

Compton- Effekt

Experiment K126 — 13.05.2005
John Bieling and Andreas Orth*

Zusammenfassung. Wir werden in diesem Versuch die Compton- Streuung an einem Aluminium- Target für verschiedene Winkel durchmessen, und hieraus die differentiellen Wirkungsquerschnitte bestimmen. Diese vergleichen wir dann mit den theoretisch zu erwartenden nach der Klein- Nishina- Formel.

*john.bieling@jobisoft.de und andyorth@web.de

Contents

1. Theorie **3**
1.1. Wechselwirkung von γ - Strahlung mit
Materie 3
1.2. Detektion 6

2. Versuchsaufbau **9**
2.1. Die Cäsiumquelle 10
2.2. Die Bariumprobe 10
2.3. Das Target 11
2.4. Der Szintillationsdetektor 12

3. Versuchsdurchführung **13**
3.1. Versuchsbeschreibung 13

4. Versuchsauswertung **14**
4.1. Bestimmung des totalen Stoßquer-
schnittes 14
4.2. Energieeichung mit ^{133}Ba 17
4.3. Messung der Compton-Streuung 20
4.4. Klein-Nishina-Plot 26

5. Abschließende Bemerkungen **30**

Literatur

K. Siegbahn: α -, β - and γ -Ray Spectroscopy, Vol 1,
North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1st
edition, 1968

Prof. Dr. Karsten Buse: Atomphysik, Skript zur gle-
ichnamigen Vorlesung WS 2004/2005

P.A.Tipler: Physik, Spektrum Lehrbuch
Versuchsbeschreibung
sowie die Protokolle anderer Studenten
und das Internet.

Layout (.sty-file für $\text{\LaTeX} 2_{\epsilon}$) by NORBERT
STUHRMANN, 2003.

1. Theorie

1.1. Wechselwirkung von γ - Strahlung mit Materie

Man kennt drei natürliche Formen der Strahlung. Eine davon ist die γ - Strahlung, welche aus Photonen besteht. Setzt man Materie elektromagnetischer Strahlung aus, so wird diese ganz oder zum Teil absorbiert. Man beobachtet, dass die Intensitätsabnahme von der Dicke der Materieschicht abhängt, so dass ein exponentieller Abfall entsteht:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}$$

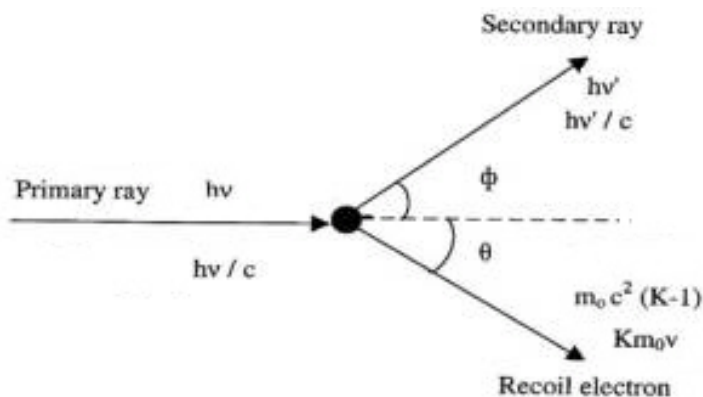
wobei μ den Abschwächungskoeffizienten bezeichnet. Ein solcher Zusammenhang deutet auf einen stochastischen Prozess hin. Wir können durch Experimente mit verschiedenen Absorbermaterialien μ aufspalten in $\mu = n \cdot \sigma_s \cdot Z$, mit Teilchendichte n , Ordnungszahl Z des Absorbermaterials und σ_s dem sogenannten Wirkungsquerschnitt. Der stochastische Charakter wird in dieser Darstellung deutlich: jedes Teilchen hat eine Wechselwirkungswahrscheinlichkeit ($\propto e^{Z\sigma}$), diese Wahrscheinlichkeiten werden wie in einem Baumdiagramm multipliziert, das entspricht einer Addition im Exponenten.

Der Faktor Z verrät uns weiter, dass die Wechselwirkung mit den Elektronen oder den Protonen des Absorbers stattfindet. Hierbei gibt es mehrere mögliche Effekte, die alle in den Wirkungsquerschnitt σ_s miteingehen. Die drei Prominentesten Wechselwirkungen zeigen wir hier auf:

1.1.1. Die Compton- Streuung

Diese Form der Wechselwirkung ist das Hauptthema des Versuches, daher werden wir sie hier detaillierter erörtern als die später folgenden Effekte.

Das einfallende γ -Quant wird elastisch an einem der Absorberatome gestreut, genauer an einem der äußeren Elektronen. Dabei überträgt es einen Teil seiner Energie und seines Impulses auf das in guter Näherung ruhende Elektron.



(aus http://en.wikipedia.org/wiki/Arthur_Compton)

Das von links einfallende Photon trägt die Energie $h\nu$ und den Impuls $h\nu/c$. Es wird bei dem Stoß um den Winkel Φ gestreut, und erfährt eine Frequenzänderung von ν zu ν' . Der Energieübertrag auf das Elektron ist dabei $\Delta E = E' - E = m_0 c K - m_0 c$ (K ist der Lorentzfaktor), wodurch es einen Impuls von $m_0 v K$ erhält.

Sehr einfache Berechnungen mittels Energie- und Impulserhaltung ergeben für die Wellenlängenänderung des Photons eine Abhängigkeit vom Streuwinkel:

$$|\Delta\lambda| = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\Phi)$$

Aus dieser Abhängigkeit lässt sich nun eine Gleichung für die Energie des gestreuten Photons ableiten, wir erhalten:

$$h\nu' = h\nu \cdot \frac{1}{1 + \alpha \cdot (1 - \cos\theta)}, \text{ mit } \alpha = \frac{h\nu}{m_0 c^2}$$

Außerdem ist zu erkennen, dass die meiste Energie bei einer Streuung von 180° auf das Elektron übertragen wird. Diese beträgt dann:

$$E_{e,max} = E_\gamma \frac{2 \cdot E_\gamma / m_e c^2}{2 \cdot E_\gamma / m_e c^2 - 1}$$

Für den Wirkungsquerschnitt ergibt sich ein linearer Zusammenhang mit der Ordnungszahl des Absorbermaterials und der reziproken Photonenenergie:

$$\sigma_{compton} \propto \frac{Z}{E_\gamma}$$

1.1.2. Der Photoeffekt

Das Photon wird von einem Elektron des Absorberatoms vollständig absorbiert, die Energie dabei auf das Elektron übertragen. Übersteigt die Energie des Photons die Bindungsenergie des Elektrons, so kommt es zu einer Ionisation des Atoms, die überschüssige Energie geht in kinetische Energie des freien Elektrons über. Man kann die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Ordnungszahl und der Energie des Photons ungefähr angeben zu:

$$\sigma_{photo} \propto Z^5 \cdot E_\gamma^{-7/2}$$

Man sieht, dass eine steigende Ordnungszahl des Targets den Photoeffekt begünstigen, hingegen steigende Energien der Photonen diesen unterdrücken.

1.1.3. Paarbildung

Die dritte Form der Wechselwirkung ist erst beobachtbar, wenn die Energie des Photons eine kritische Grenze von 1,022 MeV überschreitet. Dieser Wert entspricht der doppelten Ruhemasse des Elektrons, daher ist ab diesem Schwellwert die Produktion eines Elektron- Positron- Paares energetisch möglich. Wir werden in unserem Versuch unterhalb dieser Schwelle arbeiten, daher ist dieser Punkt nur der Vollständigkeit halber aufgeführt.

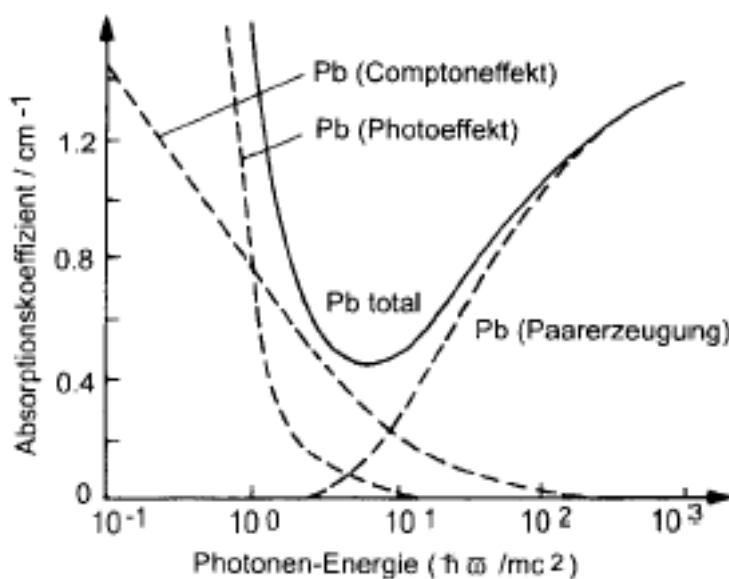
Um den Wirkungsquerschnitt anzugeben, trifft man die Annahme, dass die Abschirmung vernachlässigt werden soll. Dann sieht man, dass σ mit steigender Energie und Ordnungszahl wächst:

$$\sigma_{paar} \propto Z^2 \cdot \ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2}$$

Die drei soeben genannten Querschnitte werden addiert, um den resultierenden Abschwächungskoeffizienten zu erhalten:

$$\mu = n \cdot Z \cdot (\sigma_{compton} + \sigma_{photo} + \sigma_{paar})$$

Wir stellen diesen nun schematisch für eine feste Kernladung (hier Blei) gegen die Photonenergie da, sowie seine Beiträge aus den verschiedenen Wechselwirkungsformen:



(aus www.stilli.de)

Wir erkennen drei Bereiche: Für kleine Energien dominiert der Photoeffekt vor allen anderen. Dann gewinnt bei steigender Energie der Compton- Effekt die überhand, und ab 1 MeV schließlich beginnt die Paarproduktion, und dominiert für große Energien.

