

Justus-LieBig-Universität Gießen

Fortgeschrittenes Praktikum

Compton Streuung

Eva Westenfelder Gil (3005599),
eva.westenfelder-gil@physik.uni-giessen.de

Wafaa Al Nachwati (8102531),
wafaa.al.nachwati@physik.uni-giessen.de

Betreuer: Prof. Dr. Sören Lange

Datum der Versuchsdurchführung: 15.12.2023

Protokoll eingereicht am: 14. 01. 2024

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Theorie	2
2.1	Photoeffekt	2
2.2	Paarbildung	3
2.3	Comptoneffekt	3
2.4	Compton-Streuung	5
3	Versuchsaufbau und Durchführung	6
4	Auswertung	8
4.1	Energiegleichung	8
4.2	Compton-Streuung	9
4.2.1	Bestimmung der Elektronenruhemasse	10
4.3	Vergleich mit dem Klein–Nishina–Wirkungsquerschnitt	12
5	Fazit	14
6	Anhang	15

1 Einleitung

In der Physik sind verschiedene Arten von Wechselwirkungen zwischen Photonen und Materie bekannt. Eine davon, die maßgeblich für den Begriff des Wellen-Teilchen-Dualismus verantwortlich ist, ist der Comptoneffekt, insbesondere in Bezug auf die Beugung am Spalt. Die Veränderung der Wellenlänge von Photonen nach ihrer Streuung an einem Elektron kann nicht durch die klassische Lichtbetrachtung erklärt werden, was zur Einführung des Teilchencharakters eines Photons mit Impuls und Energie führte.

In diesem Experiment wird die Energieübertragung und die Wahrscheinlichkeit der Compton-Streuung von Gammastrahlen aus ^{137}Cs in Abhängigkeit vom Winkel untersucht. Hierfür ist zunächst die genaue Bestimmung der Energieeichung mithilfe von ^{137}Cs und ^{22}Na erforderlich.

2 Theorie

Der Comptoneffekt zählt neben dem Photoeffekt und der Paarbildung zu den verschiedenen Arten der Wechselwirkungen von Photonen mit Materie. Die Art des auftretenden Effekts ist abhängig von der Energie des eingestrahnten Photons, wie in Abbildung 1 anschaulich dargestellt ist.

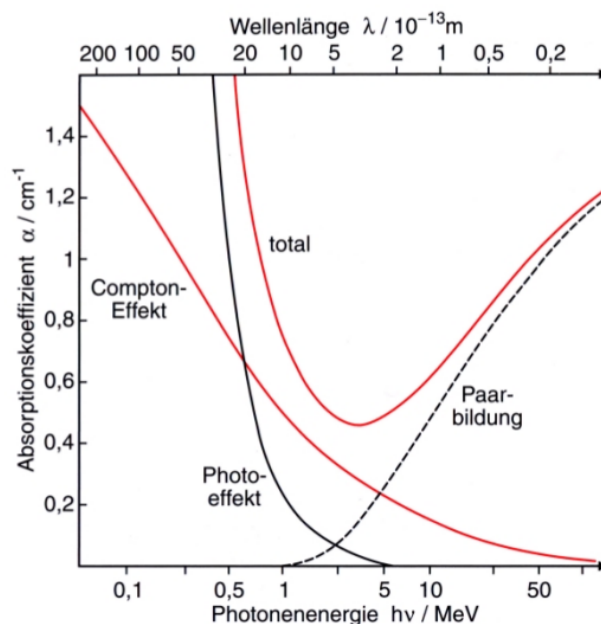


Abbildung 1: Abschwächungskoeffizient μ über der Dichte ρ in Abhängigkeit der eingestrahnten Photonenenergie E_γ . Die durchgezogene Linie ergibt sich als Summe der drei verschiedenen Wechselwirkungen. [1]

2.1 Photoeffekt

Der Photoeffekt wurde in 1839 von Alexandre-Edmond Becquerel und erstmal in 1905 theoretisch von Albert Einstein beschrieben. Diese theoretische Beschreibung ist verant-

wortlich für den Begriff „Lichtquant“.

Beim Photoeffekt erfolgt die Übertragung der Energie eines einzelnen Photons auf ein gebundenes Elektron in einem Material. Falls die Energie des Photons größer ist als die Austrittsarbeit des Elektrons, wird das Elektron nach der Absorption der Energie aus der Atomhülle herausgeschlagen. Die überschüssige Energie wird vom Elektron als kinetische Energie erhalten:

$$E_{kin} = h\nu - W_a \quad (1)$$

Für die Näherung der K-Schale und $E_\gamma \gg E_K$ mit der Bindungsenergie der J-Schale E_K zeigt der Wirkungsquerschnitt eine Proportionalität:

$$\sigma_{Photoeffekt} \propto \frac{Z^5}{E_\gamma} \quad (2)$$

2.2 Paarbildung

Die Paarbildung wurde 1933 von Irène Curie und Frédéric Joliot experimentell nachgewiesen. Unter Paarbildung versteht man allgemein die Erzeugung eines Teilchen-Antiteilchen-Paares. Es gibt zwei Arten von Paarbildung: Wechselwirkung mit Atomkernen oder mit Hüllenelektronen. Wenn die Paarbildung mit einem Atomkern stattfindet, wird nahezu die gesamte Energie des Photons in die Ruheenergie des Teilchen-Antiteilchen-Paares und deren kinetische Energie umgewandelt. Für die Paarbildung muss die Energie des Photons daher mindestens gleich der Summe der Ruheenergien der erzeugten Teilchen sein.

Bei der Erzeugung mit einem Hüllenelektron wird das Elektron durch Impulsübertragung des Photons aus der Hülle herausgeschlagen. Für $5m_e c^2 \leq E_\gamma \leq 50m_e c^2$ ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt die Proportionalität:

$$\sigma_{Paarbildung} \propto Z^2 \ln \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \quad (3)$$

2.3 Comptoneffekt

Der Comptoneffekt beschreibt die Änderung der Energie eines einfallenden Photons nach der Wechselwirkung mit einem als frei betrachteten Elektron. Aufgrund der Gleichung $E_\gamma = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ erfährt das Photon während des Stoßes eine Verringerung seiner Frequenz, wodurch sich die Wellenlänge erhöht. Im Folgenden wird die Ableitung dieser Wellenlängenänderung $\Delta\lambda$ durchgeführt.

