

# Massenzunahme relativistischer Elektronen

Moritz Bubek, Andrej Grimm  
bubek@gmx.de, andrej.grimm@uni-konstanz.de

19. November 2004

Ziel des Versuchs ist der Nachweis der Abhängigkeit der Masse hochenergetischer Elektronen von ihrer kinetischen Energie, die von der speziellen Relativitätstheorie vorhergesagt wird. Es werden Impuls und kinetische Energie der durch  $\beta$ -Zerfall entstandenen Elektronen gemessen.

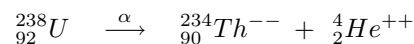
## 1 Grundlagen

### 1.1 Radioaktivität und Strahlung

Unter radioaktiven Zerfall versteht man die spontane Kernumwandlung eines instabilen Kerns, wobei die Gründe der Instabilität hier nur nebensächlich sind. Dabei können je nach Zusammensetzung des instabilen Kerns verschiedene Prozesse ablaufen, die im folgenden kurz beschrieben werden. Die Nomenklatur folgt dabei allgemein üblichen Regeln.

#### 1.1.1 $\alpha$ -Zerfall

Beim  $\alpha$ -Zerfall emittiert der instabile, sehr schwere Mutterkern einen 'nackten' Heliumkern bestehend aus jeweils zwei Neutronen und Protonen, wodurch die Kernladungszahl  $Z$  des Mutterkern durch den Verlust der Protonen um zwei und seine Nukleonenzahl  $A$  um vier reduziert wird und er somit einem anderen Elements zuzuordnen ist. Als Beispiel sei hier der  $\alpha$ -Zerfall von Uran genannt.

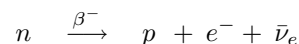


Die Energiewerte der  $\alpha$ -Teilchen sind dabei diskret, da die aus der exothermen Kernreaktion gewonnene Energie, also der zuvor in der Kernbindung steckenden diskreten Energie, nur über das  $\alpha$ -Teilchen abgeführt werden kann. Die Energie der  $\alpha$ -Teilchen liegt im Bereich von ca. 10 MeV.

#### 1.1.2 $\beta$ -Zerfall

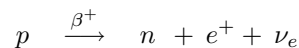
Besitzt ein Kern ein unausgewogenes Verhältnis von Protonen zu Neutronen, so neigt er zu  $\beta$ -Instabilität, die eine Umwandlung von Proton und Neutron bewirkt.

Der  $\beta^-$ -Zerfall gehorcht dabei folgender verkürzter Formel



Er bewirkt eine Neutron-Proton-Umwandlung und tritt bei Kernen mit Neutronenüberschuss <sup>1</sup> auf. Als Nebenprodukt taucht neben einem Elektron ein Anti-Elektronneutrino auf, wodurch die Erhaltung der (Elektron)-Leptonenzahl gewährleistet ist. Die Energie, die aus dem Übergang des Neutrons von einem höheren Neutronenergieniveau auf ein tieferes Protonenergieniveau im Kerninneren stammt, wird über die Ruheenergien der entstehenden Leptonen hinaus in die kinetische Energie der beiden Teilchen umgewandelt. Die leicht zu detektierenden Elektronen weisen dadurch keine diskreten Energien, sondern ein kontinuierliches Spektrum auf, welches energetisch klar beschränkt ist.

Der  $\beta^+$ -Zerfall folgt einer ähnlichen Formel



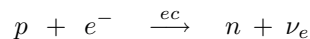
Diese Proton-Neutron-Umwandlung findet man bei Kernen mit Neutronenmangel. Auch hierbei erfordert die Erhaltung der (Elektron)-Leptonenzahl die Entstehung eines Elektronneutrinos neben dem Positron. Der Antrieb dieses Prozesses stammt einerseits aus einer günstigeren Verteilung der Nukleonen auf die Energieniveaus im Kerninneren, aber vor allem auch aus der freiwerdenden Coulombenergie des verschwindenden Protons.

Wie auch beim  $\beta^-$ -Zerfall wird die gewonnene Energie auf die beiden Leptonen aufgeteilt, wodurch die relativ einfach zu detektierenden Positronen eine kontinuierliche, nach oben beschränkte Energieverteilung aufweisen.

Die beim  $\beta$ -Zerfall austretenden Energien betragen bis zu 1 MeV.

### 1.1.3 Elektroneneinfang

In direkter Konkurrenz zur Proton-Neutron-Umwandlung beim  $\beta^+$ -Zerfall kann ein Proton des Kern auch ein Elektron der Hülle, bevorzugt natürlich in einem Zustand mit deutlich erhöhter Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kernort, einfangen. Der ablaufende Prozess wird durch folgende Reaktionsgleichung beschrieben



Auch hierbei tritt wieder ein Elektronneutrino zur Erhaltung der Leptonenzahl auf.