1.1.4. Klein- Nishina

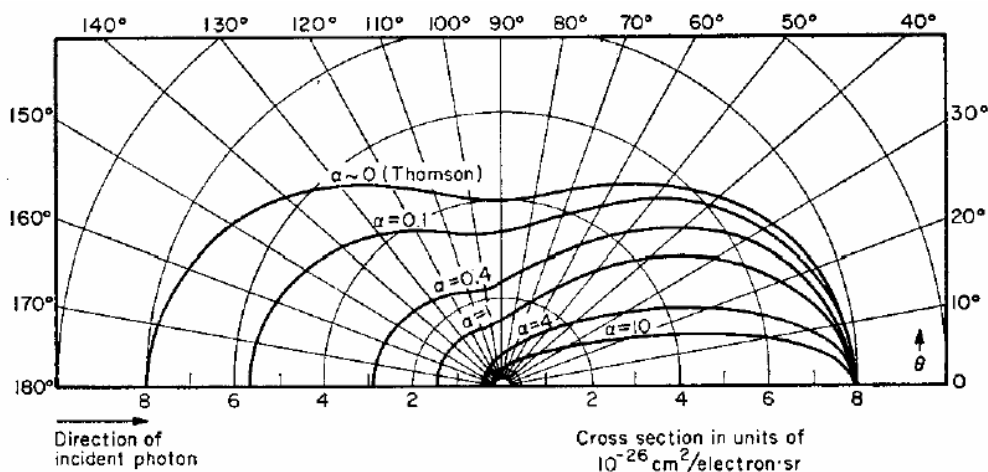
Nach der Entdeckung der Quantenmechanik war es natürlich auch möglich, den Compton- Effekt rein theoretisch zu berechnen. Dies wurde als erstes von Klein und Nishina getan. Ihnen war es nun möglich, auch eine Streuwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von dem Streuwinkel anzugeben.

Dies nennt man dann den differentiellen Wirkungsquerschnitt, welcher über alle Winkel aufintegriert den oben beschriebenen totalen Wirkungsquerschnitt ergibt.

Die genaue Berechnung berücksichtigt auch die Polarisationsrichtung der Photonen, da wir es jedoch mit einem unpolarisierten Strahl zu tun haben, muss über alle Polarisationsrichtungen gemittelt werden. Man erhält schließlich die Formel:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Phi) = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{h\nu'}{h\nu} \right)^2 \left(\frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - \sin^2 \Phi \right)$$

mit $r_0 = e^2/m_e c^2$. Wir stellen hier den Verlauf dieser Funktion für verschiedene $\alpha := h\nu/m_0 c^2$ dar. In unserem Versuch liegt der Wert für α bei ca. 1,3, also erwarten wir eine ähnliche Kurve wie bei $\alpha=1$:



(aus Siegbahn: Alpha-, Beta- and Gamma-Spectroscopy)

Wir sehen hier den differentiellen Wirkungsquerschnitt für verschiedene α über alle Winkel abgetragen.

1.2. Detektion

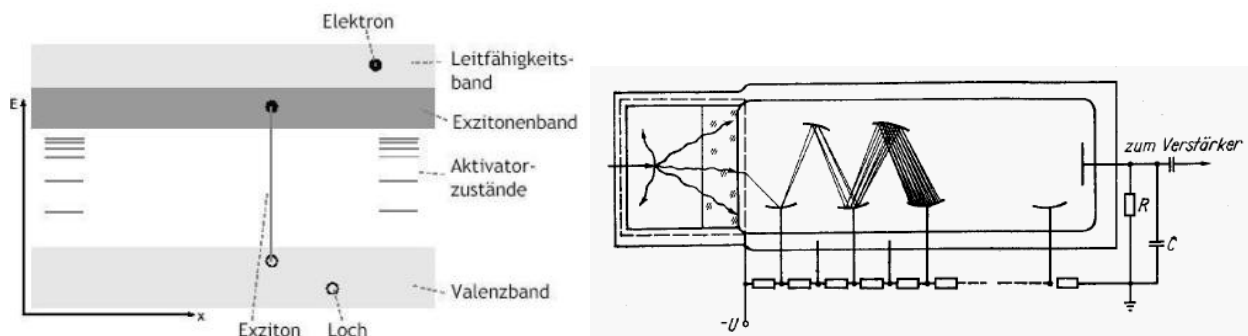
1.2.1. Der Szintillationsdetektor

Ein Szintillationszähler besteht aus einem Szintillator, und einem Photomultiplier und Emitterfolger, wie wir sie schon aus vielen anderen Versuchen kennen.

Zunächst werden aus der nachzuweisenden γ - Strahlung Lichtblitze erzeugt. Als Szintillatoren stehen eine Vielzahl von Materialien zur Verfügung (anorganische Kristalle, Gläser, organische Stoffe, Flüssigkeiten oder

Edelgase). Bei der Untersuchung von γ -Strahlen verwendet man als Szintillator bevorzugt mit Thallium-Atomen dotiertes Natriumjodid, NaI(Tl). Hierbei hat das Jod ($Z = 53$) eine hohe Ordnungszahl, um durch die Z^5 -Abhängigkeit den Photoeffekt zu begünstigen. Dies ist sinnvoll, da hierbei jeweils die gesamte Energie im Szintillator deponiert wird. Im Gegensatz hierzu wird beim Compton-Effekt nur ein gewisser Teil der Photonenenergie auf den Kristall transferiert; falls das gestreute Compton-Photon keine weitere Wechselwirkung mit dem Szintillator erfährt, kann es aus dem Kristall austreten. Dann geht ein Teil der Energie am Detektor vorbei. Es ist daher wünschenswert, dass der Photoeffekt unter den verschiedenen Interaktionsmechanismen dominiert.

Die Tl-Atome dienen als Leuchtzentren (auch Aktivatorzentren genannt). Neben dem Valenz- und dem Leitungsband gibt es im Halbleiter auch ein Exzitonenband (Exzitonen sind Elektron-Loch-Päarchen), welches unter dem Leitungsband liegt. Wird durch das einfallende Elektron nun ein Exziton erzeugt, so kann sich dieses frei im Halbleiterbewegen (es trägt schließlich keine Gesamtladung).



(aus www.stilli.de)

Trifft nun das Elektron oder das Exziton auf einen Aktivator, so fällt es über die zusätzlichen Niveaus des Aktivators in das Valenzband zurück, und sendet dabei Licht aus. Entscheidend ist, dass dieses Licht nicht wieder vom Kristall absorbiert werden kann, da der Bereich zwischen Valenz- und Leitungsband eigentlich verboten ist.

Auf diese Weise wird das Licht durch den Szintillator geleitet und trifft schließlich auf die Photokathode des Photomultipliers, wo die γ -Quanten Elektronen auslösen können, welche dann mittels einer angelegten Hochspannung abgesaugt, fokussiert und auf die erste Dynode gelenkt werden. Aufgrund ihrer vergrößerten kinetischen Energie lösen sie dort weitere Sekundärelektronen aus, die mit Hilfe gestaffelter Spannungen wiederum auf die folgenden Dynoden beschleunigt werden. Auf diese Weise wird die Zahl der Elektronen insgesamt um den Faktor $10^6 - 10^8$ erhöht.

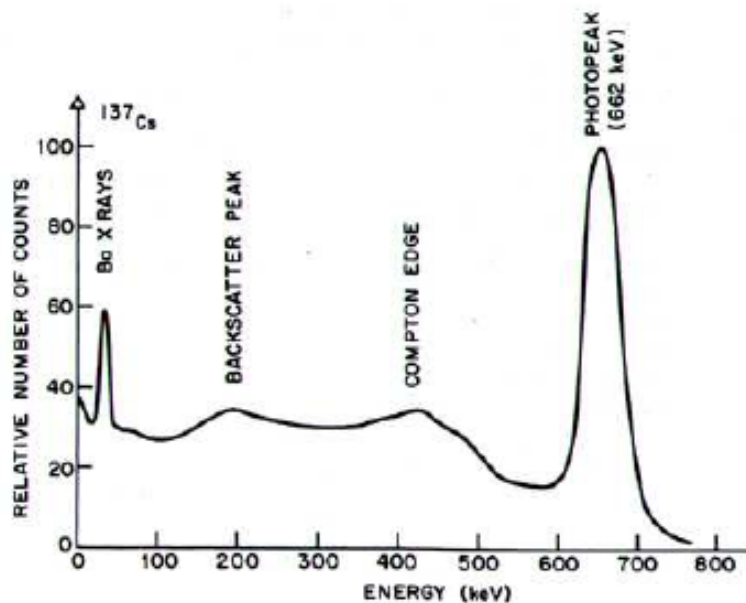
Unser nachzuweisendes Photon schlägt also im Idealfall ein Elektron aus dem Szintillator, und überträgt auf dieses seine gesamte Energie. Dieses Elektron zieht nun eine Furche von angeregten Atomen durch den Detektor. Bei einer Gapbreite von ca. 10 eV erwarten wir also in dem Energiebereich, den wir ausmessen wollen, bis zu 66.000 solcher angeregten Zustände. Jede dieser Anregungen fällt nun wieder in den Grundzustand, und emittiert dabei niederenergetische Photonen. Diese werden im Photomultiplier alle zu elektronisch messbaren Peaks verstärkt. Jeder dieser Peaks hat in etwa die selbe Höhe. Die gemessene Energie hängt nun nur noch von der *Anzahl* der entstehenden Peaks ab, da diese zeitlich so dicht aufeinander folgen, dass sie als ein einzelnes Ereignis registriert werden. Die Gapbreite stellt damit die kleinste nachweisbare Energie, und das Auflösungsvermögen des Detektors dar.

