

Fortgeschrittenenpraktikum

Comptoneffekt

Gruppe 10

Matthias Ernst, Juliane Raasch

Betreuer: Sebastian Neubauer

29.11.2010

Inhaltsverzeichnis

1	Versuchsziel	2
2	Theoretische Grundlagen	2
2.1	Wirkungsquerschnitt	2
2.2	Der Comptoneffekt	2
2.3	Wirkungsquerschnitt bezogen auf ein Atom	3
2.4	Funktionsweise des Vielkanalanalysators (VKA)	3
3	Versuchsaufbau	4
4	Versuchsdurchführung	4
5	Auswertung	5
5.1	Kalibrierung des Vielkanalanalysators	5
5.2	Differentieller Wirkungsquerschnitt der Streuung von γ -Quanten an Elektronen	6
5.3	Energieverschiebung der gestreuten γ -Quanten	7
5.4	Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Ordnungszahl des Streuers	9

1 Versuchsziel

Der Comptoneffekt beschreibt die Streuung eines γ -Quants an einem als in Ruhe befindlich betrachteten geladenen Teilchen (hier: Elektronen). In diesem Versuch lernen wir also ein Beispiel für ein Streuexperiment kennen. Streuexperimente zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten und anderen charakteristischen Größen sind die in der Kernphysik am häufigsten durchgeführten Versuche. Dabei werden Intensitäten und Energien der gestreuten Teilchen unter verschiedenen Ablenkwinkeln gemessen.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt ist bei einem Streuexperiment ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass es zum Stoß kommt. Seine Einheit ist eine Fläche, in der Teilchenphysik gebräuchlich ist die Einheit barn ($1\text{barn} = 10^{-24}\text{cm}^2$). Der Wirkungsquerschnitt ist definiert als der Quotient aus dem Teilchenfluss, um den sich der einfallende Teilchenfluss vermindert, und dem einfallenden Teilchenfluss sowie der Anzahl der Targetteilchen pro Flächeneinheit.

Gibt es innerhalb der Fläche F , auf die der Teilchenstrahl trifft, n Targetteilchen, so ist die Wahrscheinlichkeit, dass es zum Stoß kommt gegeben durch:

$$P_n = n \cdot \frac{\sigma}{F} \quad (1)$$

Im Gültigkeitsbereich dieser Gleichung ist $P_n \ll 1$, da sich sonst die Targetteilchen gegenseitig abschatten würden.

Weiterhin kann man die Wahrscheinlichkeit P_n auch in Abhängigkeit von der Reaktionsrate R darstellen.

$$P_n = \frac{R}{\Phi_0 \cdot F} \quad (2)$$

Dabei ist die Reaktionsrate die Anzahl der Stöße pro Zeiteinheit und Φ_0 der Fluss, also die Anzahl der Teilchen im Strahl je Zeit- und Flächeneinheit.

Durch Umstellen erhalten wir:

$$\sigma = \frac{R}{n \cdot \Phi_0} \quad (3)$$

Im Versuch von größerer Bedeutung ist jedoch der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$. Dieser beschreibt die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Teilchen bei der Wechselwirkung in den infinitesimalen Raumwinkelbereich $d\Omega$ gestreut wird. Im realen Versuch ist das Raumwinkelelement keine differentielle Größe sondern durch den Öffnungswinkel $\Delta\Omega$ des Detektors gegeben. Dann ist

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{R(\Delta\Omega)}{\Delta\Omega} \cdot \frac{1}{n\Phi_0} \quad (4)$$

Den totalen Wirkungsquerschnitt erhält man dann durch Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts über alle Raumrichtungen. Oft ist der differentielle Wirkungsquerschnitt rotationssymmetrisch und somit nicht vom Azimutwinkel abhängig.

2.2 Der Comptoneffekt

Als Comptoneffekt wird die elastische Streuung von γ -Quanten an freien, geladenen Teilchen mit einer sehr viel geringeren kinetischen Energie als der des Photons bezeichnet. Im Versuch wird die Streuung

von γ -Strahlung an Elektronen untersucht. Dies hat zur Folge, dass das γ -Quant Energie an den Stoßpartner abgibt. Es gelten der Energie- und Impulserhaltungssatz:

$$E + E_0 = E' + E_e \quad (5)$$

$$c^2 p^2 = E_e^2 - E_0^2 = E^2 + E'^2 - 2EE' \cdot \cos \theta \quad (6)$$

Umstellen ergibt für die Energie des gestreuten Photons:

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{E_0} \cdot (1 - \cos \theta)} \quad (7)$$

Hierbei ist E die Energie des einlaufenden Photons und E' dessen Energie nach der Streuung sowie E_0 und E_e die Energie des Targetteilchens vor und nach dem Stoß. Da wir davon ausgehen, dass das Elektron vor dem Stoß ruht, entspricht $E_0 = m_0 c^2$ also der Ruhemasse des Elektrons. Weiterhin ist p der Impuls des Elektrons nach dem Stoß und θ der Streuwinkel des γ -Quants.