### 1.1.4 Kernspaltung

Die natürliche Kernspaltung tritt bei äusserst schweren Kernen auf, die spontan in zwei mittelschwere Kerne zerfallen. Dabei werden oft auch freie Neutronen freigesetzt. Die entstehende Energie stammt grösstenteils aus dem Massendefekt der Tochterkerne und wird teilweise in kinetische Energie der Tochterkerne und Neutronen, aber auch in Anregungsenergie der Tochterkerne umgewandelt.

---

<sup>1</sup>Ungebundene, freie Neutronen sind nicht stabil und zerfallen auch auf diese Art und Weise. Allerdings ist die mittlere Lebensdauer dieser Neutronen mit 889s deutlich kürzer als diejenige der im Kern gebundenen Neutronen.

### 1.1.5 $\gamma$ -Strahlung

Befindet sich ein Atomkern in einem angeregten Zustand, d.h. befinden sich nicht alle Neutronen und Protonen des Kerns in den tiefstmöglichen Energieeigenzuständen, so wird die diskrete überschüssige Energie bei einem kerninternen Übergang als 'hartes'  $\gamma$ -Quant abgestrahlt. Das Auftreten eines  $\gamma$ -Quants stellt also immer nur einen Begleitprozess eines anderen Kernprozesses dar, bei dem nicht alle Energie während der Reaktion abgegeben wurde.

## 1.2 Auswirkungen der speziellen Relativitätstheorie

Anders als in der klassischen (unrelativistischen) Beschreibung der Mechanik, bei der ein Wechsel des Bezugssystems die Invarianz der Masse, der Länge und der Zeit bedeutete, ändern sich diese Größen in der relativistischen Beschreibung. Bei einem Wechsel des Inertialsystems ist hierbei eine Lorentztransformation durchzuführen.

Sei zum Beispiel  $m_0$  die Masse eines Körpers im körpermitbewegten (ruhenden) Inertialsystem. Beim Wechsel in ein externes Inertialsystem, zu dem sich der Körper relativ mit der Geschwindigkeit  $v$  bewegt, ändert sich die beobachtete Masse gemäß der Formel

$$m(v) = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Folglich unterliegt auch der Impuls aufgrund der Massenabhängigkeit einer relativistischen Korrektur (hier rein betraglich)

$$p(v) = m(v)v = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Die Energie eines Teilchens läßt sich stets als Summe der Ruheenergie des Teilchens  $m_0 c^2$ , dessen kinetischer Energie  $T$  und der potentiellen Energie schreiben. Durch passende Normierung kann man auf letzteres verzichten.

Nach Einsteins berühmter Energie-Masse-Äquivalenz läßt sich auch die gesamte Energie des Teilchens angeben, die sich durch die Abhängigkeit der Masse von der Ruheenergie unterscheidet.

$$E(v) = m(v)c^2 = T + m_0 c^2$$

Durch geschickte Umformung läßt sich der Zusammenhang zwischen vollrelativistischen Impuls  $p$  und kinetischer Energie  $T$  dem herstellen

$$p(T) = \sqrt{\frac{T(T + 2m_0 c^2)}{c^2}} \quad (1)$$

Die umgekehrte Relation ergibt die kinetische Energie in Abhängigkeit des Impulses

$$T(p) = -m_0 c^2 + \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} \quad (2)$$

Entwickelt man diese kinetische Energie für kleine Impulswerte bis zur ersten Ordnung, so entsteht der klassische, unrelativistische Ausdruck der kinetischen Energie

$$T(p) = \frac{p^2}{2m_0} + \mathcal{O}(p^4) \quad (3)$$

Eine weitere später benötigte Relation verknüpft direkt die vollrelativistische Masse und die kinetische Energie

$$m(T) = \sqrt{\frac{T(T + 2m_0c^2)}{c^4} + m_0^2} \quad (4)$$

Bei den in diesem Versuch auftretenden kinetischen Energien ist auch hier eine Entwicklung der Funktion für kleine  $T$  sinnvoll:

$$m(T) = m(0) + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial m(T)}{\partial T} \Big|_{T=0} + \dots \quad (5)$$

$$m(T) = m_0 + \frac{1}{2c^2} \cdot T + \mathcal{O}(T^2) \quad (6)$$

### 1.3 Detektion von $\beta$ -Strahlung

#### 1.3.1 Zählrohre

Ein Zählrohr besteht im Wesentlichen aus zwei Elektroden - einem meist zylindrischen Rohr und einem in der Achse aufgespannten Draht - und ist mit Gas, in der Regel einem Edelgas mit organischem Zusatz, gefüllt. Ein geladenes Teilchen, das durch ein dünnes Glimmer- oder Kunststofffenster in das Zählrohr gelangt, erzeugt durch Ionisation der Atome des Füllgases freie Elektronen, deren Gesamtladung seiner abgegebenen Energie proportional ist. In dem angelegten elektrischen Feld wandern die Elektronen auf den Draht zu. Je nach Höhe der am Zählrohr anliegenden Spannung unterscheidet man die Arbeitsbereiche Ionisationskammer, Proportionalzähler und Geigerzähler.