1.2.2. Spektrometrie

Das Detektorsignal wird verstärkt und mittels eines Analog-Digital-Wandlers (analog-to-digital converter, ADC) im MCA digitalisiert. Je nach Stärke des eintreffenden Signals führt der Puls zur Erhöhung des Eintrags in einem bestimmten Kanal, so dass folgende Zusammenhänge gegeben sind: je höher der Eintrag im Kanal, desto größer ist die gemessene Intensität, und je größer die Kanalnummer, desto höher die Energie der registrierten Strahlung.

Zur Eichung des Spektrometers kann man davon ausgehen, dass zwischen eingehendem Puls und Kanalnummer eine lineare Beziehung der Form $\text{Pulshöhe} = a + b \cdot \text{Kanalnummer}$ besteht. Möchte man Nichtlinearitäten der verwendeten Geräte (z. B. des Verstärkers, des MCA, des Detektors) mit einbeziehen, so kann man noch einen quadratischen Term hinzunehmen. Bereits dieser Term sollte aber nur geringfügige Korrekturen liefern, so dass eine weitere Berücksichtigung nichtlinearer Einflüsse in der Regel nicht erforderlich ist.

Ein typisches Beispiel eines Impulshöhenspektrums sieht in etwa so aus:



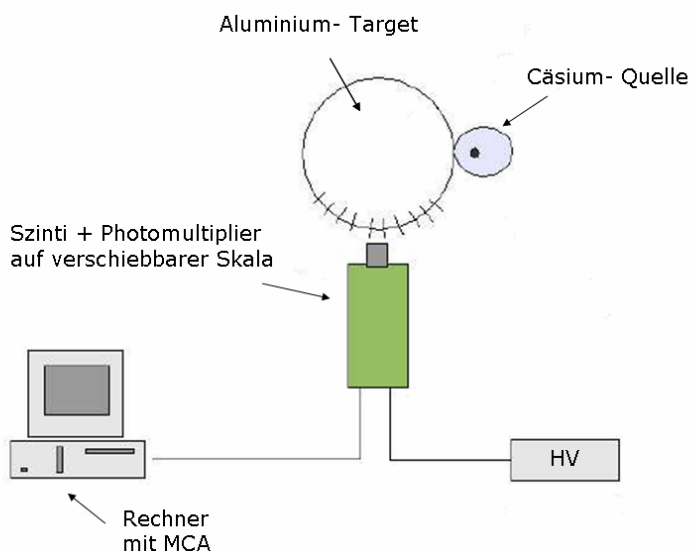
(aus www.louisville.edu/sahs/nmt/nmtwebcourse/nmt150/Pulseanalysis.htm)

Dargestellt ist hier das mit einem Szintillationszähler aufgenommene Spektrum eines ^{137}Cs -Präparates. Darin erkennt man mehrere klar unterscheidbare Merkmale:

- *Photopeak*: Dieser entsteht, wenn ein γ -Quant durch den Photoeffekt seine gesamte Energie an ein Elektron abgibt und so im Kristall deponiert. Nur anhand der Mittenenergie des Photopeaks ist eine direkte Aussage über die Höhe der eingestrahlten Gamma-Energie möglich.
- *Compton-Kontinuum* oder *-Rücken*: Wird ein Photon an einem Elektron des Szintillatorkristalls Compton-gestreut und verlässt diesen dann, so trägt nur der an das Elektron transferierte Teil der Energie zum Signal des Detektors bei. Dieses Phänomen schlägt sich dann im Compton-Untergrund des Spektrums nieder. Der Energieübertrag kann jedoch einen gewissen Maximalwert nicht überschreiten. Diese Tatsache führt zur Ausbildung der sogenannten

- *Compton-Kante* (compton edge): Hierbei handelt es sich um Signale, welche von um 180° gestreuten Photonen hervorgerufen werden. Wie oben erwähnt, erhält das Compton-Elektron gerade bei diesem Winkel seine maximale Energie.
- *Rückstreu-Peak* (backscatter peak): Es kann vorkommen, dass Photonen den Kristall passieren, ohne wechselzuwirken, jedoch dann vom Material der Abschirmung um den Detektor oder an der Photokathode des Photomultipliers mit verringerter Energie in den Szintillator zurückgestreut werden. Tritt das Photon nach einer Streuung um 180° auf den Photomultiplier, so erzeugt es ein Signal bei $E_{back} = E - E_{max}$. Der selbe Effekt entsteht, wenn Photonen das Präparat in zum Detektor entgegengesetzter Richtung verlassen, und an den Räumen des Versuchslabors um 180° gestreut werden, und wieder auf den Detektor treffen.
- *Ba X-rays*: Am niederenergetischen Ende des Beispielspektrums tritt Röntgenstrahlung auf. Die Erklärung hierfür ist, dass Cs^{137} durch β -Zerfall in einen angeregten Zustand von Ba^{137} übergeht. Der angeregte Kern kann seine Energie auf ein Hüllenelektron übertragen, welches dann an Stelle von γ -Strahlung ausgesandt wird (innere Konversion). Ein Hüllenelektron aus einer höheren Schale füllt das entstandene Loch unter Aussendung von Röntgenstrahlung auf.

2. Versuchsaufbau



(aus www.stilli.de)

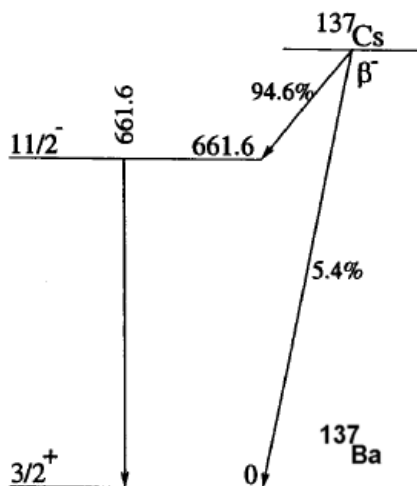
Der Aufbau besteht aus einem massiven Winkelteller, der NaJ-Detektor ist darauf drehbar gelagert und an einer Skala kann man den eingestellten Winkel ablesen. Die Cäsiumquelle ist unter 180° fest montiert, im Strahlengang der Gammaquanten ist eine Halterung für unsere Streutargets angebracht. Uns stehen Targets der Dicke 1mm und 20mm zur Verfügung, diese müssen wir von Hand einsetzen.

Außerdem besteht die Möglichkeit, eine weitere Probe bei 270° zu montieren. In diese Halterung setzten wir später die ^{133}Ba -Probe um das Eichspektrum unter 90° zu messen.

Der Detektor ist an eine Hochspannungsversorgung angeschlossen, die Ausgangssignale des Detektors werden an einen Computer mit einer MCA-Karte übergeben.

2.1. Die Cäsiumquelle

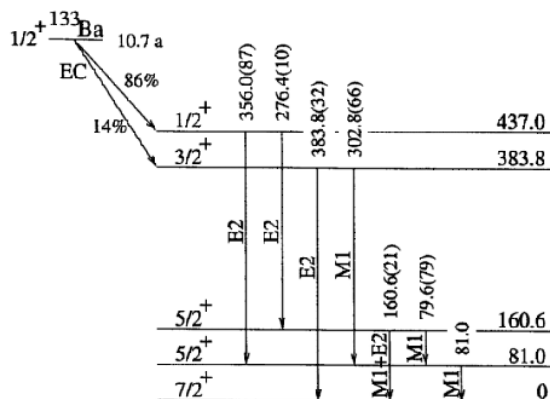
Wir benötigen eine Quelle für Photonen mit einer Energie von einigen 10^5 eV. Wir wählen dazu ein Cäsium-137 Quelle:



Der Zerfall endet mit hoher Wahrscheinlichkeit in dem angeregten Barium Zustand, und regt sich über ein Photon der Energie 661,6 keV ab.