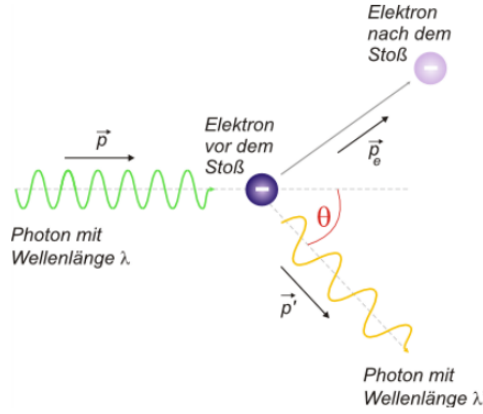


Abbildung 2: : Compton-Effekt: Schmatische Darstellung der Streuung [1]

Aufgrund der erheblich geringeren Bindungsenergie des Elektrons im Vergleich zur Energie des Photons ($\text{eV} \ll \text{MeV}$), kann das Elektron als ruhend und somit ohne Impuls betrachtet werden. Der Gesamtimpuls vor der Kollision liegt somit vollständig im Impuls des Photons. Durch Impulserhaltung folgt dann:

$$\vec{p}_e = \vec{p}_1 - \vec{p}_2 \quad (4)$$

Durch Quadrieren und Anwenden der Definition des Skalarprodukts $\vec{a}\vec{b} = |a||b| \cdot \cos \theta$ folgt:

$$p_e^2 = p_1^2 + p_2^2 - 2p_1p_2 \cos \theta \quad (5)$$

Da im gesamten Prozess auch die Energie erhalten bleiben muss, gilt weiterhin:

$$\vec{p}_1 c + m_e c^2 = \vec{p}_2 c - \sqrt{(m_e c^2)^2 + p_e^2 c^2} \quad (6)$$

$$-(p_2 - p_1)c + m_e c^2 = \vec{p}_2 c - \sqrt{(m_e c^2)^2 + p_e^2 c^2} \quad (7)$$

Durch Quadrieren und Umstellen erhält man einen weiteren Ausdruck für p_e^2

$$p_e^2 = (p_2 - p_1)^2 - 2(p_2 - p_1)m_e c \quad (8)$$

Setzt man Gleichung (5) in Gleichung (8) ein, wird folgendes erhalten:

$$(p_2 - p_1)^2 - 2(p_2 - p_1)m_e c = p_1^2 + p_2^2 - 2p_1p_2 \cos \theta \quad (9)$$

$$p_2^2 + p_1^2 - 2p_1p_2 - 2(p_2 - p_1)m_e c = p_1^2 + p_2^2 - 2p_1p_2 \cos \theta \quad (10)$$

$$-2p_1p_2 - 2(p_2 - p_1)m_e c = -2p_1p_2 \cos \theta \quad (11)$$

$$(p_2 - p_1)m_e c = p_1p_2(1 - \cos \theta) \quad (12)$$

$$\Delta p = (p_2 - p_1) = \frac{p_1p_2}{m_e c} \cdot (1 - \cos \theta) \quad (13)$$

Mit Hilfe der De-Broglie Wellenlänge $p = h/\lambda = \frac{h}{c}\nu$ wird die Wellenlängeänderung nach dem Streuwinkel beschrieben:

$$\frac{(\nu_2 - \nu_1)}{\nu_2\nu_1} = \frac{h}{c} \frac{1}{m_e c} \cdot (1 - \cos \theta) \quad (14)$$

$$\frac{1}{\nu_1} - \frac{1}{\nu_2} = \frac{h}{m_e c^2} \cdot (1 - \cos \theta) \quad (15)$$

$$\frac{1}{c}(\lambda_1 - \lambda_2) = \frac{h}{m_e c^2} \cdot (1 - \cos \theta) \quad (16)$$

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} \cdot (1 - \cos \theta) \quad (17)$$

2.4 Compton-Streuung

Wenn die Energie gemessen wird, die das gestreute Photon bei der Wechselwirkung mit dem Szintillatormaterial freisetzt, entsteht ein charakteristisches γ -Spektrum (siehe Abbildung 3).

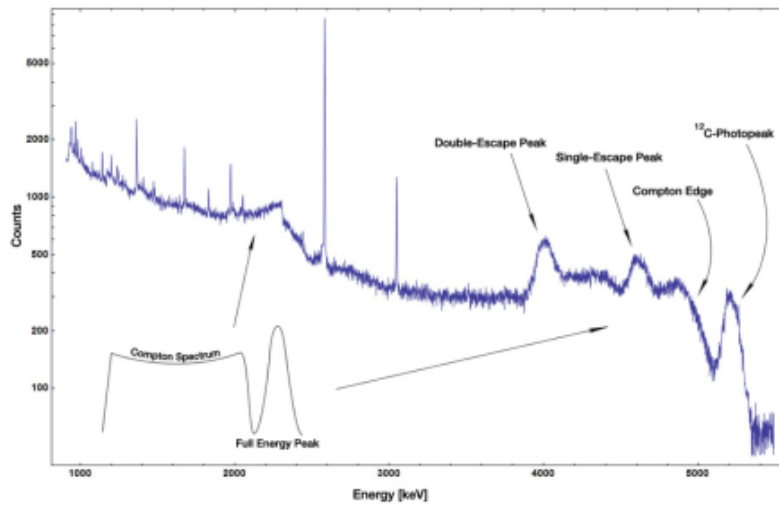


Abbildung 3: Beispiel eines Compton-Energiespektrums [1]

In diesem Spektrum lassen sich in der Regel folgende Merkmale identifizieren:

- Das sogenannte Compton-Kontinuum entsteht aufgrund des Comptoneffekts, der eine kontinuierliche Verteilung der Energie in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ ermöglicht.
- Die sogenannte Compton-Edge begrenzt das Compton-Kontinuum durch die maximale Energie, die das Photon bei einer Streuung mit $\theta = 180^\circ$ (Rückstreuung) überträgt.

Wenn die Wellenlängen in Gleichung (17) durch die entsprechenden Energien gemäß $E = \frac{h}{c^2}$ ersetzt werden, so folgt:

$$\Delta \frac{1}{E_\gamma} = \frac{1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta) \quad (18)$$

Durch die Umformung dieser Formel wird folgendes für die Energie des gestreuten Photons erhalten:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (19)$$

Die übertragene Energie kann dann wie folgt ausgedrückt werden:

$$\Delta E_\gamma = E_\gamma \cdot \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \right) \quad (20)$$

- Der Photopeak tritt auf, wenn Photonen ihre gesamte Energie an Elektronen abgeben. Die Position dieses Peaks entspricht der für die Photonenquelle charakteristischen Energie und wird aufgrund der äußerst geringen Austrittsarbeit zur Energiekalibrierung genutzt.
- Single- bzw. Double-Escape-Peaks entstehen, wenn nach der Paarerzeugung das Positron (e^+) mit einem Elektron rekombiniert. Dabei zerfällt es in zwei Photonen (zwei aufgrund der Impulserhaltung) mit einer Energie von 511 keV. Ein oder beide dieser Photonen entweichen ohne weitere Reaktion aus dem Szintillator. Dies ist umso wahrscheinlicher, je kleiner der Detektor ist.

