet. Wir erhalten:

$$\epsilon_0 = -\frac{b}{m} = 2,07 \pm 0,03 \quad (24)$$

$$E_0 = (\epsilon_0 - 1) \cdot m_0 c^2 = (544,50 \pm 12,92) \text{keV} \quad (25)$$

Den systematischen Fehler unseres Ergebnisses berechnen wir mittels Größtfehlerabschätzung:

$$\sigma_{\epsilon_0} = \left| \frac{\partial \epsilon_0}{\partial m} \cdot \sigma_m \right| + \left| \frac{\partial \epsilon_0}{\partial b} \cdot \sigma_b \right| = 0,06 \quad (26)$$

$$\sigma_{E_0} = \sigma_{\epsilon_0} \cdot m_0 c^2 = 30,17 \text{keV} \quad (27)$$

Wir erhalten also insgesamt:

$$E_0 = (544,50 \pm 12,92 \pm 30,17) \text{keV} \quad (28)$$

Laut Literaturwert sollte die Energie  $E_0 = 514 \text{keV}$  betragen. Unser Ergebnis liegt also 5,9% über dem Idealwert. Jedoch liegt der theoretische Wert innerhalb unserer Fehlertoleranz.

Zuletzt nehmen wir mit dem ermittelten Wert für die Steigung des Kurie-Plots eine Erweiterung des gemessenen Spektrums vor. Dabei werden nicht nur Zählraten für den nicht vermessenen Bereich zwischen  $0A$  und  $1,5A$  berechnet, sondern auch die ersten drei Messwerte durch berechnete Zählraten ersetzt.

$$N(p) = m^2 \cdot (\epsilon_0 - \epsilon)^2 \cdot \epsilon \cdot \eta \cdot G(\eta, Z) \quad (29)$$

Der Verlauf des so korrigierten und erweitereten Spektrums ist in Abbildung 9 zu sehen.

## 5.2 Innere Konversion von $^{137}\text{Ba}$ und Multipolordnungen der Übergänge

### 5.2.1 Konversionskoeffizienten

Zur Berechnung der Konversionskoeffizienten wurden die Flächen unter den Peaks durch Fit von zwei Lorentzkurven bestimmt, dies ist in Abb. 8 dargestellt.

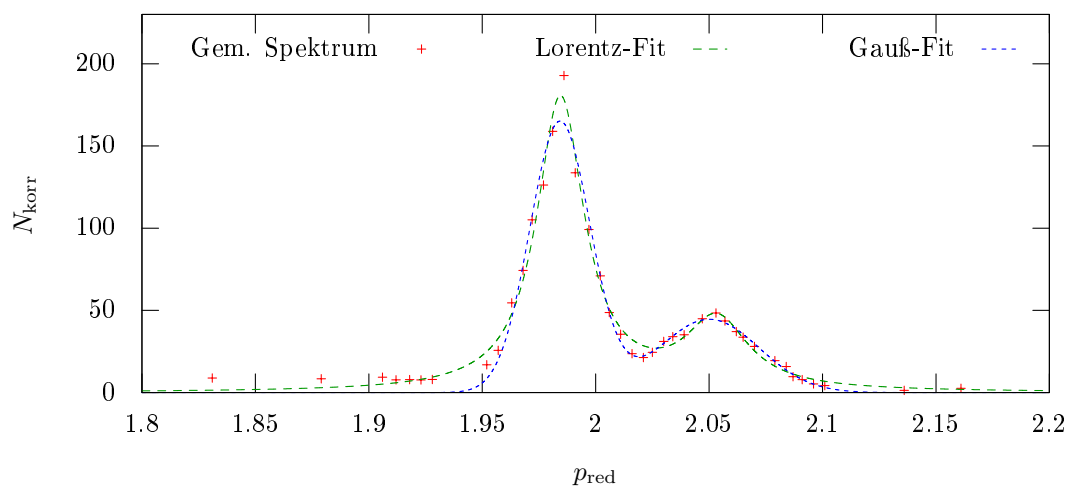


Abbildung 8 – Bestimmung der Peaks

Für das kontinuierliche  $\beta$ -Spektrum wurde die Fläche unter dem Kurie-Plot bis zu dessen Nullstelle verwendet, alle Integrationen wurden mithilfe von Wolfram Alpha<sup>1</sup> numerisch durchgeführt. So wurden für die Flächen die Werte  $A_\beta = 181,6$ ,  $A_K = 7,12$  und  $A_L = 2,24$  ermittelt. Das gesamte Spektrum mit den verwendeten Funktionsgraphen ist in Abb. 9 dargestellt.