2.3 Wirkungsquerschnitt bezogen auf ein Atom

Um im letzten Abschnitt des Versuches die Wirkungsquerschnitte verschiedener Stoffe vergleichen zu können, muss der Wirkungsquerschnitt als Parameter eines Atoms und nicht nur für ein einzelnes Elektron (= Targetteilchen im Versuch) betrachtet werden. Man kann jedoch unter der Voraussetzung, dass die Elektronen im Atom voneinander unabhängig sind und die Energie des γ -Quants sehr viel größer ist als deren Bindungsenergie, annehmen, dass gilt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Atom}} = Z \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Elektron}} \quad (8)$$

Unter Berücksichtigung der Target-Geometrie ergibt sich nach dem „blauen Buch“ der Zusammenhang:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Elektron}} = C \cdot R(d\Omega) \frac{A}{\rho \cdot Z} \quad (9)$$

mit der Atommasse A , der Dichte ρ und der Kernladungszahl Z . In der Konstanten C werden die materialunabhängigen Größen zusammengefasst.

2.4 Funktionsweise des Vielkanalanalysators (VKA)

Um ein komplettes Spektrum in einem Vorgang messen zu können, wird der VKA verwendet. Der VKA dient zur Messung statistisch verteilter Folgen von Impulsen. Dabei werden die Signale je nach ihrer Amplitude in die sog. Kanäle sortiert. Zu jedem Kanal gehört ein Binärzähler, dessen Zählerstand sich jedes mal um Eins erhöht, wenn ein Signal dem entsprechenden Kanal zugeordnet wird.

Die Zuordnung eines Signals in einen Kanal erfolgt dabei durch Vergleichen der dem Eingangssignal proportionalen Spannung mit den Spannungen, die zu den entsprechenden Kanälen gehören. Das bedeutet, dass zu jedem Kanal eine Vergleichsspannung vom VKA erzeugt wird. Die Vergleichsspannungen sind dabei äquidistant und die maximal messbare Spannung wird am letzten Kanal als Vergleichsspannung gewählt. Zum eigentlichen Vergleichen wird ein Schwellwertschalter bzw. ein sog. Diskriminator verwendet. Das bedeutet aber auch, dass ein VKA mit 512 Kanälen 512 Diskriminatoren sowie 512 Zähler benötigt.

Das analoge vom Detektor gelieferte Signal wird schließlich in Form einer Binärzahl, die einem entsprechenden Kanal zugeordnet ist, vom VKA ausgegeben. Somit handelt es sich beim VKA in erster Linie um einen DAC (Digital-Analog-Wandler).

3 Versuchsaufbau

Als Quelle der monochromatischen γ -Strahlung wird ^{137}Cs verwendet. Die Quelle ist fest in einem Bleiklotz installiert, an dessen Vorderseite sich eine kreisförmige Öffnung befindet, wo die Photonen austreten. In einigen cm Abstand zur Quelle kann ein Aluminium-Target in den Versuchsaufbau eingesetzt werden, dessen Maße der Vorbereitung entnommen werden können. Wiederum in einem festem Abstand zum Target ist der Detektor installiert. Dieser kann auf einem Kreisbogen um das Target bewegt werden, der Winkel zwischen Detektor und Quelle kann maximal zwischen 25° und 115° variiert werden.

Bei dem Detektor handelt es sich um einen NaJ-Szintillator. Hier werden Photonen dadurch detektiert, dass sie mit dem Material des Detektors durch Compton-Streuung und Photoeffekt wechselwirken. Das Signal des Detektors wird von einem Vielkanalanalysator (VKA) ausgewertet. Dieser ordnet bestimmte Energien bestimmten Kanälen zu. Da im Detektor nicht alle einfallenden Photonen nachgewiesen werden können, muss dessen Empfindlichkeit bei der Auswertung berücksichtigt werden. Die Werte für die Empfindlichkeit ϵ können dem Diagramm im „blauen Buch“ entnommen werden.