3 Versuchsaufbau und Durchführung

Gamma-Strahlen mit unterschiedlichen Wellenlängen dienen als Quelle für Photonen. Zur Detektion werden sowohl ein NaI-Szintillator als auch ein Plastik-Szintillator eingesetzt, wobei letzterer als „aktiver Streuer“ agiert und somit den Compton-Effekt ermöglicht. Im Experiment trifft das Photon auf den Plastik-Szintillator, wo es an einem Elektron gestreut wird. Aufgrund der Größe und geringen Dichte von Plastik ist die Wahrscheinlichkeit einer Absorption des Photons dort sehr gering. Daher kann es den Plastik-Szintillator verlassen und wird mit hoher Wahrscheinlichkeit im NaI-Szintillator absorbiert und detektiert. Im Gegensatz dazu wird die Rückstoßenergie des Elektrons im Plastik-Szintillator abgelagert und dort erfasst.

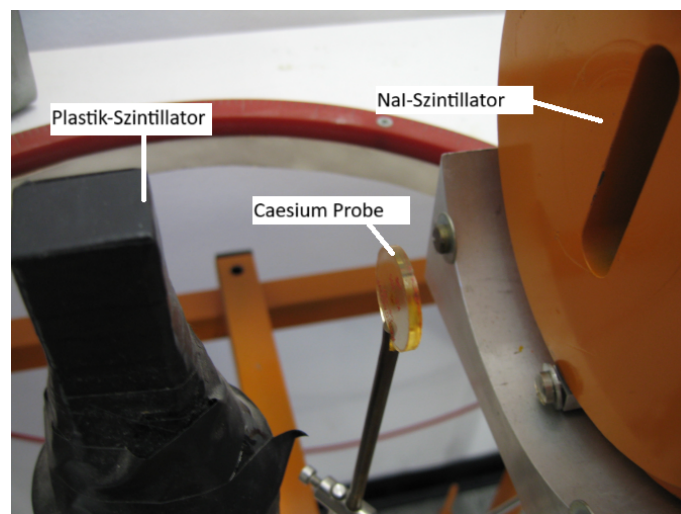


Abbildung 4: Aufbau des Versuchs

Für den Experimentalaufbau wird eine Koinzidenzschaltung verwendet, die es ermöglicht, die detektierten Signale einem Ereignis zuzuordnen. Dabei müssen die Signale im gleichen Zeitintervall auftreten. Zur Synchronisierung wird eine Delay-Box genutzt, um ein zu früh eintreffendes Signal zeitlich mit einem späteren zu interferieren. Zunächst ist unklar, welcher Kanal des NaI-Szintillationsdetektors welcher Energie entspricht. Daher erfolgt eine Kalibrierung des Detektors. Die radioaktive Quelle wird direkt auf den Detektor ausgerichtet, und die Koinzidenzschaltung wird entsprechend manipuliert, um jedes Photon zu registrieren. Die Zuordnung einer bestimmten Energie zu einer Kanalzahl ist zu Beginn unbekannt, daher ist eine Energieeichung erforderlich. Diese Eichung muss jedoch nur für den NaI-Detektor durchgeführt werden, da dieser die gestreuten (interessanten) Photonen misst.

Die Energieeichung wird durch die Bestimmung der Position der Photopeaks in den Energiespektren der Gammaquellen ^{137}Cs ($E_\gamma = 662 \text{ keV}$) und ^{22}Na ($E_\gamma = 511 \text{ keV}$) erreicht. Ein weiterer Referenzpunkt ist das sogenannte „Pedestal“, der Wert, den der QDC liefert, wenn kein Eingangssignal vorhanden ist, und der sich einfach aus Ereignissen ableiten lässt, bei denen nur der Plastiksintillator ein Signal aufweist.

Anschließend wird die Energie der gestreuten Photonen von der Gammaquelle ^{137}Cs für verschiedene Winkelstellungen erfasst. In Schritten von 20° wird der Streuwinkel θ von 40° bis 160° erhöht, wobei jeweils 2500 Ereignisse im NaI-Szintillator erfasst werden.

Aufgrund von Zeitmangel konnte die Streuung für $\theta = 180^\circ$ nicht gemessen werden, daher ist die Berechnung der Compton-Wellenlänge in der Auswertung gemäß den Anweisungen nicht möglich.

Es ist wichtig sicherzustellen, dass entweder die Messzeit für alle Winkel gleich ist oder die Anzahl der Primärelektronen mit dem Zählermodul gemessen wird. Da die Primärrate der Gammaquelle im Durchschnitt konstant ist, können die gemessenen Ereignisse für jeden Winkel später anhand der entsprechenden Zählerwerte normiert werden.

4 Auswertung

4.1 Energieeichung

Für die beiden Gammaquellen, Cäsium und Natrium (mit Energien von 662 keV bzw. 511 keV), wurden jeweils 10000 Ereignisse gemessen. In den Abbildungen 9 bis 11 im Anhang sind deutlich die Photopeaks der Quellen und der Pedestal aus der Elektronik ohne Quellen zu erkennen. Nach der Messung wurden diese beiden Peaks direkt mit „root“ durch eine Gaußkurve gefittet. Der Mittelwert wurde verwendet, um den Kanal zu bestimmen, und für den Fehler wurde die Ungenauigkeit des Mittelwerts genutzt. Auf diese Weise wurden die folgenden Messwerte generiert:

Tabelle 1: Kanäle mit entsprechenden Energiewerten aus [1] zur Energieeichung

	Energie in keV	Kanal
Elektroik	0	123 ± 0.2
Natrium	511	639.8 ± 1.9
Caesium	662	775.3 ± 2.1

An diese Datenpunkte wird eine lineare Funktion der Form:

$$K(E) = a \cdot E + K_0 \quad (21)$$

mit Parametern a und K_0 gefittet und somit den Zusammenhang zwischen den gemessenen Kanälen und der Energie berechnet. Zum Fitten wurde das Program Origin verwendet. Die grafische Darstellung der Datenpunkte mit ihren Fehlern und der Fitgeraden sind in Abbildung 5 zu sehen. Die Standardabweichungen der Fitparametern werden auch vom Programm ausgegeben.