2.2. Die Bariumprobe

Der Detektor muss von uns geeicht werden. Dazu wählen wir eine Barium-133 Quelle, welche verschiedene charakteristische Linien beim Zerfall besitzt. Die Cäsiumquelle ist in unserem Aufbau fest montiert, daher werden wir bei der Barium- Messung den Detektor auf 90- Grad einstellen, und die Barium- Quelle genau gegenüber des Detektors anbringen. Eine Untergrundmessung sollte den Einfluss der Cäsium- Strahlung minimieren.



Die Auflösung unseres Spektrometers wird nicht ausreichen, um all diese Linien auch auflösen zu können. Wir werden daher Peaks sehen, die aus mehreren Übergängen bestehen. Um eine Eichung durchführen zu

können, müssen wir den gewichteten Mittelwert bestimmen. In einem ersten Schritt müssen wir dazu die Bevölkerungswahrscheinlichkeiten der Ausgangsniveaus bestimmen.

Energieniveau [keV]	Bevölkerungswahrscheinlichkeit	
437.0		86%
383.8		14%
160.6	86% · 10%	8,60%
81.0	86% · 87% + 14% · 66%	90,85%

Daraus folgen dann wieder über einfache Mathematik die Übergangswahrscheinlichkeiten:

Energieniveau [keV]	Übergangswahrscheinlichkeit	
81.0	90,85% · 100%	90,85%
79.6	8,6% · 79%	6,79%
160.6	8,6% · 21%	1,80%
276.4	86% · 10%	8,60%
302.8	14% · 66%	9,24%
356.0	86% · 87%	74,82%
383.8	14% · 32%	4,48%

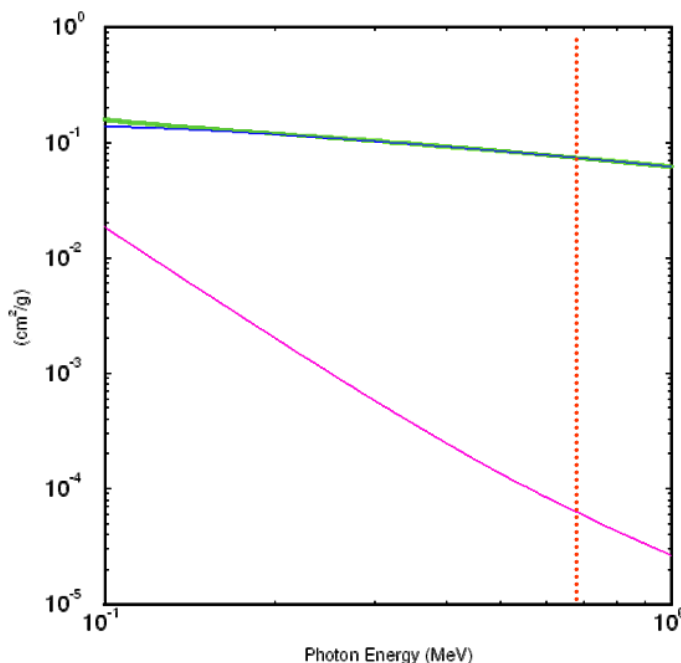
Diese werden wir bei der Auswertung verwenden, um den überlagerten Peaks bei der Eichung die richtigen Energien zuzuordnen zu können.

2.3. Das Target

Wir werden die Compton- Streuung für verschiedene Targetdicken messen. Als Streumaterial wählen wir Aluminium aus. Dies hat eine niedrige Ordnungszahl von $Z=13$, weshalb die Compton- Streuung stark begünstigt wird.

In der Abbildung sehen wir die einzelnen Wirkungsquerschnitte gegen die Photonenenergie im doppeltlogarithmischen Plot. Die beiden überlagerten Linien im oberen Teil stellen den Gesamt-WQ und den für Comptonstreuung dar, die untere rosane Kurve den des Photoeffekts. Die rot- gepunktete Linie parallel zur Y- Achse markiert die Energie unserer Photonen in diesem Versuch.

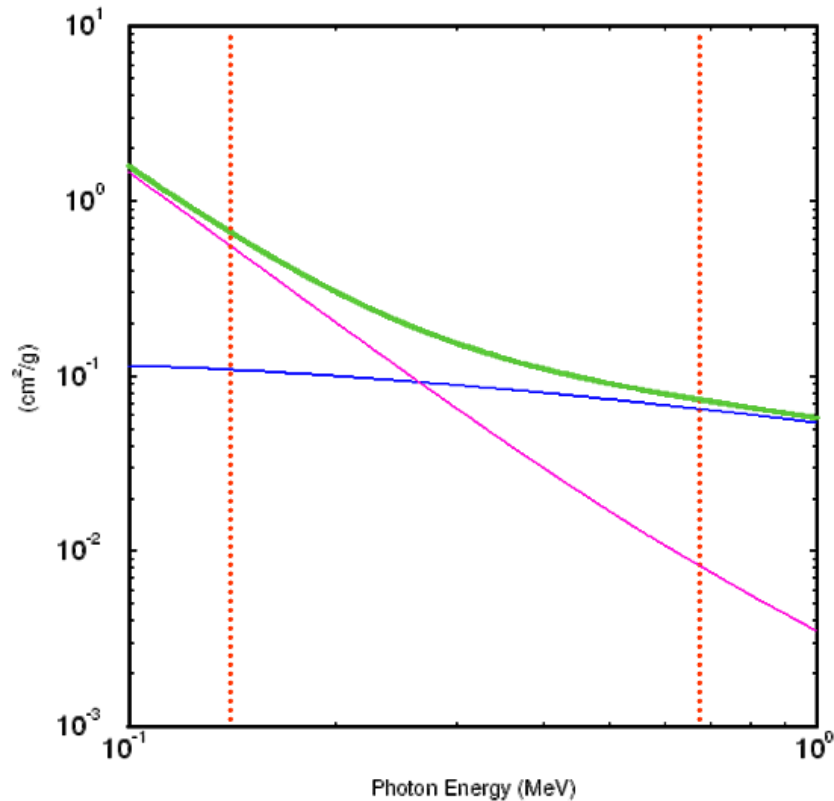
Man sieht, dass die Wahrscheinlichkeit für einen Compton- Effekt in diesem Material ca. drei Größenordnungen größer ist als der für einen Photoeffekt.



(Quelle: <http://physics.nist.gov/cgi-bin/Xcom/xcom>)

2.4. Der Szintillationsdetektor

Wir haben bereits erwähnt, dass man als Szintillationsschicht hier Jodid gewählt hat, da dieses mit $Z=53$ den Photoeffekt im Detektor begünstigen soll. Betrachten wir nun die WQ's in einem Diagramm, welches dem letzten stark ähnelt (die roten Striche kennzeichnen den Energiebereich, in dem wir messen werden):



(aus: <http://physics.nist.gov/cgi-bin/Xcom/xcom>)

Verglichen mit dem Bild für das Aluminium- Target fällt auf, dass die Photo- Kurve nun deutlich höher liegt, und in der ersten Hälfte der Grafik auch dominiert. Jedoch fällt diese Kurve zu großen Energien hin deutlich stärker ab als die Compton- Kurve, so dass letztere schließlich wieder oben auf liegt.

Dies stellt ein Problem für uns da, denn nur bei einem Photoeffekt misst unser Detektor die gesamte Photon-Energie. Dies ist jedoch notwendig, um bei der Auswertung einen Count in dem zugehörigen Peak zu erhalten.

Uns kommt ein Trick der Natur zu Gute: falls das einfallende Photon nur einen Teil seiner Energie im Detektor abgibt, fliegt es mit verminderter Energie weiter. Dadurch steigt bei einer zweiten Streuung die Wahrscheinlichkeit eines Photoeffekts enorm an. Es ist also möglich, durch ein (zeitlich nicht auflösbares) Doppelereignis dennoch die gesamte Energie zu detektieren. Viele der Counts in der späteren Auswertung stammen wahrscheinlich aus solchen Ereignissen.

3. Versuchsdurchführung

3.1. Versuchsbeschreibung

Dieser Versuch gliedert sich in drei Teile, wobei die ersten beiden der Vorbereitung des eigentlichen Versuches dienen:

- Bestimmung des totalen Stoßquerschnittes
- Energieeichung mit ^{133}Ba
- Messung der Compton-Streuung und Erstellung des Klein-Nishina-Plots

3.1.1. Bestimmung des totalen Stoßquerschnittes

Der Detektor ist auf 0° eingestellt und somit direkt auf die Cäsiumquelle gerichtet, wir messen die durchgehende Strahlung ohne, mit 1mm und mit 20mm Target. Um zu erreichen, dass möglichst wenige gestreute Photonen den Zähler erreichen, war bei dieser Messung ein Bleikollimator vor dem Detektor angebracht.

Die Counts in dem einfach zu identifizierenden Peak aus dem 662 keV -Übergang werden wir verwenden, um den totalen Stoßquerschnitt zu bestimmen.

3.1.2. Energieeichung mit ^{133}Ba

In diesem Teil verstecken sich interessante Details in der Auswertung der Daten. Wir stellen zunächst den Detektor auf 90° und nehmen das Spektrum einer dem Detektor gegenübergestellten ^{133}Ba -Quelle auf. Wegen der Störung durch die Cäsiumquelle, ist eine Untergrundmessung nötig. Auf die Peaks des bereinigten Spektrums wenden wir die bereits beschriebenen gemittelten Energien an und versuchen durch mathematische Tricks möglichst viele Messpunkte zu erhalten. Mit diesen Messpunkten stellen wir eine lineare Kanal-Energie-Beziehung auf.