Beim Zerfall von ^{137}Cs in ^{137}Ba werden γ -Quanten mit einer Energie von 662keV ausgesendet. Diese können dann an dem Al-Target streuen.

4 Versuchsdurchführung

Ziel des Versuches ist es, den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung an Elektronen sowie die Energieverschiebung der dabei gestreuten Photonen - beide Größen in Abhängigkeit vom Streuwinkel - zu bestimmen. Des Weiteren soll die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Ordnungszahl des zur Streuung verwendeten Targets betrachtet werden.

Für die ersten beiden Versuchsteile wurde für Streuwinkel zwischen 25° und 115° in 10° -Schritten jeweils das Energiespektrum mit Streuung am Target und ohne Streuung aufgenommen. Durch die Messung ohne Target konnte der Untergrund bestimmt und von der eigentlichen Messung abgezogen werden. Dabei wurden Untergrundmessungen immer in einem Zeitraum von 100s durchgeführt, während die eigentliche Messung des Energiespektrums der Comptonstreuung jeweils 200s dauerte. Bei der Auswertung müssen die abweichenden Zeiten berücksichtigt werden, es bietet sich deswegen an, die Raten auf eine feste Zeiteinheit - z.B. 1s - zu normieren. Außerdem muss man bei der Auswertung beachten, dass der statistische Fehler der Messung gleich der Wurzel aus der gemessenen Zählrate ist, da es sich beim Experiment um ein poissonverteiltes Zählexperiment handelt. Es ist dabei wichtig, die gemessenen Zählraten für die Berechnung des Fehlers zugrunde zu legen und den Fehler nicht erst am Ende aus der normierten Zählrate zu berechnen.

Zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts wird lediglich über alle Ereignisse und somit über alle Kanäle integriert. Um die Energieverschiebung der Photonen zu bestimmen, wird der Peak des jeweiligen Spektrums betrachtet. Dazu muss der VKA kalibriert werden, damit man dem Kanal des Photopeaks eine Energie zuordnen kann. Zur Kalibration werden die γ -Quellen ^{22}Na , ^{57}Co und ^{137}Cs verwendet, da die Energien der Photopeaks hier bekannt sind.

Für die Betrachtung der Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts von der Ordnungszahl des Streuers wurde der Detektor auf den festen Winkel 85° eingestellt und Targets gleicher Abmessung aus Blei, Kupfer, Aluminium und Eisen zur Comptonstreuung verwendet. Das Spektrum wurde wieder während einer Messzeit von 200s aufgenommen.

5 Auswertung

5.1 Kalibrierung des Vielkanalanalysators

Vor Beginn der eigentlich Messung wurde das Spektrum der Proben ^{22}Na , ^{57}Co und ^{137}Cs gemessen und die Kanalzahlen von Peaks, deren Energien wir wissen, bestimmt. Aus den so gewonnen Werten kann der VKA kalibriert werden.

Es ist bekannt, dass beim Zerfall von ^{22}Na unter anderem Positronen entstehen, die dann mit Elektronen in Photonen zerstrahlen. Diese tragen eine kinetische Energie von 511keV. Außerdem liegt der Photopeak von ^{22}Na bei 1275keV. Weiterhin befindet sich der Photopeak des gemessenen Spektrums von ^{137}Cs bei 662keV und der von ^{57}Co bei 121,6keV.

Die entsprechenden Energien wurden in den folgenden Kanälen gemessen:

Energie [keV]	Kanal	Präparat
1275	270	^{22}Na
511	126	
662	159	^{137}Cs
121,6	31	^{57}Co

Tabelle 1 – Zuordnung der bekannten Energien in Kanäle des VKA

Nachstehende Grafik zeigt den Zusammenhang zwischen Energie und Kanalzahl in einem Diagramm:

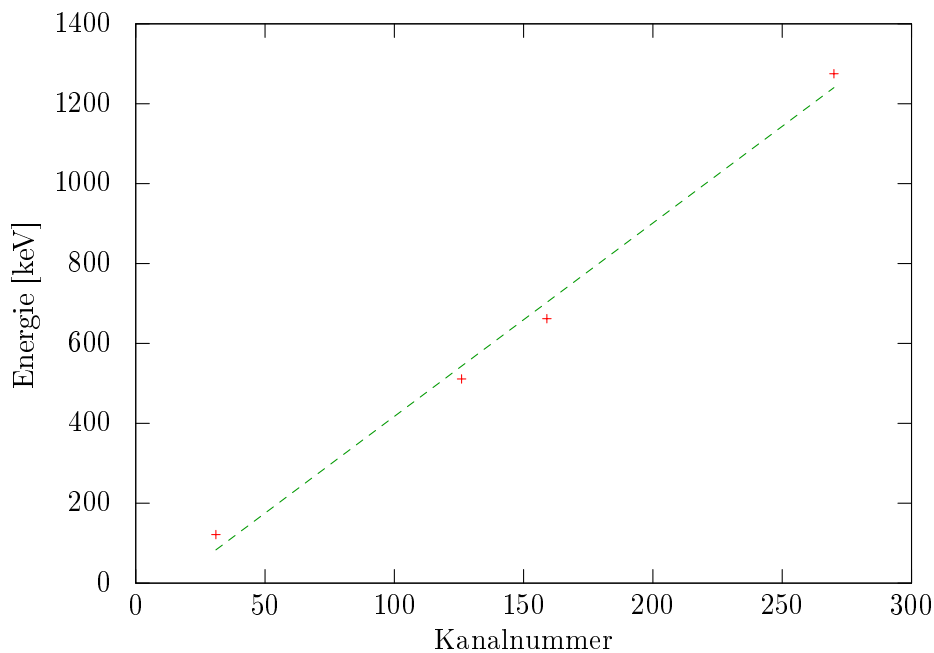


Abbildung 1 – Kalibrierung des VKA

Lineare Regression ergibt:

$$E(\text{Kanal}) = (4,84 \pm 0,30)[\text{keV}] \cdot \text{Kanal} - (66,86 \pm 51,52)[\text{keV}] \quad (10)$$

Es fällt auf, dass der y-Achsenabschnitt der Geradengleichung einen Fehler von fast 80% hat.

5.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt der Streuung von γ -Quanten an Elektronen

Die der Berechnung zugrunde liegende Rate R wird ermittelt aus der auf eine Sekunde normierten Anzahl der gemessenen Ereignisse abzüglich der ebenfalls auf eine Sekunde normierten Untergrundrate. Dann werden die so untergrundbereinigten Ereignisraten über das gesamte Energiespektrum summiert. Es gilt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{R(\Delta\Omega)}{\Delta\Omega} \cdot \frac{1}{n\Phi_0} \cdot \frac{1}{\epsilon} \quad (11)$$

Es handelt sich hierbei bis auf den Korrekturfaktor $1/\epsilon$, der die Empfindlichkeit des Detektors berücksichtigt, um die in der Vorbereitung hergeleitete Formel für den differentiellen Wirkungsquerschnitt (siehe Gleichung 4). Der Wert für die Empfindlichkeit in Abhängigkeit von der Energie der zu detektierenden Photonen konnte dem Diagramm im „blauen Buch“ entnommen werden. Dabei wurde als Energie immer die Energie des Peaks im jeweiligen Spektrum verwendet. Somit ergab sich für jeden Messwinkel eine andere Empfindlichkeit.

Der Fluss Φ_0 kann mithilfe der Angaben aus der Vorbereitung berechnet werden:

$$\Phi_0 = \Phi_{\text{Jun 1971}} \cdot e^{-\ln(2) \cdot \frac{\Delta t}{t_{1/2}}} = \Phi_{\text{Jun 1971}} \cdot e^{-\ln(2) \cdot \frac{39,5\text{a}}{30\text{a}}} \quad (12)$$

$$\Phi_0 = (6,18 \pm 0,361) \cdot 10^5 \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (13)$$

Weiterhin ist die Anzahl n der Elektronen in der Probe laut Vorbereitungshilfe:

$$n = \frac{N_A}{A} \cdot Z \cdot l \rho \pi \frac{d^2}{4} = 6,153 \cdot 10^{23} \quad (14)$$

Schließlich errechnet sich das Raumwinkelelement $\Delta\Omega$ zu:

$$\Delta\Omega = \pi \cdot \frac{(2,55/2\text{cm})^2}{(21,5\text{cm})^2} \approx 0,011 \quad (15)$$

mit dem Durchmesser des Detektorkristalls $d = 2,55\text{cm}$ und dem Abstand zwischen Target und Kristall $D = 21,5\text{cm}$. Für beide Größen sind in der Vorbereitung keine Fehler angegeben.