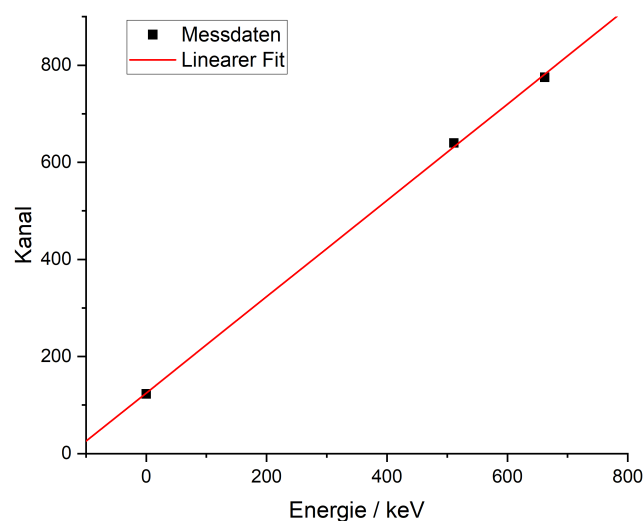


Abbildung 5: Eichpunkte und Fitgerade

Die Fitparameter betragen:
 $a = 0,99197 \pm 0,0211$ $K_0 = 124,83925 \pm 10,18626$
 Die Datenpunkte liegen sehr nahe an der Fitgerade, weitere Messwerte zur Eichung hätten die weiteren Ergebnisse aber noch wesentlich genauer gemacht.

4.2 Compton-Streuung

In diesem Teil des Versuches soll die Winkelabhängigkeit der Streuung überprüft werden. Hierzu wurden die Kanalwerte aus Tabelle 2 in Energiewerte umgerechnet.

Der Fehler der Energie wurde durch folgende Formel bestimmt:

$$\Delta E = \sqrt{\left(\frac{\partial E}{\partial K} \cdot \Delta E\right)^2 + \left(\frac{\partial E}{\partial K_0} \cdot \Delta K_0\right)^2 + \left(\frac{\partial E}{\partial a} \cdot \Delta a\right)^2}$$

$$\Delta E = \sqrt{\left(\frac{\Delta K}{a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta K_0}{a}\right)^2 + \left(\frac{K - K_0}{a^2} \cdot \Delta a\right)^2}$$

Tabelle 2: Die gemessenen Kanalwerte in Abhängigkeit vom Winkel umgerechnet zu Energiewerten

Streuwinkel θ in °	Kanal K	Energie E' in keV
40	$584,4 \pm 3,6$	$463,281 \pm 10,900$
60	$529,5 \pm 2,3$	$407,936 \pm 10,536$
80	$439,6 \pm 2,5$	$317,309 \pm 10,580$
100	$381,3 \pm 2,1$	$258,537 \pm 10,490$
120	$343 \pm 1,6$	$219,927 \pm 10,399$
140	$318,8 \pm 1,5$	$195,531 \pm 10,383$
160	$296 \pm 1,6$	$172,546 \pm 10,398$

In Abbildung 6 wird die gemessene Energie als Funktion des Streuwinkels θ dargestellt.

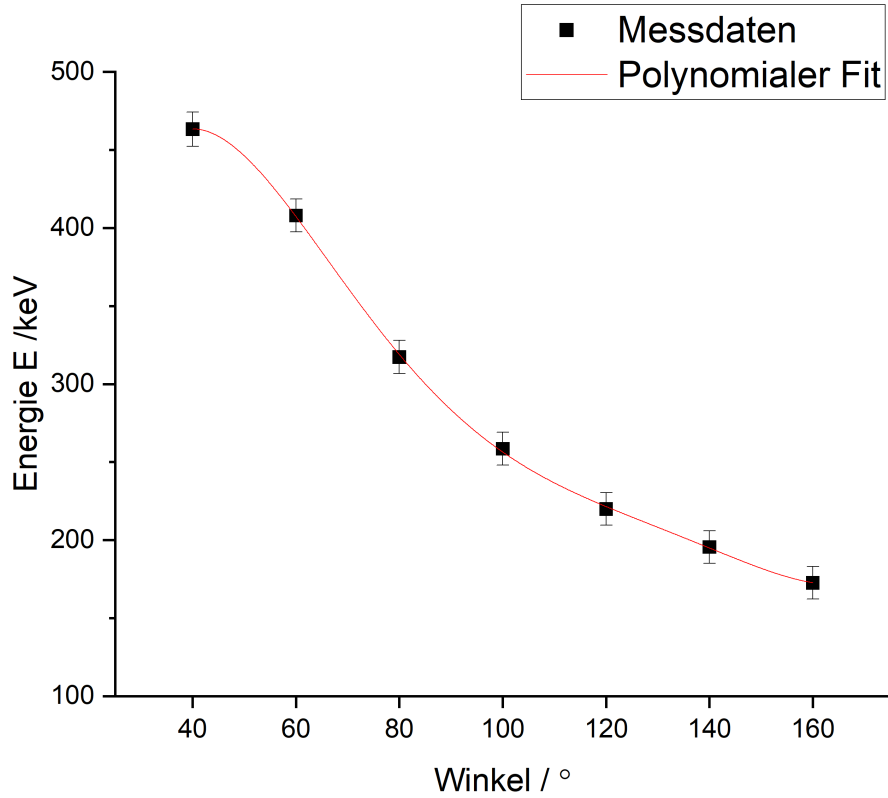


Abbildung 6: Gemessene Energie als Funktion des Streuwinkels θ

4.2.1 Bestimmung der Elektronenruhemasse

Die Energie des gestreuten Photons, E' , wurde bereits durch (19) hergeleitet:

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}$$

Das Inverse dieser Energie lässt sich durch die Substitution $x(\theta) := \cos(\theta)$ schreiben als:

$$\frac{1}{E'} = \frac{1}{E} + \frac{1}{m_e c^2} \cdot (1 - x) \quad (22)$$

Diese Funktion soll an die experimentellen Werte angepasst werden. Die Fehler für die experimentellen Werte bestimmen sich gemäß:

$$\Delta \left(\frac{1}{E'} \right) = \left| \frac{\partial}{\partial E'} \frac{1}{E'} \right| \cdot \Delta E' = \frac{\Delta E'}{(E')^2} \quad (23)$$

Die Funktion in Gleichung (22) wird als der theoretische Verlauf angenommen und zusammen mit den experimentellen Werten und ihrer Fit-Funktion in Abbildung 7 dargestellt.