3.1.3. Messung der Compton-Streuung und Erstellung des Klein-Nishina-Plots

Da nun eine Energieeichung vorliegt, können wir zu den Winkeln von 40° bis 120° die Photopeak-Linien der Cäsiumspektren identifizieren und die Energieverschiebung nachweisen. Zum Abschluss werden wir versuchen den Klein-Nishina-Plot zu zeichnen.

Es gibt zwei Möglichkeiten diesen Versuchsteil durchzuführen, entweder man misst zunächst alle Winkel mit dem 1mm Target und danach ohne, oder entfernt das Target bei jeder Messung. In dem Glauben, es wäre besser das Target nicht zu bewegen, haben wir zunächst alle Messungen mit dem Target von 40° bis 120° durchgeführt, danach das Target entfernt und ohne Target zurückgemessen, also von 120° bis 40° . Dieses Vorgehen wird bei der Auswertung interessante Aspekte zum Vorschein bringen.

4. Versuchsauswertung

4.1. Bestimmung des totalen Stoßquerschnittes

Durch einen Vergleich der Strahlintensität in Geradeausrichtung ohne Target,

$$I(x = 0) =: I_0$$

mit den Intensitäten, die der Detektor noch registriert, nachdem der Strahl ein Al-Target der Dicke $x = 1\text{mm}$ bzw. $x = 20\text{mm}$ durchquert hat, lässt sich der totale Stoßquerschnitt wie folgt bestimmen:

In einer Materieschicht der Dicke x wird der Strahl der γ -Quanten gemäß

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-n\sigma Zx}$$

abgeschwächt. Da die Intensitätsabnahme durch Herausstreuen von einzelnen Photonen aus dem ursprünglichen Strahl erklärt werden kann, entspricht hier σ dem totalen Stoßquerschnitt (also grob gesagt der Wahrscheinlichkeit, dass ein γ -Quant einen Stoß mit einem Materieteilchen erfährt und den Strahl verlässt).

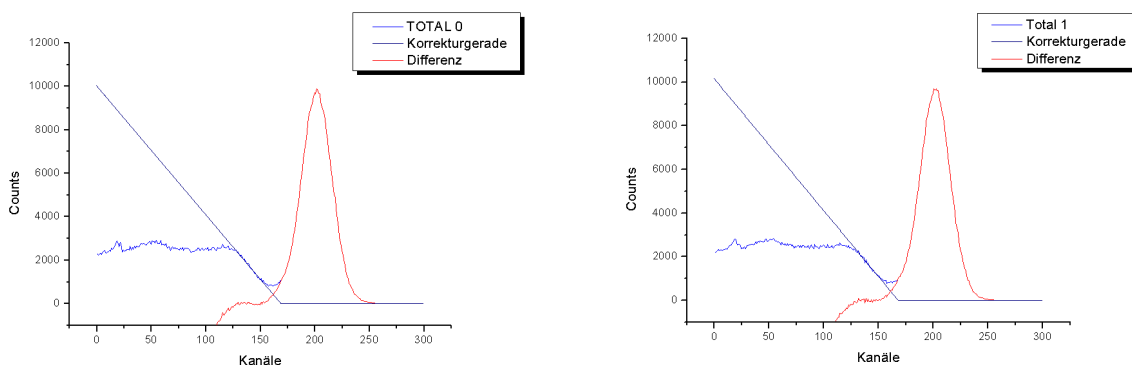
Eine einfache Umformung ergibt:

$$\sigma = \frac{1}{n Z x} \ln \left(\frac{N_0}{N(x)} \right)$$

wobei hier vorausgesetzt wurde, dass sich die Intensitäten wie die Zählraten verhalten:

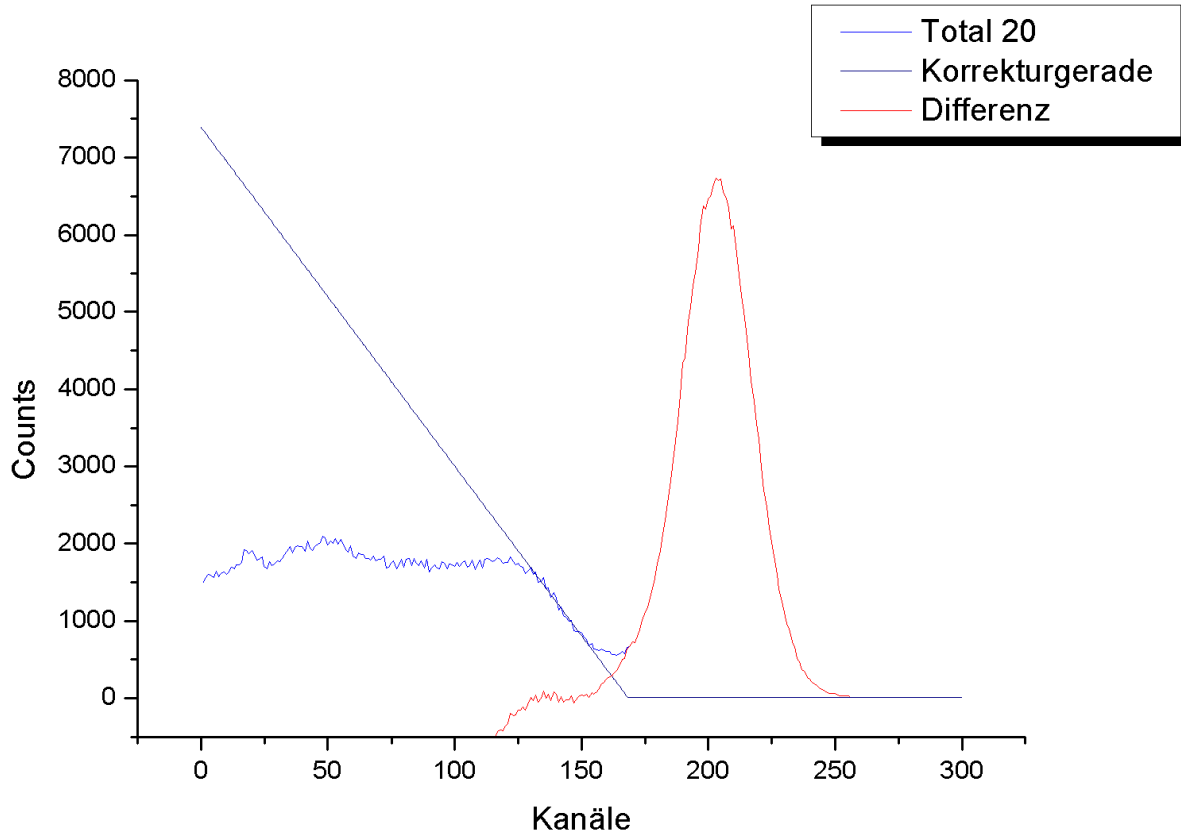
$$\frac{I(x)}{I_0} = \frac{N(x)}{N_0}$$

Dies sind die bereits ausgewerteten Spektren ohne und mit 1mm und 20mm Target. Die blauen Graphen sind die eigentlichen Spektren, die Gerade dient zur Korrektur und wird im folgenden Text näher beschrieben.



Der Photopeak ist deutlich zu erkennen, aber auch, dass die linke Flanke nicht sauber ist, sondern im Comptonuntergrund verschwindet. Eine Methode, um diesen Comptonuntergrund herauszurechnen, ist die Linearisierung. Wir nehmen an, dass die Comptonkante linear verläuft und passen auf dem linearsten Stück eine Gerade an. Diese Gerade ziehen wir vom Gesamtspektrum ab und erhalten unseren sauberen Gauss-Peak, den wir in Origin anpassen lassen können.

Wir hätten diesen Schritt nicht machen müssen, da Origin an diesen Peak auch so eine Gaussfunktion anpassen könnte, je besser aber die zugrundeliegenden Daten bereits einer Gausskurve entsprechen, desto genauer wird die Apassung. Diese Methode ist hier also vollkommen gerechtfertigt.



Origin passt folgende Gaussfunktion an unsere Daten an:

$$y = y_0 + \frac{A}{\omega \cdot \sqrt{0.5\pi}} \cdot e^{-2 \cdot \left(\frac{x-x_c}{\omega}\right)^2}$$

Für uns sind dabei nur die Parameter A und x_c interessant, aus dem Vergleich mit einer normierten Gaussfunktion folgt sofort, dass A die Counts im Peak und x_c den Schwerpunkt angeben. In diesem Aufgabenteil brauchen wir die Counts im Peak, wir erhalten

Absorberdicke [mm]	Counts in Peak	σ [barn]
0	337000 ± 1800	
1	330000 ± 1900	0,284 ± 0,076
20	229000 ± 1400	0,245 ± 0,014

Die Werte für σ folgen wie bereits beschrieben aus dem Abschwächungsgesetz, die Fehler folgen aus der Fehlerfortpflanzung.

$$\Delta\sigma = \sqrt{\left(\frac{1}{x^2 n Z} \ln \frac{N_0}{N} \Delta x\right)^2 + \left(\frac{1}{x n Z} \frac{1}{I_0} \Delta I_0\right)^2 + \left(\frac{1}{x n Z} \frac{1}{I} \Delta I\right)^2}$$

Dabei ist n die (als fehlerlos angenommene) Teilchenzahldichte, die sich mit der Dichte $\rho_{Al} = 2707 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ und dem Atomgewicht $A_{Al} = 26,982 \cdot 1,661 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ wie folgt berechnet:

$$n = \frac{\rho_{Al}}{A_{Al}} = 6,040 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$$

Der Fehler der Absorberdicke haben wir als 5% angenommen, da die Justierung genau senkrecht zum Strahl eine große Fehlerquelle darstellt und somit die Weglänge evtl. nicht exakt den angegebenen Betrag hat.