Mit den gegebenen Größen kann nun für jeden Winkel ein differentieller Wirkungsquerschnitt berechnet werden. Die Werte werden mit den nach der Klein-Nishina-Formel ermittelten theoretischen Werten verglichen. Diese kann man auch der Tabelle in der Vorbereitungshilfe entnehmen (siehe Abbildung 2). Es fällt auf, dass der aus dem Experiment ermittelte differentielle Wirkungsquerschnitt für alle vermessenen Winkel leicht unterhalb der von der Theorie vorhergesagten Werte liegt. Allerdings kann man dennoch sagen, dass der Verlauf beider Kurven sehr gut übereinstimmen.

Schließlich können der statistische und der systematische Fehler des differentiellen Wirkungsquerschnitts berechnet werden.

Die einzige Größe in $d\sigma/d\Omega$, die mit einem statistischen Fehler behaftet ist, ist die Rate $R(\Delta\Omega)$.

$$\delta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{stat}} = \left| \frac{\delta R(\Delta\Omega)}{\Delta\Omega n \Phi_0 \epsilon} \right| \quad (16)$$

In den systematischen Fehler gehen folgende fehlerbehaftete Größen ein:

- Der Fehler auf den Fluss Φ_0 wurde weiter oben berechnet und beträgt $\delta\Phi_0 = 0,361 \cdot 10^5 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.
- Da zur Versuchsgeometrie keine Fehler angegeben wurden, kann kein systematischer Fehler für das Raumwinkelelement $\Delta\Omega$ bestimmt werden.

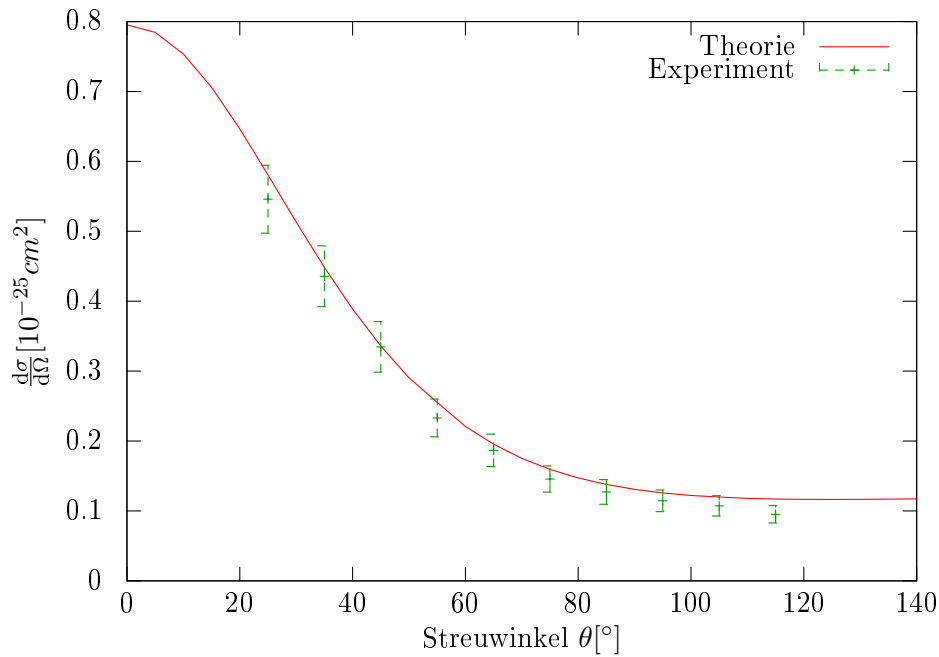


Abbildung 2 – differentieller Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung an Elektronen

- Der Ablesefehler für $1/\epsilon$ wird auf $\delta\left(\frac{1}{\epsilon}\right) = 0,02$ geschätzt.
- Unter der Annahme, dass die Abmaße des Targets $l = d = (10 \pm 0,05)\text{mm}$ betragen, ergibt sich $\delta n = 9,23 \cdot 10^{21}$

Die Formel für den systematischen Fehler lautet mit Größtfehlerabschätzung:

$$\delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{sys}} = \left| -\frac{R(\Delta\Omega)}{\Delta\Omega\Phi_0^2 n \epsilon} \right| \cdot \delta\Phi_0 + \left| -\frac{R(\Delta\Omega)}{\Delta\Omega\Phi_0 n^2 \epsilon} \right| \cdot \delta n + \left| \frac{R(\Delta\Omega)}{\Delta\Omega\Phi_0 n} \right| \cdot \delta\left(\frac{1}{\epsilon}\right) \quad (17)$$

Durch hinzufügen der Fehlerbalken im Diagramm stimmen fast alle Werte innerhalb ihrer Fehlertoleranz mit dem zugehörigen Theoriewert überein.