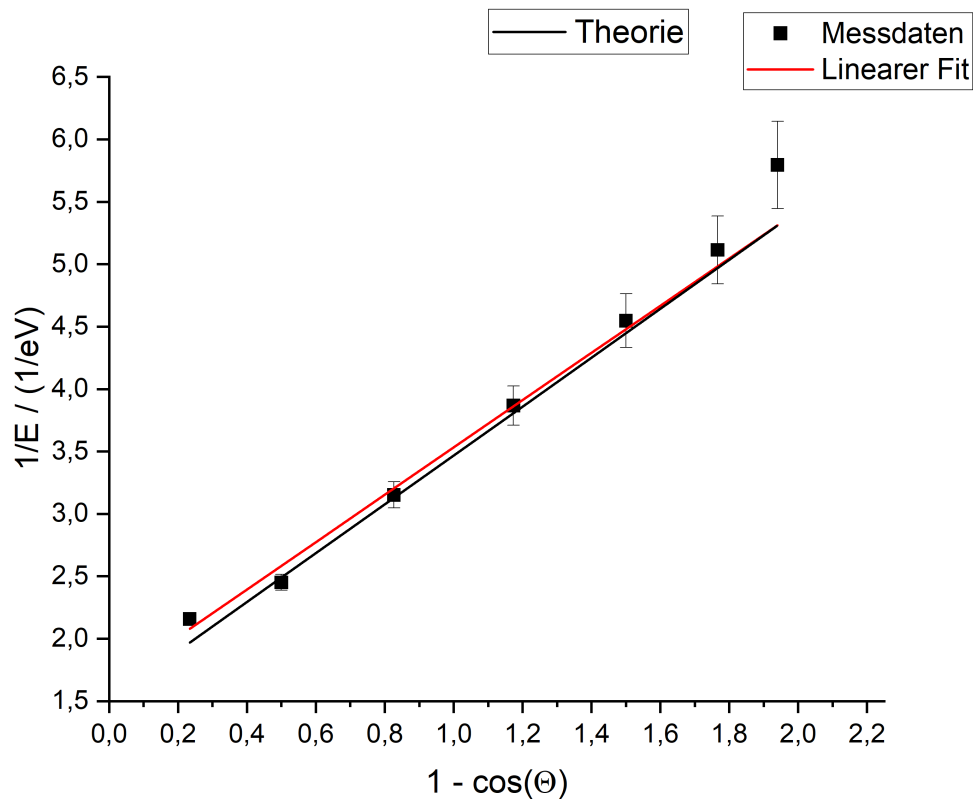


Abbildung 7: Die inverse Energie in Abhängigkeit von $1 - \cos(x)$: Fit und Theorie

Tabelle 3: Die inverse Energie der gestreuten Elektronen in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ

Streuwinkel θ in $^\circ$	$1 - \cos \theta$	inverse Energie $\frac{1}{E'}$ in eV^{-1}
40	0,234	$2,158 \pm 0.051$
60	0,5	$2,451 \pm 0.063$
80	0,826	3.152 ± 0.105
100	1,174	3.868 ± 0.157
120	1,5	4.547 ± 0.215
140	1,766	5.114 ± 0.272
160	1,940	5.796 ± 0.343

Der Fit stimmt größtenteils mit den Datenpunkten überein und liegt nahe an der theoretischen Funktion. Dennoch ist die Steigung der Fitlinie geringer als die des theoretischen Verlaufs, obwohl die Messpunkte deutlich über dem Fit liegen.

Beim Vergleich der Formel des Fits (21) mit der Formel des theoretischen Verlaufs (22) wird ersichtlich, dass die Steigung der Inversen der Elektronenruhemasse entspricht.

Nach der Berechnung des Fit ist der Wert der Steigung:

$$a_{inv} = \frac{1}{m_e c^2} = [0,0019 \pm 1,26 \cdot 10^{-4}] \frac{1}{\text{keV}}$$

Es ergibt sich somit der folgende Wert für die Elektronenmasse:

$$m_e = (526,315 \pm 34,903) \text{ keV}/c^2$$

4.3 Vergleich mit dem Klein–Nishina–Wirkungsquerschnitt

Im abschließenden Abschnitt der Analyse wird nun die Gültigkeit der Klein-Nishina-Formel (25)[1] überprüft. Dabei wird die Proportionalität des differentiellen Wirkungsquerschnitts zum Produkt aus der Spitzenhöhe und der Spitzenbreite σ durch die Zählrate (24) berücksichtigt.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{\text{Peakhöhe} \cdot \text{Peakbreite}}{\text{Counts}} \quad (24)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \cdot \frac{1 + \cos^2 \theta}{(1 + \alpha(1 - \cos \theta))^3} \left(1 + \frac{\alpha(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)(1 + \alpha(1 - \cos \theta))} \right) \quad (25)$$

$$= \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} - \left(\frac{\sin \theta}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right)^2 + \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right)^3 \right) \quad (26)$$

Mit:

$$r_0 = \frac{e^2}{2\pi\epsilon c^2} = 2,818 \cdot 10^{-15} m$$

und

$$\alpha = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$$

Um die Gleichung (24) auszuwerten, sind noch die Peakhöhe und die Peakbreite erforderlich. Diese werden aus den Grafiken (Abbildungen von 12 bis 18 im Anhang) abgelesen.

Tabelle 4: Vom Fit-Programm berechnete Peakhöhe h , Peakbreite σ und die gemessenen Zählraten in Abhängigkeit vom Winkel

Streuwinkel θ in °	Peakhöhe h	Peakbreite σ	Counts
40	$5,397 \pm 0,228$	$85,07 \pm 4,14$	153219
60	$7,08 \pm 0,31$	$60,48 \pm 2,67$	172864
80	$6,199 \pm 0,31$	$56,36 \pm 3,02$	238626
100	$6,585 \pm 0,342$	$49,53 \pm 2,52$	264519
120	$8,288 \pm 0,419$	$38,89 \pm 1,74$	275218
140	$8,178 \pm 0,414$	$38,76 \pm 1,64$	241316
160	$7,755 \pm 0,409$	$38,9 \pm 1,8$	181100

Die Fehler der Näherung entstehen hauptsächlich durch die Fehlerfortpflanzung der Abweichung bei der Peakhöhe und der Peakbreite.

$$N = h \cdot \sigma$$

$$\Delta N = \sqrt{(\Delta h \cdot \sigma)^2 + (h \cdot \Delta \sigma)^2}$$

Folgende Tabelle enthält die Werte der Gleichung (24) gegeben:

Tabelle 5: Der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ bis auf eine Proportionalitätskonstante

Streuwinkel θ in $^\circ$	$\propto \frac{d\sigma}{d\Omega}$
40	$0,003 \pm 1,931 \cdot 10^{-4}$
60	$0,00248 \pm 1,540 \cdot 10^{-4}$
80	$0,00146 \pm 1,073 \cdot 10^{-4}$
100	$0,00123 \pm 8,965 \cdot 10^{-5}$
120	$0,00117 \pm 7,906 \cdot 10^{-5}$
140	$0,00131 \pm 8,666 \cdot 10^{-5}$
160	$0,00167 \pm 1,169 \cdot 10^{-4}$

Die Näherungswerte werden mithilfe der Klein-Nishina-Formel in einem Diagramm dargestellt, um ihre Proportionalität zu analysieren. Dabei wurde die Umformung 26 verwendet, um die Einsetzung in Origin zu erleichtern. Das entsprechende Diagramm ist im Folgenden abgebildet.