4.1.1. Fazit

Bei diesem Versuch können wir selber nur wenig Fehler machen, d.h. wir gehen davon aus, dass unsere Werte korrekt sind. Trotzdem müssen wir zu den Ergebnissen noch etwas anfügen. Es fällt zunächst der recht große Fehler für σ_{1mm} auf. Die Erklärung liegt in der Art der Berechnung, wir bilden den Quotienten aus zwei ziemlich identischen Werten (siehe Tabelle) dadurch entstehen natürlich große statistische Fehler.

Als zweites ist anzumerken, dass σ_{20mm} um einiges kleiner als σ_{1mm} ist, dies ist auf das besondere Verhalten von dicken Absorbern zurückzuführen - die „vorderen Elektronen“ schirmen die „hinteren Elektronen“ ab, d.h. die effektive Dicke ist kleiner als $20mm$. Dadurch erhalten wir durch unsere Berechnung natürlich einen zu kleinen Wert.

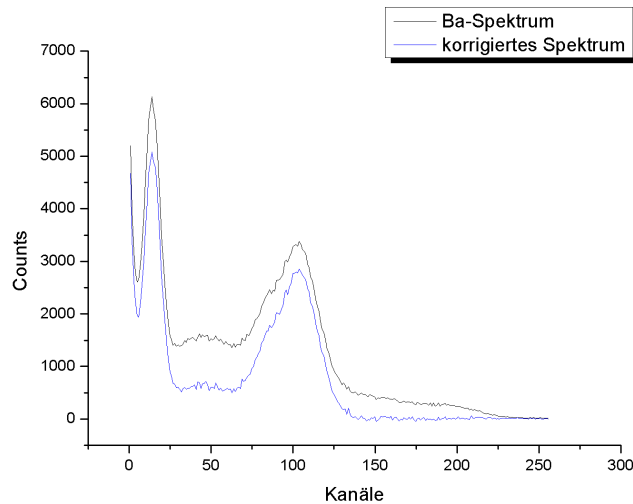
Als drittes fallen unsere beiden Wert etwas zu groß aus, der theoretische Wert berechnet sich nach Klein-Nishina zu

$$\sigma_{th} = 0,257$$

Dieser Wert liegt zwar innerhalb unserer recht großen Fehlergrenzen, aber trotzdem ist dies natürlich eine rein theoretische Berechnung. Wir gehen davon aus, dass unser Aufbau durch falsche Counts aus Rückstreuung systematische Fehler ausweist.

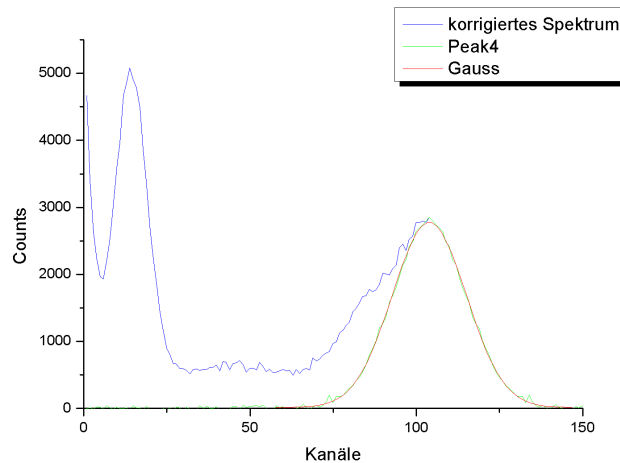
4.2. Energieeichung mit ^{133}Ba

Dieser Versuchsteil hat sich als sehr interessant erwiesen, dies wird deutlich, wenn man sich unser erhaltenes Spektrum betrachtet.



Zu sehen ist das Originalspektrum und die vom Untergrund bereinigte Version. Wir sehen nur zwei echte Peaks und dazwischen einen kleinen Hügel. Wir gehen davon aus, dass in dem ersten großen Peak die $81,0\text{ keV}$ und $79,6\text{ keV}$ Linien liegen, in dem Hügel neben Compton die $160,6\text{ keV}$ und im dem zweiten großen Peak die 4 restlichen Linien.

Es ist außerdem zu erkennen, dass in der linken Flanke des letzten Peaks noch etwas versteckt ist, wir vermuten, dass die rechte Flanke eine saubere Gaussflanke ist und führen nun einen halbseitige Gaussanpassung durch.

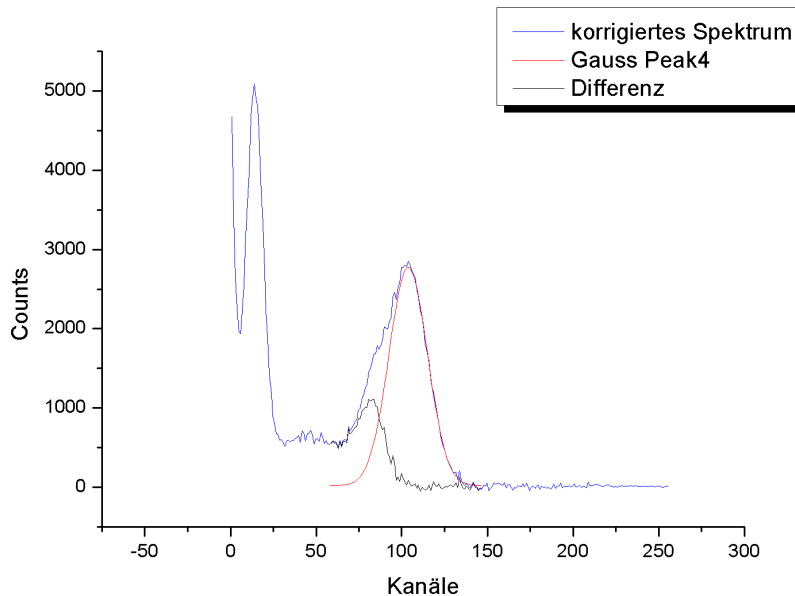


Diesem Gauss-Peak ordnen wir die Linien $356,0\text{ keV}$ und $383,8\text{ keV}$, aus den Übergangswahrscheinlichkeiten folgt:

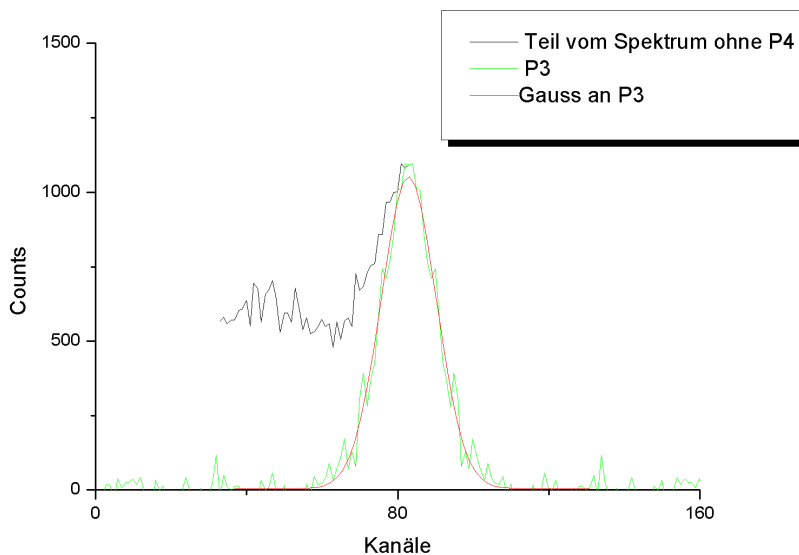
$$E = \frac{0.748 \cdot 356,0\text{keV} + 0.045 \cdot 383,8\text{keV}}{0.748 + 0.045} = 357,58\text{keV}$$

Wir können diesem Peak also eine gemittelte Energie von $357,58 \text{ keV}$ zuordnen.

Nun ziehen wir diesen berechneten Peak von den Messdaten ab und erhalten den Peak, der sich in der linken Flanke versteckt hatte

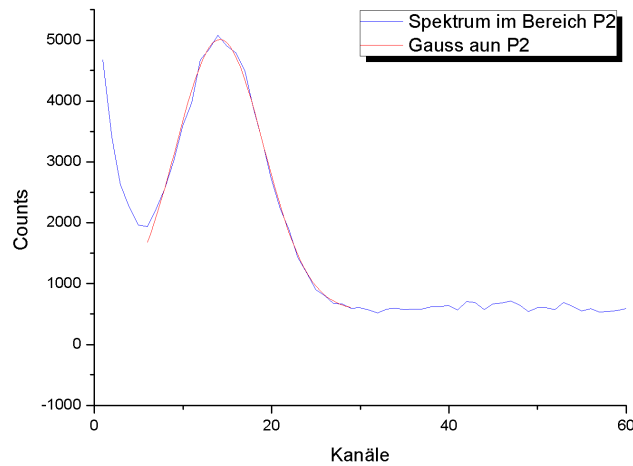


Dieser Peak verschwindet wieder im Comptonuntergrund, jedoch ist es hier nicht möglich, diesen durch eine Linearisierung herauszurechnen, da es kein lineares Stück zum Angleichen gibt. Wir führen daher wieder eine halbseitige Gaussanpassung durch.