#### 1.3.2 Szintillationszähler

Beim Durchgang durch einen Szintillationskristall erzeugt ein  $\beta$ -Teilchen einen seiner Energie proportionalen Lichtblitz, der von einer Photokathode aufgefangen und in einen Strompuls umgewandelt wird. (Abb. 1).

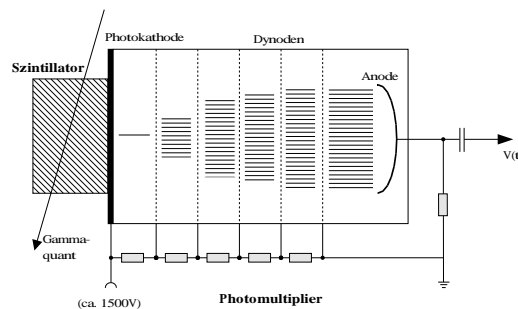


Abbildung 1: Szintillationszähler

### 1.3.3 Halbleiterdetektoren

Grenzen ein n-dotierter und ein p-dotierter Halbleiterbereich aneinander (pn-junction), so setzt aufgrund unterschiedlicher Ladungskonzentrationen eine Diffusion der Überschussladungsträger auf beiden Seiten ein, wodurch im Grenzbereich ein Ladungsungleichgewicht entsteht, welches weitere Diffusion in dieser Raumladungszone behindert.

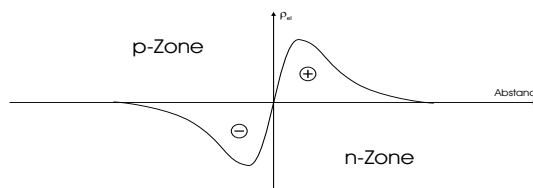


Abbildung 2: Ladungsdichte am pn-Übergang

Legt man zusätzlich noch eine Gleichspannung an diesen pn-Übergang, so dass die n-Zone auf positivem Potential liegt, so wird die Ladungsdichte weiter erhöht, wodurch der Stromfluss durch den pn-Übergang praktisch vollständig unterbunden wird. Man sagt auch der Übergang liege in Sperrrichtung.

Durchqueren nun energiereiche, geladene<sup>2</sup> Teilchen die Raumladungszone, so können Elektron-Loch-Paare erzeugt werden, die durch die angelegte Spannung voneinander isoliert und abgeführt werden und somit einen messbaren Stromstoß erzeugen. Der Vorgang der Elektron-Loch-Bildung erfordert die Aufwendung einer Energie von  $3.6eV$  (vgl. [5] Seite 286 f). Je nach der Energie der einlaufenden Teilchen entsteht so eine unterschiedliche Anzahl von Elektron-Loch-Paaren, womit ein unterschiedlich starker, zur Energie der Teilchen proportionaler Stromstoß verbunden ist.

Die geringe Relaxationszeit der Störung ermöglicht es, eine hohe zeitliche Auflösung der Ereignisse zu erzielen. Außerdem ist die mittlere freie Weglänge innerhalb des Halbleiter relativ kurz, was den pn-Übergang zu einem überaus platzsparenden Detektor macht.

## 1.4 Das $\beta$ -Spektrometer

Ein  $\beta$ -Spektrometer dient zur Trennung geladener Teilchen nach ihrem Impuls. In einem homogenen Magnetfeld wird ein einlaufendes Teilchen durch die Lorentzkraft senkrecht zum Magnetfeld abgelenkt, was im Gleichgewicht mit der auf das Teilchen wirkenden Zentrifugalkraft zu einer kreisförmigen Bahn führt. Für den Zusammenhang zwischen Bahnradius  $r$ , Magnetfeldstärke  $B$  und (relativistischen) Impuls  $p$  der Teilchen läßt sich der betragliche Zusammenhang

$$p = m(v)v = eBr \quad (7)$$

ableiten. Passende Anordnung von Blenden und Abschirmungen ermöglicht eine Ausfilterung des gesuchten Impulses<sup>3</sup>.

<sup>2</sup>Nur Teilchen, die der elektromagnetischen Wechselwirkung unterliegen lassen sich so detektieren

<sup>3</sup>Aufgrund der endlichen Ausdehnung der Blenden, der Quelle und des Detektors kann

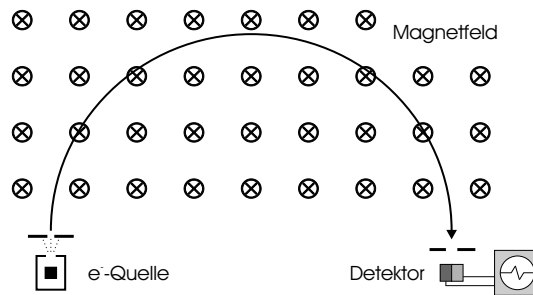


Abbildung 3: Schema eines  $\beta$ -Spektrometers

### 1.5 Der Vielkanalanalysator (VKA)

Der Vielkanalanalysator dient zur Messung der Verteilung der Intensität von Spannungspulsen. Anstatt die einzelnen Pulse einzeln zu verarbeiten, wird einem im Analysator eintreffenden Spannungspuls aufgrund seiner Amplitude einem 'Kanal' zugeordnet. Jeder Kanal besitzt einen Zähler, der die absolute Zahl von eintreffenden Spannungspulsen im Einzugsgebiet des Kanals ermittelt. Mit der passenden Software läßt sich damit ein Histogramm der absoluten Ereignisse auf den Kanälen, und somit innerhalb der zugehörigen Spannungsintervalle erzeugen.