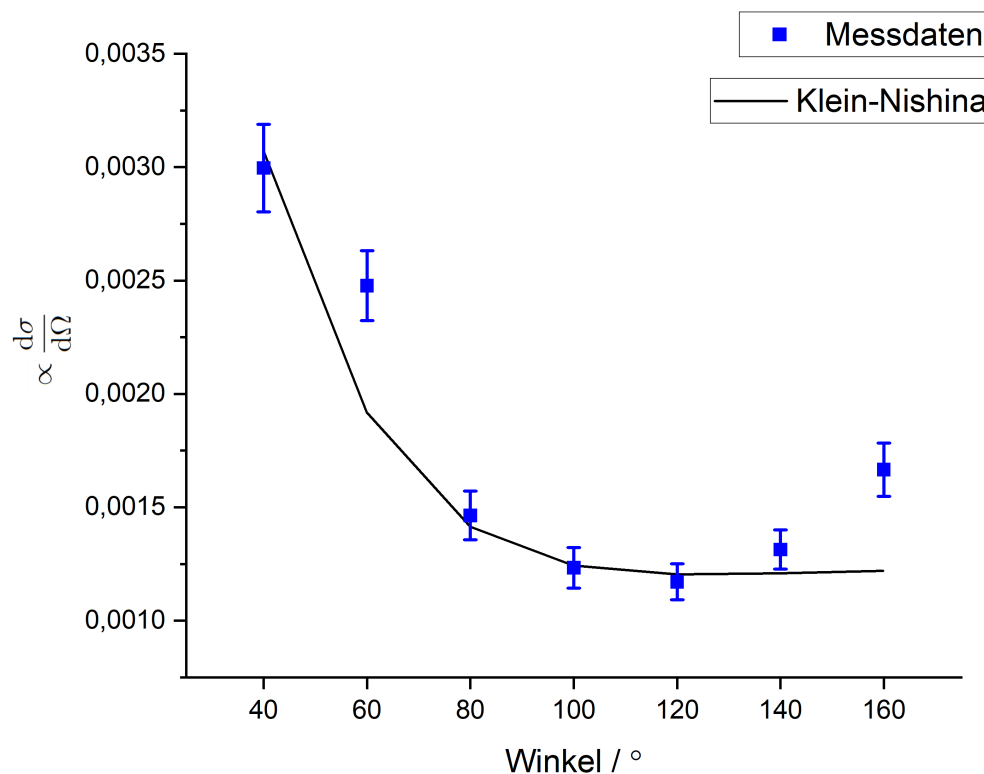


Abbildung 8: Berechnete Proportionalität aus (24) (blau) und Verlauf der Klein-Nishina-Formel (26) mit dem zugehörigen Vorfaktor (schwarz)

Trotz der Abweichungen der Messwerte von der theoretischen Klein-Nishina-Formel lässt sich eine gewisse proportionale Beziehung feststellen. Wahrscheinlich resultieren diese Abweichungen sowohl aus Folgefehlern als auch aus einem unvermeidbaren Untergrundrauschen. Die Abweichung der Zählraten wurde ebenfalls nicht berücksichtigt,

da dieser aufgrund systematischer Fehler während des Experiments je nach Messung variieren kann, was die Auswertung erschwert.

5 Fazit

Zusammenfassend kann der Versuch als erfolgreich betrachtet werden.

Während der Energieerfassung traten lediglich geringfügige Abweichungen zwischen dem Fit und den gemessenen Werten auf.

Das Ergebnis für die Elektronenmasse ($m_e^{exp} = (526,315 \pm 34,903) \text{ keV}/c^2$) weist nur eine Abweichung von 3% im Vergleich zum Literaturwert ($m_e^{Lit} = 510.998 \text{ keV}/c^2$)[2] auf, wobei der Literaturwert innerhalb des Fehlerbereichs liegt.

Ein Vergleich zwischen der Näherung und dem Wirkungsquerschnitt zeigt bereits teilweise Ähnlichkeiten im Verlauf, obwohl mehrere Ursachen für Abweichungen der Messwerte nicht berücksichtigt wurden. Eine präzisere Untersuchung könnte die Beziehung zwischen den Messwerten und den theoretischen Erwartungen weiter verbessern.

Literatur

- [1] „Anleitung zum physikalischen Praktikum für Fortgeschrittene Teil II Versuch: Comptoneffekt“. In: (2015).
- [2] National Institute of Standards und Technology. *Electron mass energy equivalent in MeV*. URL: <https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mec2mev%7Csearchfor=electron+mass> (Abruf vom 13. 01. 2024).