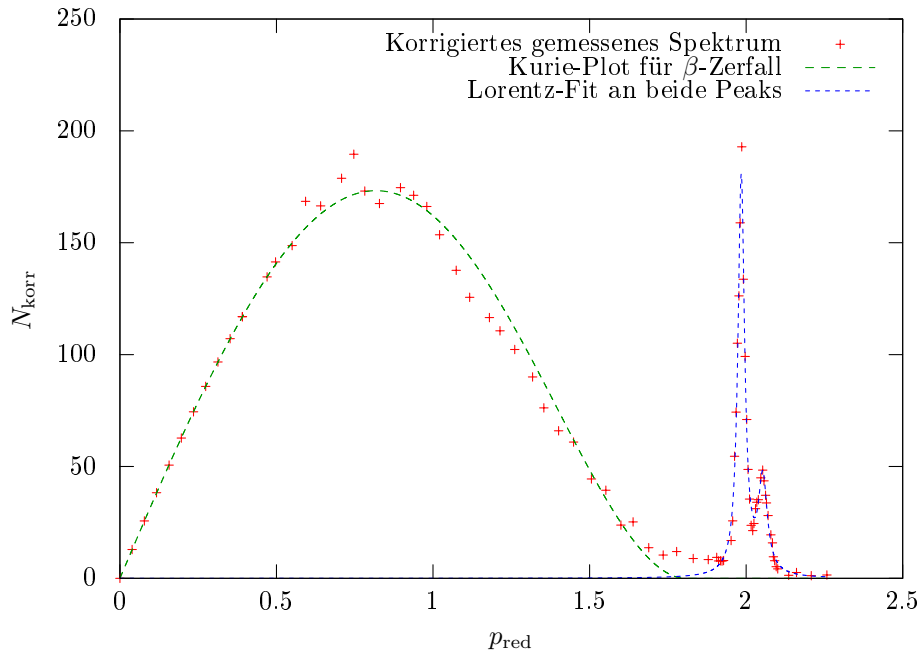


Abbildung 9 – Korrigiertes  $\beta$ -Spektrum mit Fit

Die Konversionskoeffizienten wurden damit mit der in der Versuchsbeschreibung gegebenen Formel berechnet:

$$\alpha_{K,L} = \frac{A_{K,L}}{A_\beta - A_K - A_L} \quad (30)$$

Es konnten so die Konversionskoeffizienten zu  $\alpha_K = 0,0413$ ,  $\alpha_L = 0,0130$  sowie das Konversionsverhältnis zu  $\frac{\alpha_K}{\alpha_L} = 3,18$  bestimmt werden.

Der mittlere quadratische Fehler (RMS) bei der Bestimmung der Peaks lag bei 6,15. Zum Vergleich wurden auch zwei Gauß-Kurven an die Peaks gefittet, dabei betrug der RMS aber 7,97, die Verwendung der Lorentzlinienform ist also vorzuziehen. Für die numerischen Integration wurde vom Programm leider kein Fehler ausgegeben.

### 5.2.2 Multipolmomente der Übergänge

Zur Bestimmung der Multipolmomente wurden die im Anhang der Versuchsbeschreibung gegebenen Tabellen verwendet, wobei zwischen den jeweiligen Energien linear interpoliert wurde. Dies ist aufgrund der Nichtlinearität im Verlauf der gesamten Multipolmomente notwendig, für kleine Bereiche aber nur mit geringem Fehler behaftet. In Tabelle 1 und 2 sind die relevanten Multipolmomente der K- und L-Schale sowie die mittels der linearen Interpolation berechneten Werte der Energien des jeweiligen Übergangs aufgeführt.

<sup>1</sup><http://www.wolframalpha.com>

Energie	E1	E2	E3	E4	M1	M2	M3	M4
540keV	2,36E-3	6,75E-3	1,74E-2	4,35E-2	9,47E-3	2,53E-2	7,78E-2	2,02E-1
770keV	1,10E-3	2,79E-3	6,31E-3	1,37E-2	4,02E-3	1,07E-2	2,43E-2	5,31E-2
624,56keV	1,90E-3	5,29E-3	1,33E-2	3,25E-2	7,47E-3	1,99E-2	5,81E-2	1,47E-1

**Tabelle 1** – Multipolmomente der K-Schale

Energie	E1	E2	E3	E4	M1	M2	M3	M4
510keV	3,36E-4	1,18E-3	4,29E-3	1,61E-2	1,40E-3	4,95E-3	1,59E-2	5,14E-2
740keV	1,47E-4	4,21E-4	1,16E-3	3,24E-3	5,60E-4	1,64E-3	4,18E-3	1,06E-2
656,38keV	2,16E-4	6,97E-4	2,30E-3	7,92E-3	8,65E-4	2,84E-3	8,44E-3	2,54E-2

**Tabelle 2** – Multipolmomente der L-Schale

Anhand dieser Werte lassen sich die von uns gefundenen Werte der Konversionskoeffizienten zuordnen: der Übergang der K-Schale könnte von der Ordnung E4 oder M3 sein (der gefundene Wert liegt recht genau in der Mitte), der der L-Schale von der Ordnung M4, wobei unser Wert etwa um den Faktor 2 zu groß ist.

### 5.3 Zusammenfassung

Im Versuch wurde mit einem magnetischen Spektrometer das  $\beta$ -Spektrum beim Zerfalls von  $^{137}\text{Cs}$  in  $^{137}\text{Ba}$  bestimmt. Mithilfe des Kurie-Plots konnten wir die Zerfallsenergie mit einer Abweichung von etwa 6% vom theoretischen Wert bestimmen. Dabei wurden Fehler in der Messung zum Beispiel durch Hystereseeffekte des Magnetfeldes im Spektrometer, Streueffekte ebendieses Magnetfeldes, ungenaues Einstellen des Spulenstroms usw. verursacht.

Weiterhin wurde mithilfe der Extrapolation im Kurie-Plot das gemessene Spektrum so erweitert, dass die Fläche unter dem kontinuierlichen Spektrum bestimmt und mit den Flächen der Konversionspeaks ins Verhältnis gesetzt werden konnte. Auf diese Weise wurden die Konversionskoeffizienten bestimmt. Um die Fläche unter den Peaks der Konversion zu ermitteln, wurden diese durch Lorentzpeaks gefitet. Aus den Konversionskoeffizienten konnten wir schließlich auf mögliche Multipolordnungen des Übergangs rückschließen. Für die Konversion, bei der ein Elektron aus der L-Schale gelöst wird, erhalten wir hier einen magnetischen Multipol 4. Ordnung, was unseren Erwartungen entspricht.