## 2 Versuchsdurchführung

### 2.1 Die Versuchsanordnung

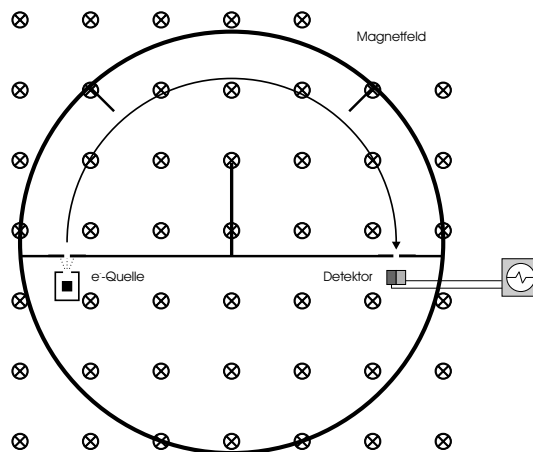


Abbildung 4: Schema der Versuchskammer

natürlich nur ein Impulsintervall detektiert werden.

Zur Erzeugung eines ausreichend homogenen Magnetfeldes in der Kammer wird diese zwischen die Polschuhe eines Permanentmagneten eingespannt, so dass durch die Variation des Abstandes der Polschuhe die Magnetfeldstärke zu beeinflussen ist. Um die Bewegung der Elektronen nicht zu stören wird in der Kammer ein Vakuum erzeugt. Die schnellen Elektronen des Versuchs stammen aus dem  $\beta^-$ -Zerfall von Thallium  $^{204}\text{Tl}$ . Nach Verlassen der radioaktiven Probe gelangen aufgrund der Blende nur diejenigen Elektronen in den oberen Teil der Versuchskammer, deren Impuls annähernd tangential zur gewünschten idealen Kreisbahn liegt. Dort beschreiben sie einen Halbkreis. Bei festem Radius, auf den der Detektor eingestellt ist, können nun durch Veränderung der Magnetfeldstärke verschiedene Impulswerte der Elektronen detektiert werden. Diverse Abschirmwände sollen dabei störende Streuelektronen weitestgehend abblocken. Als Detektor dient ein pn-Übergang, der mit einer Vorspannung von 100V betrieben wird und dessen Stromstöße durch einen Vorverstärker aufgebessert werden. Über einen Strom-Spannungswandler werden die zugehörigen Spannungspulse im Spektroskopieverstärker weiter verbessert und dann an den Vielkanalanalysator weitergeleitet.