6 Anhang

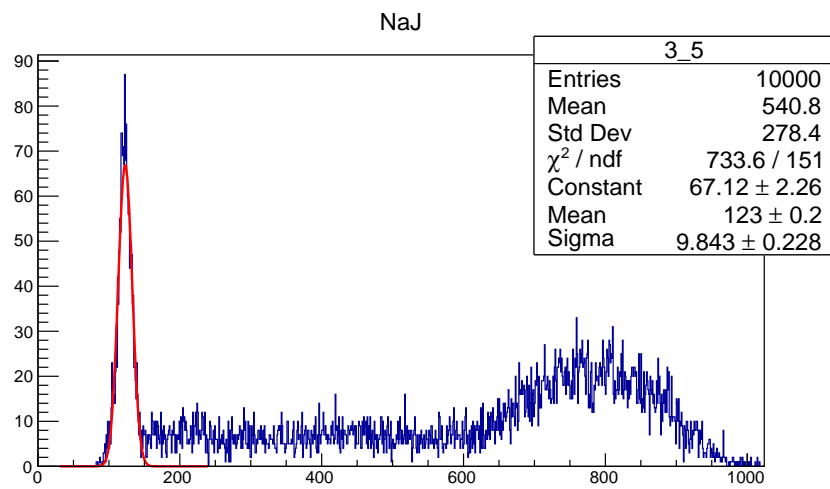


Abbildung 9: Peak der Elektronik

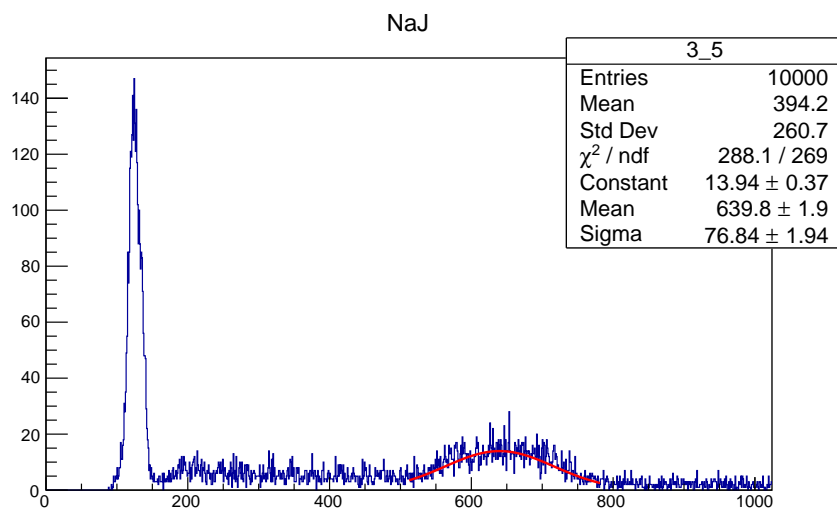


Abbildung 10: Peak von ^{22}Na

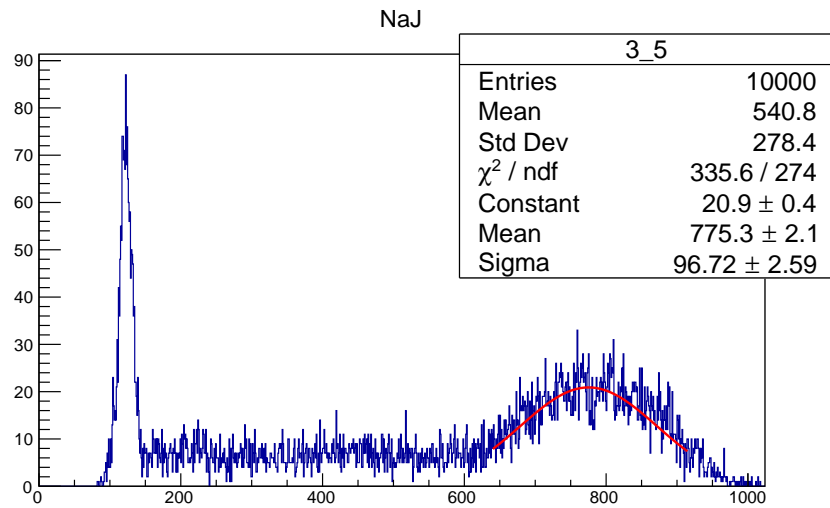


Abbildung 11: Peak von ^{137}Cs

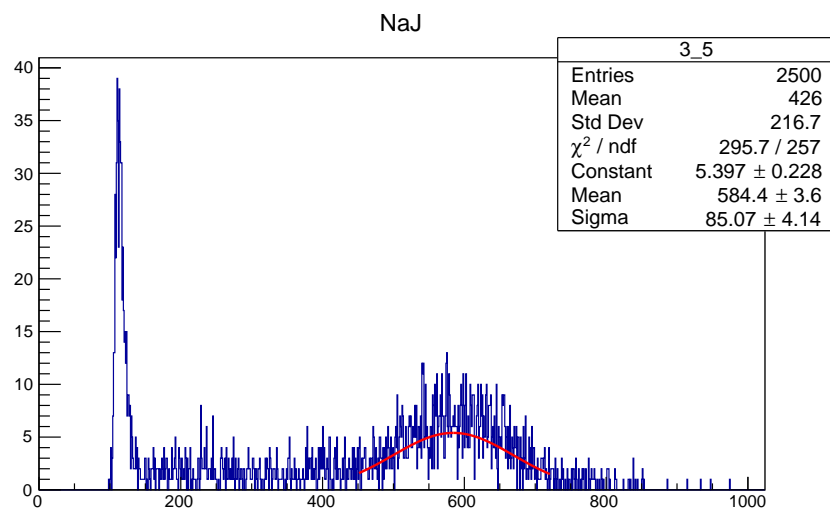


Abbildung 12: Peak bei $\theta = 40^\circ$

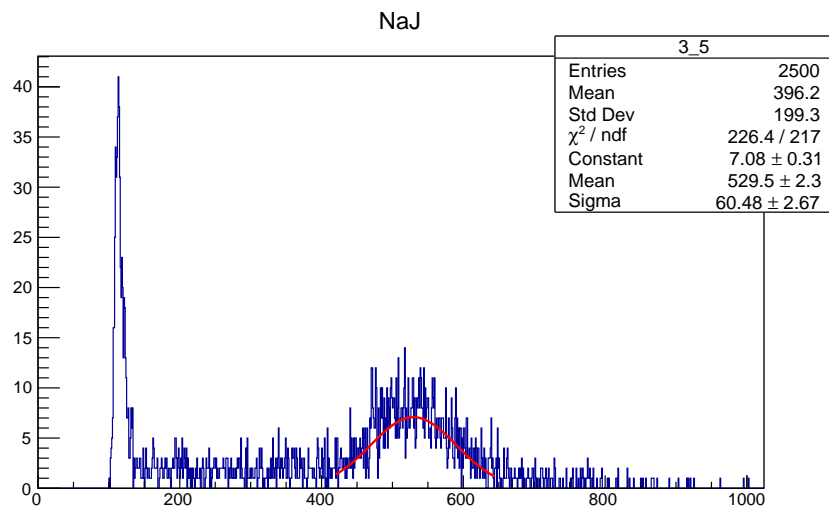


Abbildung 13: Peak bei $\theta = 60^\circ$