Diesem Gauss-Peak ordnen wir die Linien $276,4 \text{ keV}$ und $302,8 \text{ keV}$, aus den Übergangswahrscheinlichkeiten folgt, dass diesem Peak eine gemittelte Energie von $290,07 \text{ keV}$ zuzuordnen ist.

Zum Schluss betrachten wir den ersten großen Peak.

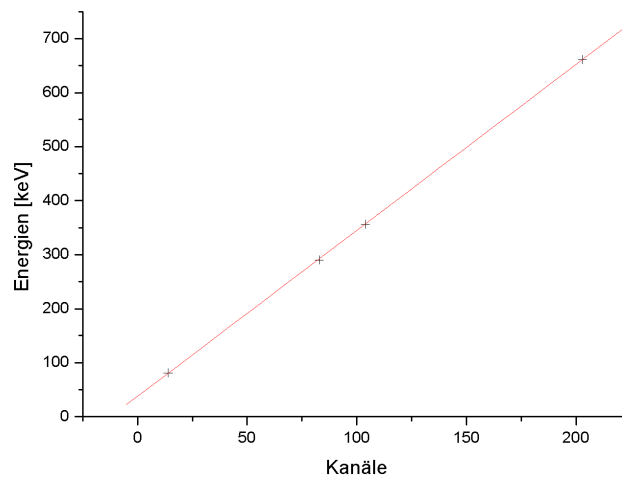


Diesem Gauss-Peak ordnen wir die Linien $81,0 \text{ keV}$ und $79,6 \text{ keV}$, aus den Übergangswahrscheinlichkeiten folgt, dass diesem Peak eine gemittelte Energie von $80,90 \text{ keV}$ zuzuordnen ist.

Aus den Werten für den Parameter A und der dazugehörigen Fehler der Gauss-Anpassungen der ^{133}Ba -Messung sowie aus der Cäsiummessung aus dem ersten Versuchsteil erhalten wir folgenden Datenpaare:

	Peak 1	Peak 2	Peak 3	CS Peak
Kanal	$14,2 \pm 0,054$	$83,23 \pm 0,129$	$103,99 \pm 0,045$	$203,41 \pm 0,05$
Energie [keV]	80,9	290,07	357,58	661,6

Diese Daten tragen wir gegeneinander ab und erhalten folgenden Plot



Origin liefert für diese Messdaten folgende Anpassungsgerade, mit dieser Gleichung können wir nun Kanalnummern in Energien umrechnen:

$$E[\text{keV}] = (3,1 \pm 0,01) \cdot K + (36,8 \pm 1,35)$$

Die gemittelten Peak-Energien sind ohne Fehler, die Kanal-Fehler sind rein statistischer Natur.

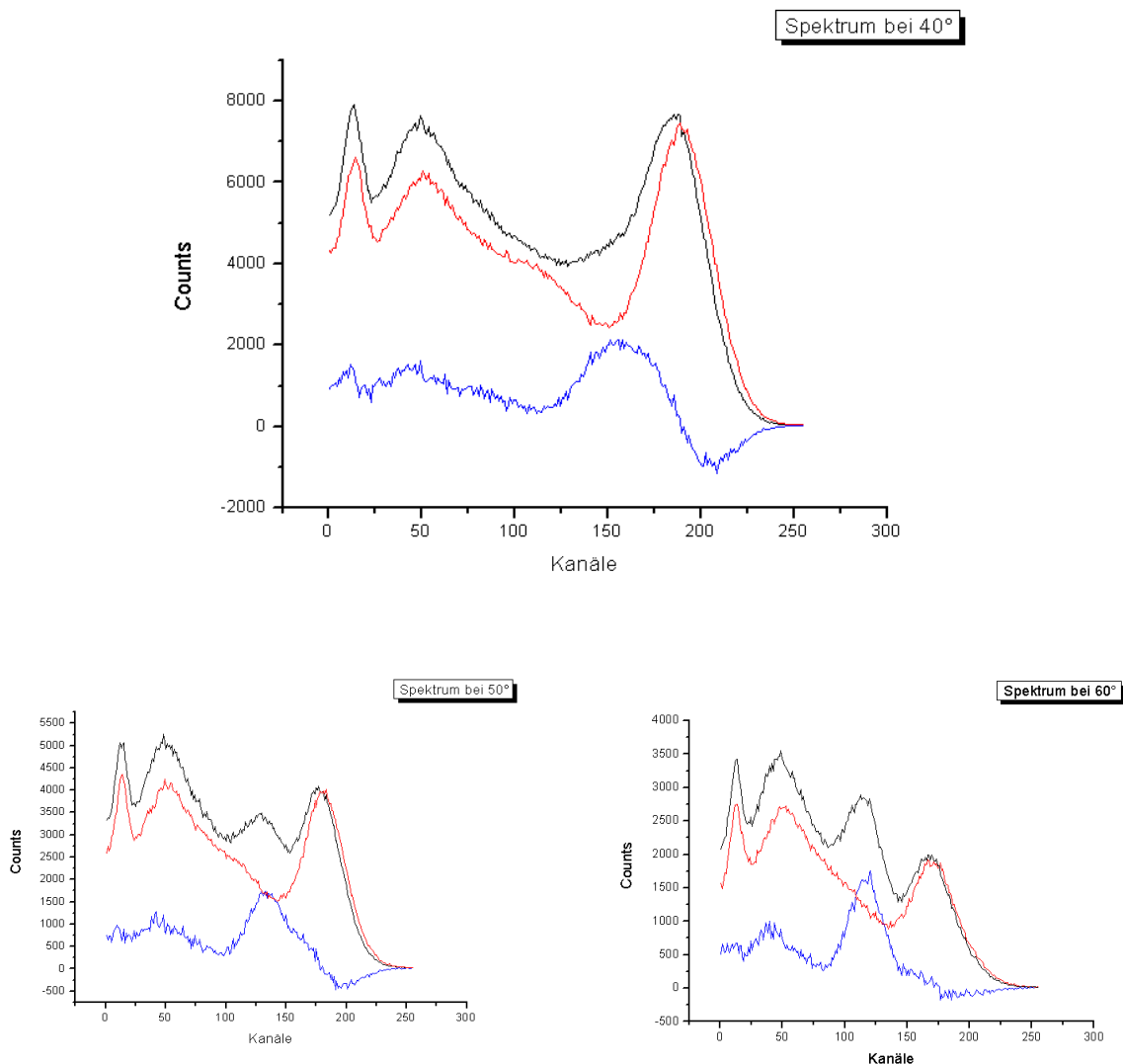
4.2.1. Fazit

Auf der einen Seite ist es sehr interessant zu sehen, wie früher Messdaten ausgewertet wurden (man bedenke aber, dass es früher keine Computer gab und somit die Auswertung noch um einiges schwieriger war). Auf der anderen Seite haben wir in diesem Praktikum bereits Halbleiterdetektoren kennengelernt, die das ^{133}Ba -Spektrum weitaus besser hätten auflösen können.

Aufgrund der bekannten Übergänge der ^{133}Ba -Probe war es uns möglich, die Peaks in unserem Spektrum zu interpretieren. Wir haben darauf verzichtet den 160keV-Peak herauszuarbeiten, da dieser vom Compton-Untergrund überlagert wird und wegen der nur gerigen Übergangswahrscheinlichkeit sich auch hier die Frage stellt, ob der „Hügel“ in diesem Bereich überhaupt mit diesem Übergang identifiziert werden kann.