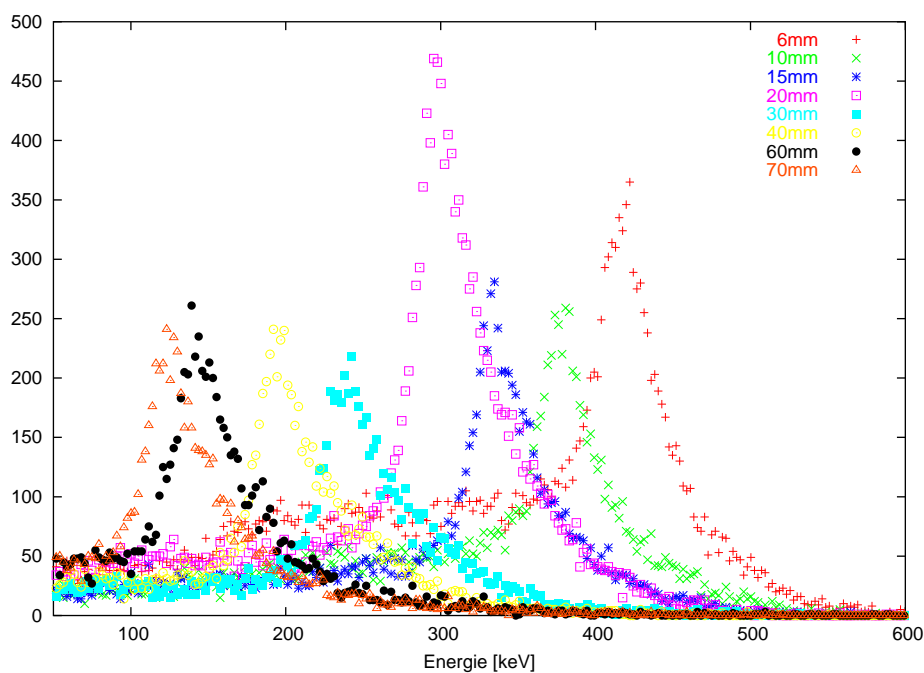


Abbildung 5: Energiemessungen bei verschiedenen Abständen

### 3 Auswertung

#### 3.1 Nachweis der Linearität des Vielkanalanalysators und des Verstärkers

Am Anfang des Experiments wird überprüft, ob der VKA und der Verstärker linear arbeiten, um die Energien des Experiments eindeutig über die Eichung zuordnen zu können. Dazu werden mit einem Pulsgeber zuerst Spannungspulse auf den VKA gegeben, die auch am Oszilloskop ausgewertet werden. Danach geschieht das selbe über den Verstärker, der um den Faktor 100 wieder abgeschwächt wird, um auch dessen Linearität nachzuweisen.

Aus den Abbildungen 6 und 7 sieht man deutlich, daß VKA und Verstärker linear arbeiten.

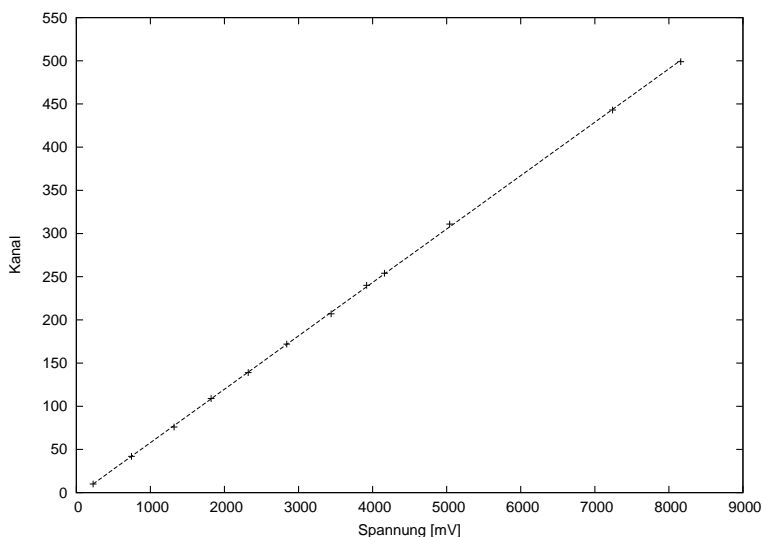


Abbildung 6: Nachweis der Linearität des VKA

#### 3.2 Eichung des Vielkanalanalysator

Der Vielkanalanalysator wird mit Lutetium geeicht. Im kontinuierlichen Spektrum von Lutetium  $^{173}\text{Lu}$  stechen 6 Peaks hervor (39.4, 69.0, 91.0, 170.0, 172.2, 210.7 und 262 keV) (vgl. [4]), von denen bei uns aber nur fünf deutlich sichtbar sind. Daraus errechnet sich folgende Abhängigkeit der Energie zur Kanalnummer.

$$E(k) = (2.30 \cdot k + 14.99) \text{ keV} \quad (8)$$

#### 3.3 Messung des Impulses

Aus den Messwerten für die Magnetfeldstärke, den Abmessungen der Anordnung, also dem Kreisbahnradius und der Elementarladung läßt sich über  $p = e \cdot B \cdot r$  der Impuls der Elektronen berechnen.