5.3 Energieverschiebung der gestreuten γ -Quanten

Für die Energie der gestreuten Photonen (Energie des einlaufenden Photons $E = 662\text{keV}$ für ^{137}Cs) gilt die Formel aus der Vorbereitung:

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{E_0} \cdot (1 - \cos\theta)} \quad (18)$$

E_0 ist hierbei die Energie des Elektrons vor dem Stoß und θ der Streuwinkel. Da das Elektron als in Ruhe befindlich angenommen wird, gilt $E_0 = 511\text{keV}$. Die Energie E' des gestreuten Photons entspricht dem Peak im Spektrum. Die Lage des Peaks wurde für die Abschätzung der jeweiligen Empfindlichkeit des Detektors schon im vorherigen Teil der Auswertung bestimmt.

In Abbildung 3 ist der Zusammenhang zwischen der gemessenen Energie der gestreuten Photonen und dem Streuwinkel aufgetragen. Ebenfalls dargestellt im Diagramm ist der theoretische Verlauf von E' nach Gleichung 18.

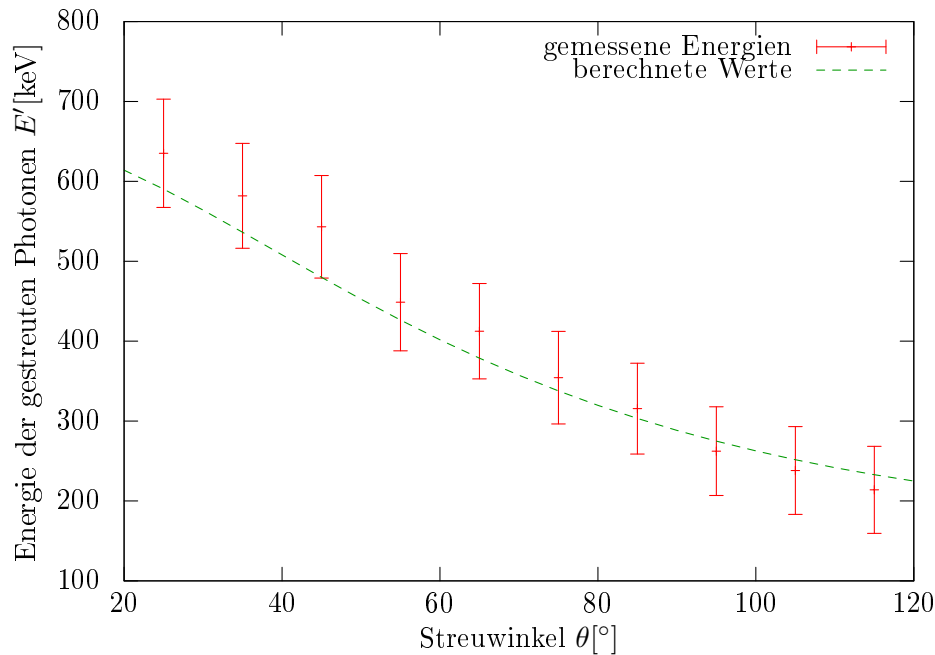


Abbildung 3 – Abhängigkeit der Energie der gestreuten Photonen vom Streuwinkel

Die Fehlerbalken ergeben sich mittels Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern δ_m und δ_b auf die Geradensteigung m und den y-Achsenabschnitt b der Kalibrierungsgerade zur Umrechnung der Kanalzahl in die entsprechende Energie. Die Größe des systematischen Fehlers resultiert aus dem sehr großen Fehler δ_b ($b = -66,86\text{keV}$, $\delta_b = 51,52\text{keV}$).

$$\delta(E') = \sqrt{\left|\frac{dE'}{dm}\right|^2 \cdot \delta_m^2 + \left|\frac{dE'}{db}\right|^2 \cdot \delta_b^2} = \sqrt{\text{Kanal}^2 \cdot \delta_m^2 + \delta_b^2} \quad (19)$$

Man kann der Grafik entnehmen, dass die gemessenen Werte für die Energien der gestreuten Photonen bei kleinen Streuwinkeln deutlich vom der Theorie nach zu erwartenden Verlauf abweichen. Bei größeren Winkeln stimmen die Werte besser überein. Wegen des großen Fehlers δ_b stimmen jedoch alle Werte innerhalb der Fehlertoleranz mit der Theorie überein.