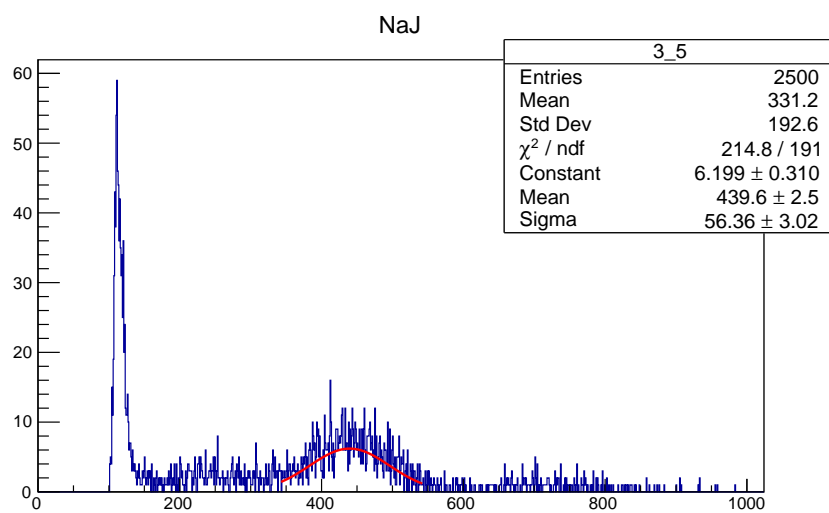


Abbildung 14: Peak bei $\theta = 80^\circ$

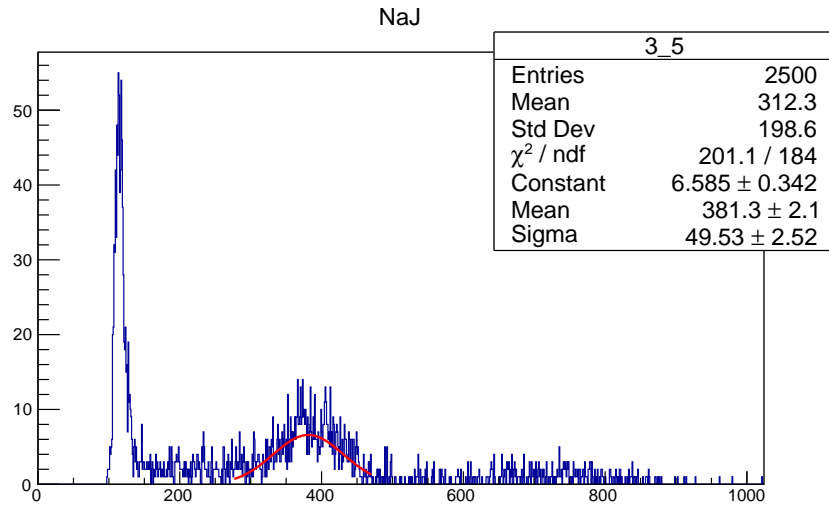


Abbildung 15: Peak bei $\theta = 100^\circ$

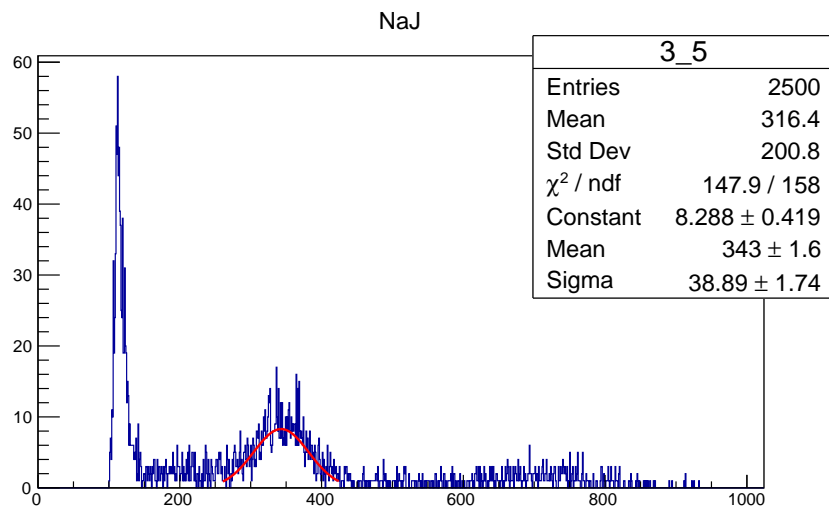


Abbildung 16: Peak bei $\theta = 120^\circ$

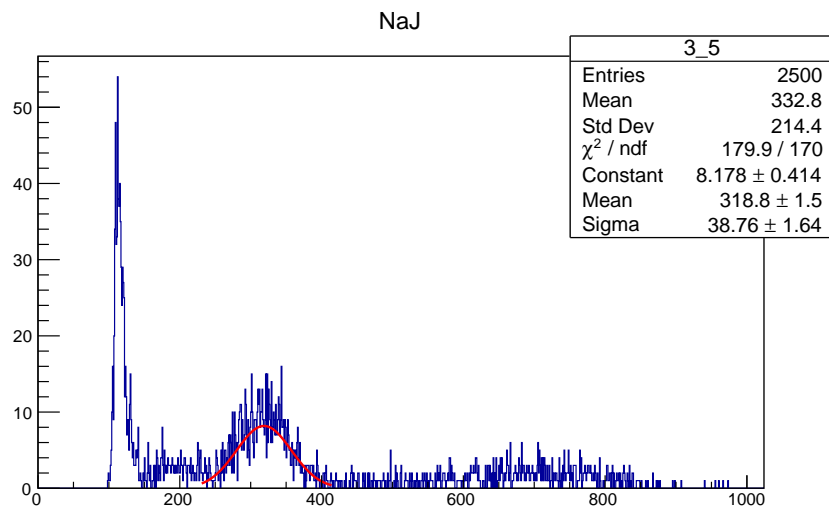


Abbildung 17: Peak bei $\theta = 140^\circ$

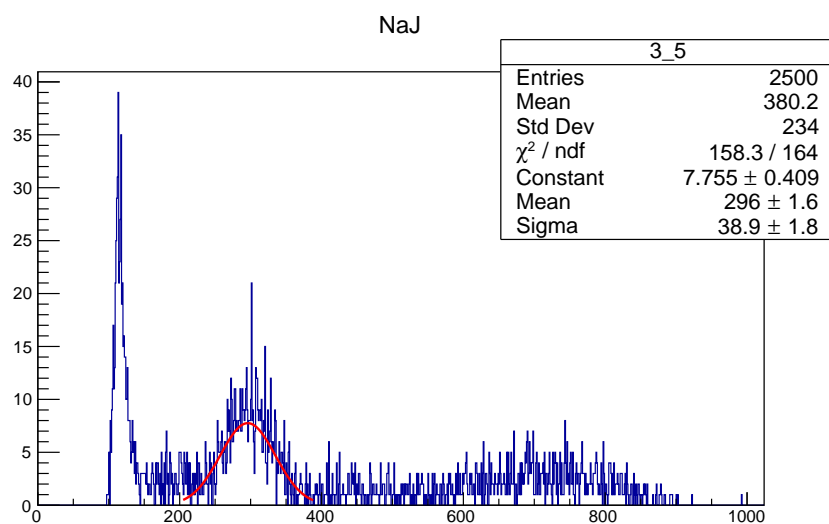


Abbildung 18: Peak bei $\theta = 160^\circ$