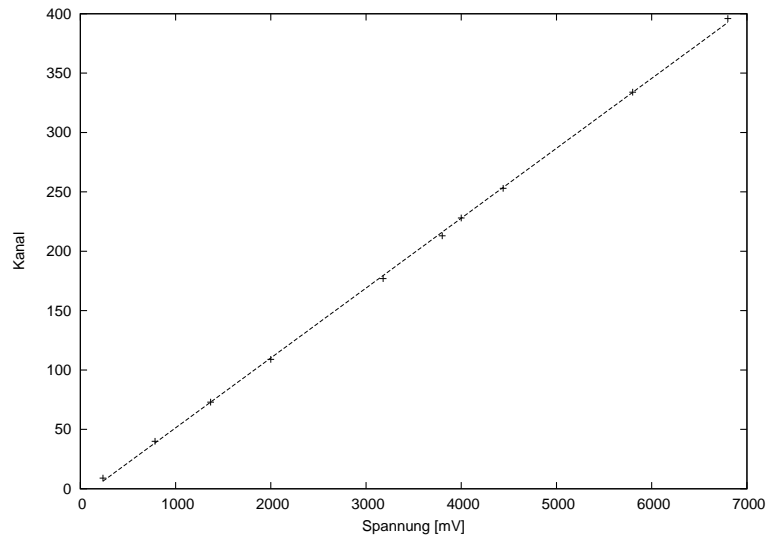


Abbildung 7: Nachweis der Linearität des Verstärkers

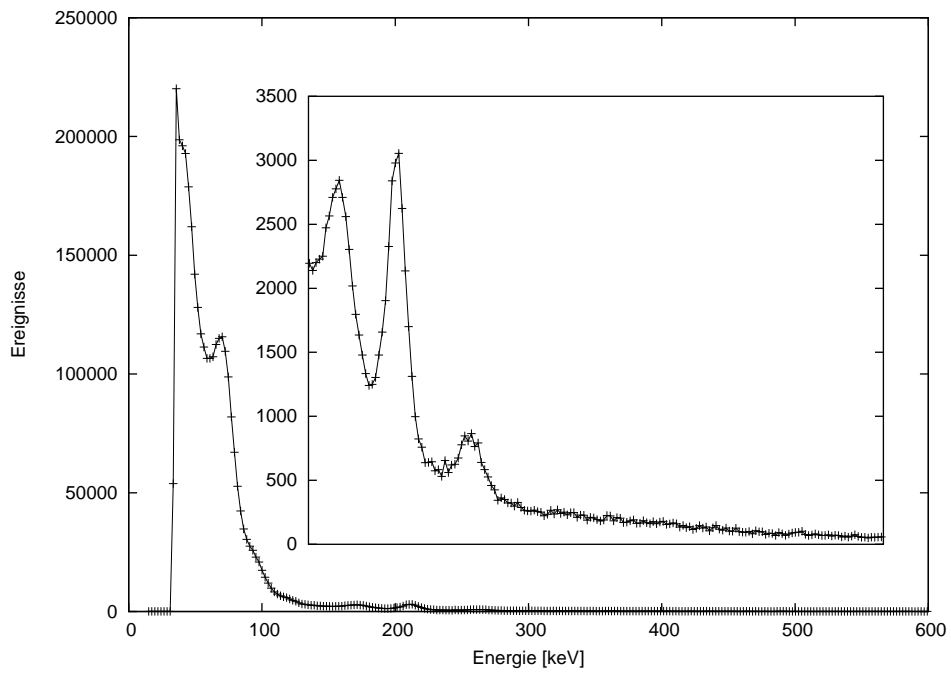


Abbildung 8: Spektrum des  $^{173}\text{Lu}$ -Strahlers

Die Bestimmung des Magnetfeldes erfolgt indirekt über den Abstand der Polschuhe. Aus dem Abstand erhält man bei einer Messkurve die Feldstärke. Die Bestimmung des Polschuhabstands führt zu Messfehlern von  $\pm 1\text{mm}$ . Der

Fehler der Feldstärke hängt nicht nur von dem Abstandsfehler, sondern auch von dem Abstand ab, da die Messkurve nicht linear ist. Zusätzlich entstehen beim Ablesen der Messkurve Fehler von  $\pm 1$  Gauss. Das Magnetfeld kann durch folgende Formel gefittet werden.

$$B(d) = (176.6 \pm 9.6) + (397.8 \pm 4.1) \cdot \exp\left(-\frac{d}{38 \pm 2.5}\right) [Gauss] \quad (9)$$

Den Kreisbahnradius bestimmten wir zu  $52 \pm 1mm$ , da auch die Quelle bzw. der Detektor nicht ideal dünn ist, sondern ca. 1 mm Ausdehnung hat. Daraus ergeben sich für die verschiedenen Abstände folgende Impulse:

Abstand [mm]	Magnetfeld [Gauß]	Impuls [ $10^{-22} \cdot \frac{kg \cdot m}{s}$ ]
$6 \pm 1$	$516 \pm 14$	$4.30 \pm 0.14$
$10 \pm 1$	$482 \pm 14$	$4.01 \pm 0.14$
$15 \pm 1$	$444 \pm 14$	$3.70 \pm 0.13$
$20 \pm 1$	$411 \pm 14$	$3.43 \pm 0.12$
$30 \pm 1$	$357 \pm 14$	$2.97 \pm 0.11$
$40 \pm 1$	$315 \pm 14$	$2.62 \pm 0.13$
$60 \pm 1$	$258 \pm 13$	$2.15 \pm 0.12$
$70 \pm 1$	$239 \pm 12$	$1.99 \pm 0.11$

### 3.4 Messung der Energie

Über den geeichten VKA lassen sich den bei den verschiedenen Abständen die Energien zuordnen.

Abstand [mm]	Kanal	Energie [keV]
$6 \pm 1$	$175 \pm 9$	$417.5 \pm 35.7$
$10 \pm 1$	$158 \pm 6$	$378.4 \pm 28.8$
$15 \pm 1$	$139 \pm 7$	$334.7 \pm 31.1$
$20 \pm 1$	$124 \pm 8$	$300.2 \pm 33.4$
$30 \pm 1$	$98 \pm 8$	$240.4 \pm 34.9$
$40 \pm 1$	$78 \pm 7$	$194.4 \pm 31.1$
$60 \pm 1$	$56 \pm 8$	$143.8 \pm 33.4$
$70 \pm 1$	$48 \pm 8$	$125.4 \pm 33.4$

### 3.5 Elektronenmasse

Die Masse der Elektronen, die klassisch konstant ist, kann über die Beziehung  $m = \frac{p^2}{2E}$  in Abhängigkeit von der Energie und des Impulses berechnet werden.