Um schließlich die Ruhemasse des Elektrons zu bestimmen, wird die Gleichung von oben (Gl. 18) wie folgt umgeschrieben:

$$\frac{1}{E'} = \frac{1}{E_0} \cdot (1 - \cos\theta) + \frac{1}{E} \quad (20)$$

Trägt man also das Reziproke von E' über dem lediglich vom Streuwinkel abhängigen Term $(1 - \cos\theta)$ auf, so erhält man durch lineare Regression aus der Steigung der Ausgleichsgeraden die Ruheenergie E_0 des Elektrons. Für die Berechnung des Fehlers wurde ausgenutzt, dass der relative Fehler von $1/E'$ genauso groß ist wie der relative Fehler von E' selbst.

Folgende Ausgleichsgerade wurde mittels linearer Regression von gnuplot berechnet:

$$\frac{1}{E'} = (2,34 \cdot 10^{-3} \pm 8,84 \cdot 10^{-5}) \frac{1}{\text{keV}} \cdot (1 - \cos\theta) + (1,21 \cdot 10^{-3} \pm 7,30 \cdot 10^{-5}) \frac{1}{\text{keV}} \quad (21)$$

Somit erhalten wir für die Ruheenergie des Elektrons folgende Abschätzung:

$$E_0 = m_0 c^2 = (427,04 \pm 16,12)\text{keV} \quad (22)$$

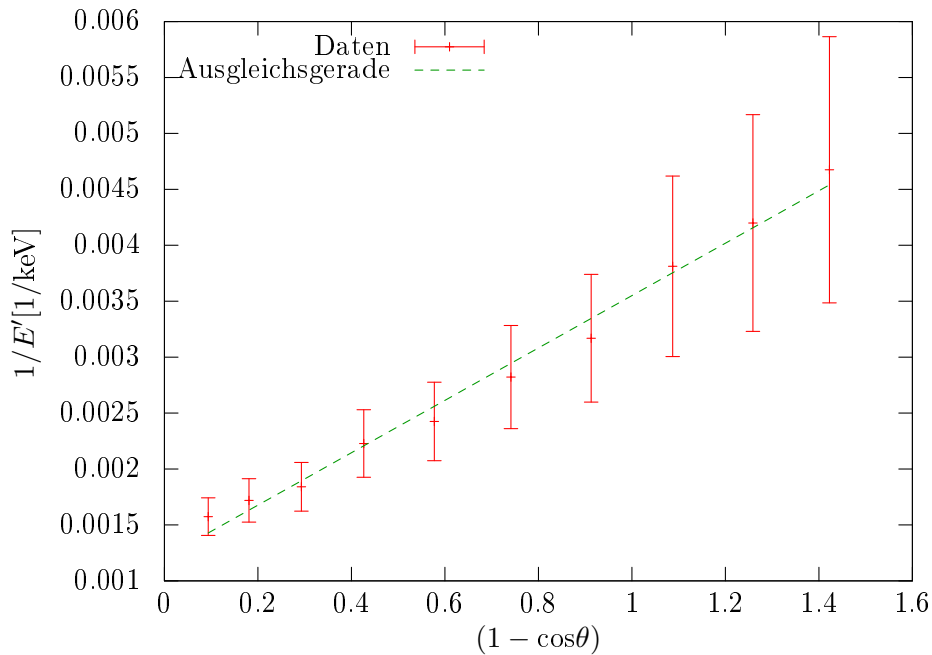


Abbildung 4 – Bestimmung der Ruhemasse des Elektrons

Ebenfalls kann man aus dem y-Achsenabschnitt der Regressionsgeraden die Energie der Photonen vor der Streuung bestimmen:

$$E = (827,38 \pm 49,94)\text{keV} \quad (23)$$

Auch hier wurde für die Berechnung der Fehler jeweils berücksichtigt, dass der relative Fehler von $1/E_0$ bzw $1/E$ genauso groß ist wie der relative Fehler von E_0 bzw. E .