Die großen Fehler bei der Masse sind die Folgen der Fehler bei den Energien und Impulsen. Durch längere Messungen der Energie könnten die Peaks wesentlich schärfer werden, und damit der Fehler geringer.

Abstand [mm]	Energie [keV]	Impuls [ $10^{-22} \cdot \frac{kg \cdot m}{s}$ ]	Masse [ $10^{-31} kg$ ]
$6 \pm 1$	$417.5 \pm 35.7$	$4.30 \pm 0.14$	$13.8 \pm 1.5$
$10 \pm 1$	$378.4 \pm 28.8$	$4.01 \pm 0.14$	$13.3 \pm 1.4$
$15 \pm 1$	$334.7 \pm 31.1$	$3.70 \pm 0.14$	$12.8 \pm 1.5$
$20 \pm 1$	$300.2 \pm 33.4$	$3.43 \pm 0.13$	$12.2 \pm 1.7$
$30 \pm 1$	$240.4 \pm 34.9$	$2.97 \pm 0.13$	$11.5 \pm 2.0$
$40 \pm 1$	$194.4 \pm 31.1$	$2.62 \pm 0.13$	$11.1 \pm 2.1$
$60 \pm 1$	$143.8 \pm 33.4$	$2.15 \pm 0.12$	$10.1 \pm 2.6$
$70 \pm 1$	$125.4 \pm 33.4$	$1.99 \pm 0.11$	$9.9 \pm 2.9$

Man erhält folgende Ausgleichsgerade:

$$m(E) = 0.0133 \cdot E + (8.27 \pm 1.81)10^{-31} kg \quad (10)$$

Der Wert der Ausgleichsgerade bei  $E_{kin} = 0$  entspricht der Ruhemasse des Elektrons. Der Literaturwert von  $9.1 \cdot 10^{-31} kg$  liegt innerhalb des Fehlerintervalls unseres Ergebnisses von  $(8.27 \pm 1.81) \cdot 10^{-31} kg$ .

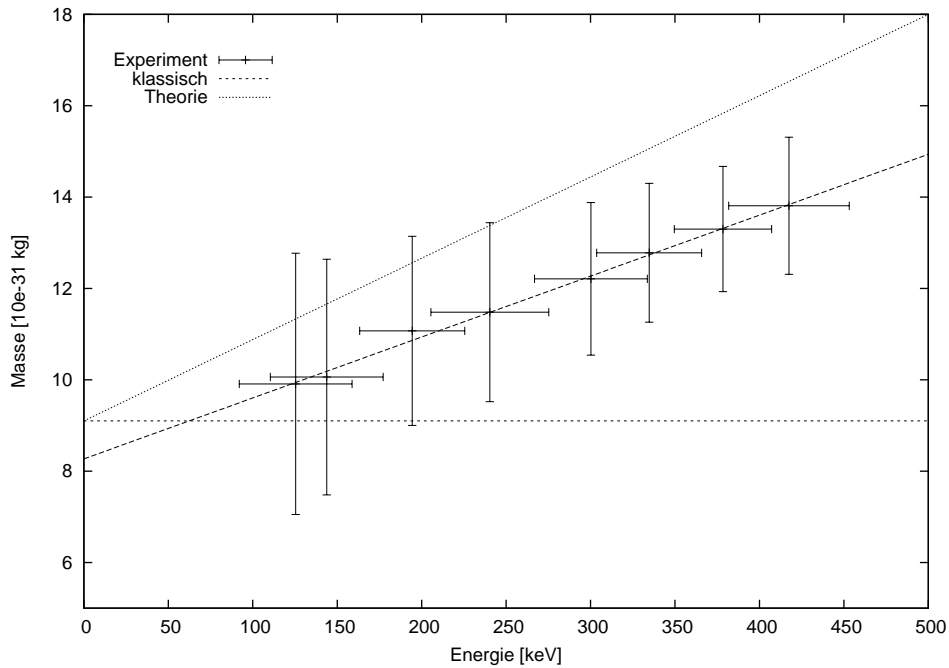


Abbildung 9: Elektronenmasse in Abhängigkeit von der kinetischen Energie

Außerdem lässt sich über die Steigung der Wert der Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$  bestimmen. Der Zusammenhang zwischen der Steigung  $s$  und der Vakuumlichtgeschwindigkeit folgt durch Koeffizientenvergleich der Gleichungen (6) und (10) und lautet:

$$c = \frac{1}{\sqrt{2} s} \quad (11)$$

Man erhält daraus:

$$c = \left( \begin{array}{c} 3.46 \\ -0.7 \\ +2.0 \end{array} \right) \cdot 10^8 \frac{m}{s} \quad (12)$$

Die Fehler wurden grafisch ermittelt, in dem die Geraden mit geringster und größter Steigung ermittelt wurden, die noch innerhalb der Messfehler liegen, und deren y-Achsenabschnitt innerhalb des Fehlerintervalls für die Elektronenruhemasse liegen.

Der Literaturwert von  $2.99 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$  befindet sich im Fehlerbereich unseres Messergebnisses.

### 3.6 Magnetfeldkorrektur

Die ungenaue Ermittlung des Magnetfeldes durch ablesen aus einen Messplot trägt viel zum großen Fehler der Ergebnisse bei.

Über die Energieeichung mit Lutetium lässt sich über die Beziehung

$$p(T) = \sqrt{\frac{T(T + 2m_0c^2)}{c^2}} \quad (13)$$

aus der Energie der zugehörige Impuls berechnen. Daraus lässt sich einfach das Magnetfeld berechnen. Allerdings macht dies keinen wirklichen Sinn da, die Fehler der Energiemessungen zu groß sind, als das man eine größere Genauigkeit erzielen könnte. Die Fehler der berechneten Magnetfeldstärke ist mehr als doppelt so groß wie beim Ablesen aus dem Messplot.

Abstand [mm]	abgelesenes Magnetfeld [Gauß]	Magnetfeld, ermittelt [Gauß]
6 ± 1	516 ± 14	497 ± 29
10 ± 1	482 ± 14	467 ± 24
15 ± 1	445 ± 14	432 ± 26
20 ± 1	412 ± 14	404 ± 29
30 ± 1	357 ± 14	353 ± 31
40 ± 1	316 ± 14	312 ± 29
60 ± 1	258 ± 13	263 ± 35
70 ± 1	240 ± 12	243 ± 36

### 3.7 Verstärkung und Ladungsempfindlichkeit

Aus den Messungen ohne und mit Verstärker läßt sich der Verstärkungsfaktor brechnen. Dazu wird aus der Messung ohne Verstärker eine Beziehung zwischen dem Kanal  $K$  und der Spannung  $U$  ermittelt.

$$U(K) = (0.016 \cdot K + 0.063)V \quad (14)$$

Mit Hilfe dieser werden nun die aus der Messung mit Verstärker gewonnen Daten verglichen. Dabei ist zu berücksichtigen, dass bei der Messung mit Verstärker eine Dämpfung um den Faktor 100 zugeschaltet wurde. Es ergibt sich eine durchschnittliche Verstärkung um den Faktor 108.

Kanal	Spannung U(k) [V] unverstärkt	Spannung U [V] verstärkt	Verstärkung
9	0.21	0.24	113
40	0.71	0.78	110
73	1.25	1.37	110
109	1.83	2.0	109
177	2.93	3.18	108
213	3.51	3.80	108
228	3.76	4.00	106
253	4.16	4.44	107
334	5.47	5.80	106
396	6.48	6.80	105
			$V_s = 108$

Aus dem Zusammenhang der Spannung mit den Kanälen und der Abhängigkeit der Energie vom Kanal (vgl. (8)) lässt sich die Ladungsempfindlichkeit  $L(k)$  berechnen. Zur Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren im Detektor werden 3.6 eV pro Paar benötigt.

$$L(k) = \frac{U(k)}{V_s \frac{E(k)}{3.6\text{eV}} e} = \frac{0.016 \cdot k + 0.063}{108(638.8 \cdot k + 4163.9)} \frac{V}{C} \quad (15)$$

Über einen weiten Bereich kann die Ladungsempfindlichkeit als konstant  $7.63 \cdot 10^{11} \frac{V}{C}$  genähert werden.

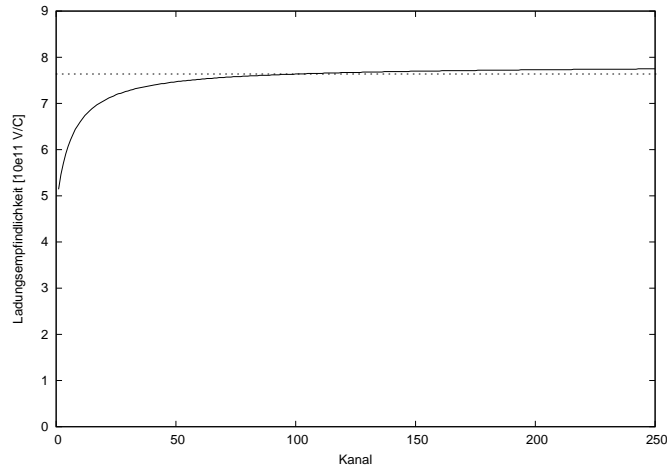


Abbildung 10: Ladungsempfindlichkeit der Kanäle des Detektors

## Literatur

- [1] O.C. Allkofer *Teilchen-Detektoren*, Karl Thiemig Verlag, München
- [2] Demtröder *Experimentalphysik*, Springer

- [3] Melissinos *Experiments in modern physics*, Academic Press, London 1966
- [4] Browne, Edgardo *Table of radioactive isotopes*, Wiley, New York, 1986
- [5] G. Schatz, A. Welinger *Nukleare Festkörperphysik*, Teubner, 1992