Die der Literatur nach zu erwartenden Werte, die zuvor auch für die Auftragung - und somit die Berechnung - der Energie der gestreuten Photonen über dem Streuwinkel verwendet wurden, sind:

$$E_0 = 511\text{keV} \quad (24)$$

$$E = 662\text{keV} \quad (25)$$

Damit liegen die Ergebnisse der linearen Regression auch unter Beachtung der Fehlergrenzen weit entfernt von den Literaturwerten.

5.4 Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Ordnungszahl des Streuers

Im letzten Aufgabenteil soll die Formel 9 aus der Vorbereitung verifiziert werden. Für einen festen Winkel ist der differentielle Wirkungsquerschnitt bezogen auf ein Elektron konstant. Also muss unter der Voraussetzung gleicher Probengeometrie gelten:

$$C = \frac{R \cdot A}{\rho \cdot Z} \quad (26)$$

Es wurde also die auf eine Sekunde normierte Rate verschiedener Stoffe (Aluminium, Eisen, Kupfer und Blei) bei einem festen Streuwinkel $\theta = 85^\circ$ bestimmt und anschließend $\frac{R \cdot A}{\rho}$ über der Ordnungszahl Z aufgetragen. A ist hierbei die atomare Masse und ρ die Dichte der Stoffe. Es ergaben sich die in Tabelle 2 aufgelisteten Werte und mit diesen Werten der in Abbildung 5 dargestellte Zusammenhang.

Stoff	Z	$R[1/s]$	$A[\text{g mol}^{-1}]$	$\rho[\text{g cm}^{-3}]$
Al	13	19,52	26,98	2,7
Cu	29	65,94	63,55	8,96
Fe	26	60,81	55,85	7,86
Pb	82	47.64	207,2	11,34

Tabelle 2 – normierte Ereignisraten für verschiedene Stoffe

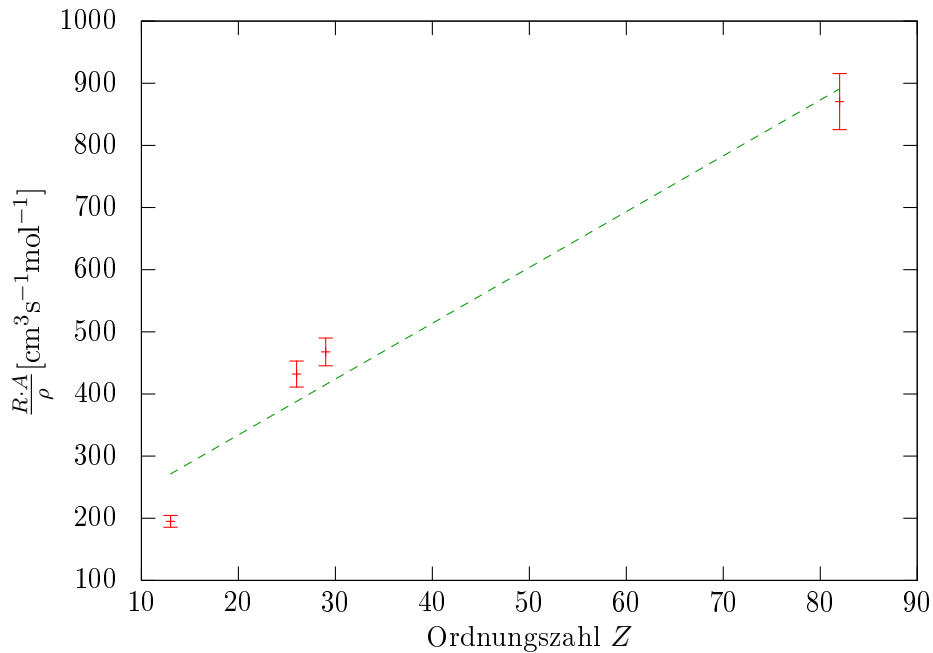


Abbildung 5 – Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Ordnungszahl

Die Fehlerbalken wurden aus dem statistischen Fehler auf die Rate berechnet, da es sich dabei um die einzige fehlerbehaftete Größe handelt. Alle anderen Werte wurden der Literatur entnommen. Mit viel gutem Willen kann man hier einen linearen Zusammenhang erahnen. Allerdings weichen alle Wertepaare mehr oder weniger stark von der Regressionsgeraden ab. Dies könnte zum Beispiel daran liegen, dass die Gleichheit der Probengeometrien nur näherungsweise gegeben war. Am besten konnte man dies an dem Bleiplättchen sehen, das schon einigermaßen verbogen war.