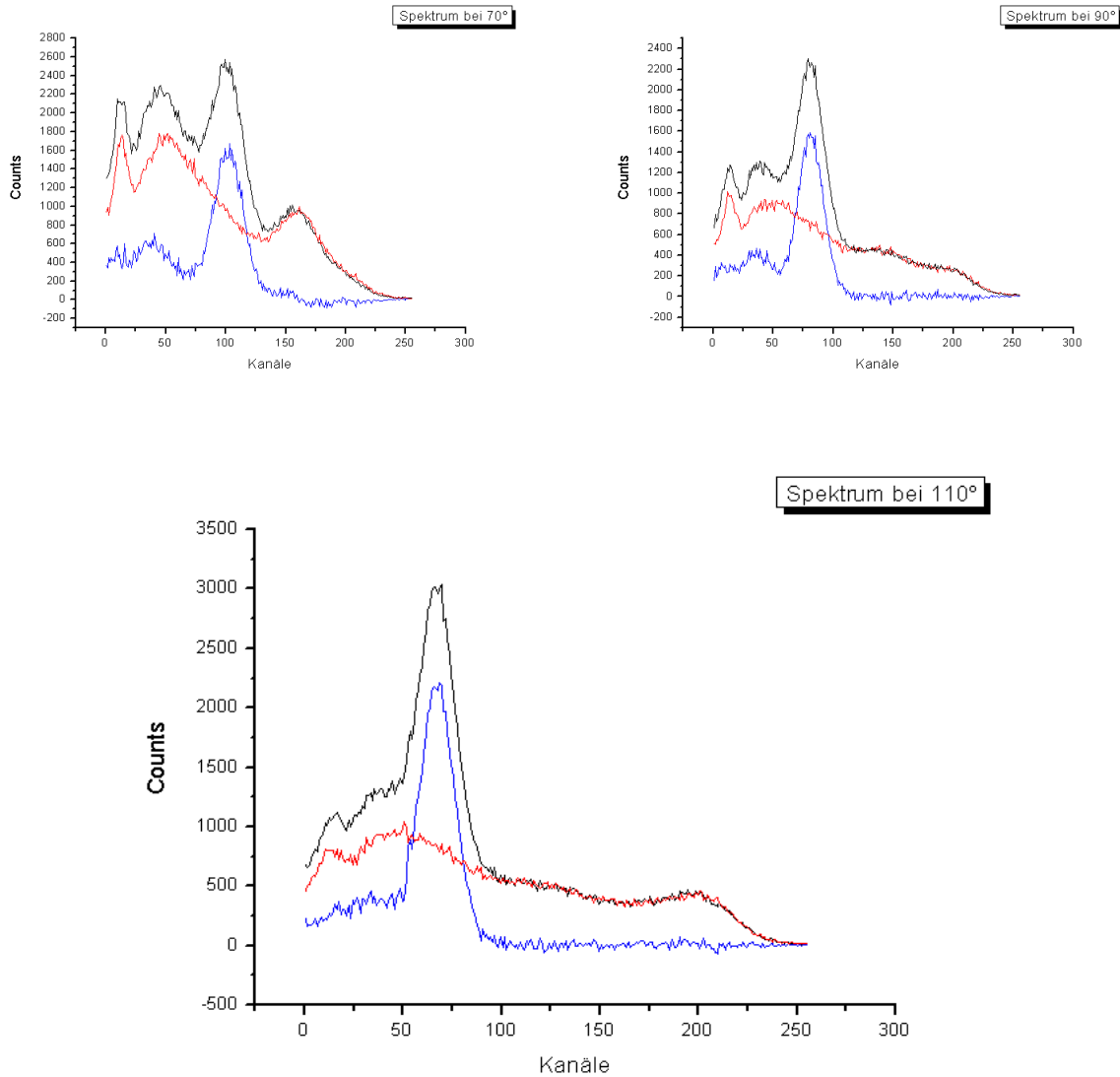
4.3. Messung der Compton-Streuung

Als erstes möchten wir die wichtigsten Spektren dieser Messung aufzeigen:



Alle diese Diagramme sind nach dem selben Prinzip erzeugt, es ist jeweils der Untergrund und das Original-Spektrum sowie das vom Untergrund bereinigte Spektrum zu erkennen. Das interessante Spektrum ist also das blaue, das unterste der drei.

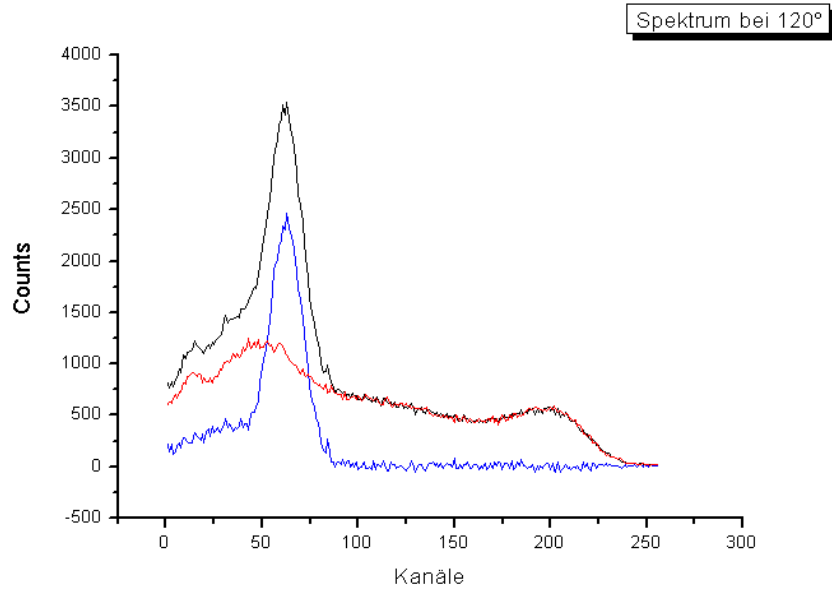
Auf den ersten Blick ist tatsächlich eine Wanderung des Photopeaks zu erkennen, nun möchten wir aber Compton qualitativ nachweisen, dazu müssen wir an diese Messdaten wieder eine Gaussfunktion anpassen.



Wir müssen vorher aber noch etwas zu der Qualität unserer Daten sagen, die Peaks der kleinen Winkel entsprechen nicht den erwarteten Gausspeaks, der Grund dafür ist unser Messverfahren. Zwischen den eigentlichen Messungen und der Untergrundmessung lagen bei uns bis zu 3h, die Messungen wurden nicht zeitnah durchgeführt. Je größer die Winkel werden, desto näher lagen die beiden Messungen beieinander, die 120°-Messungen erfolgte dann direkt nacheinander - dies ist auch in der x-Verschiebung von Untergrund und Originalspektrum zu erkennen. Es ist für uns nicht möglich, im Nachhinein eine x-Korrektur durchzuführen.

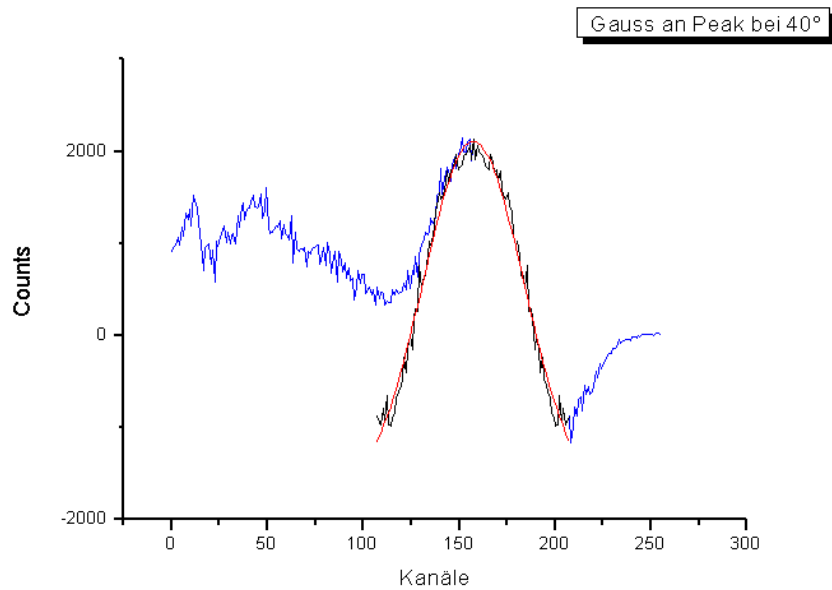
Die Änderung der Energieeichung schieben wir auf eine Erwärmung des Detektors, sonst gab es keine Elemente

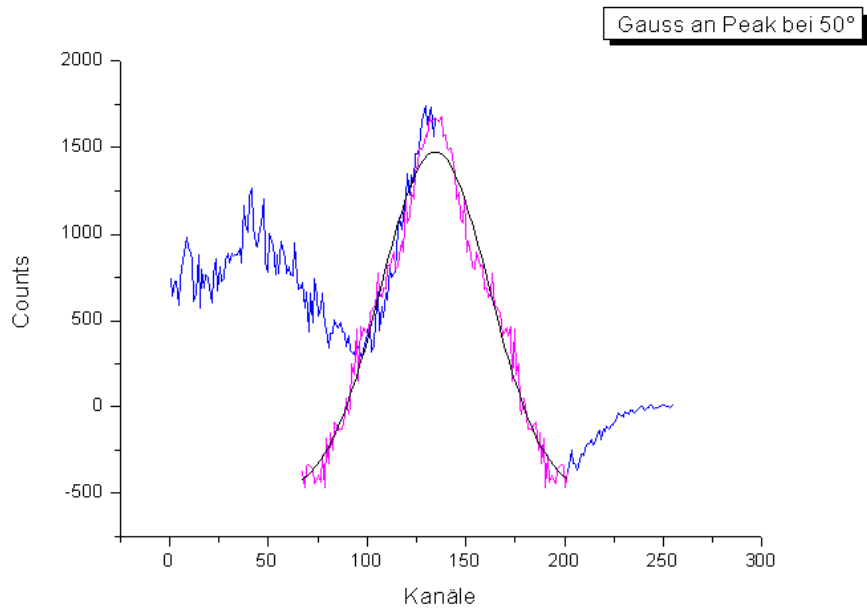
in diesem Aufbau, die sich ohne unser Zutun hätten verändern können.



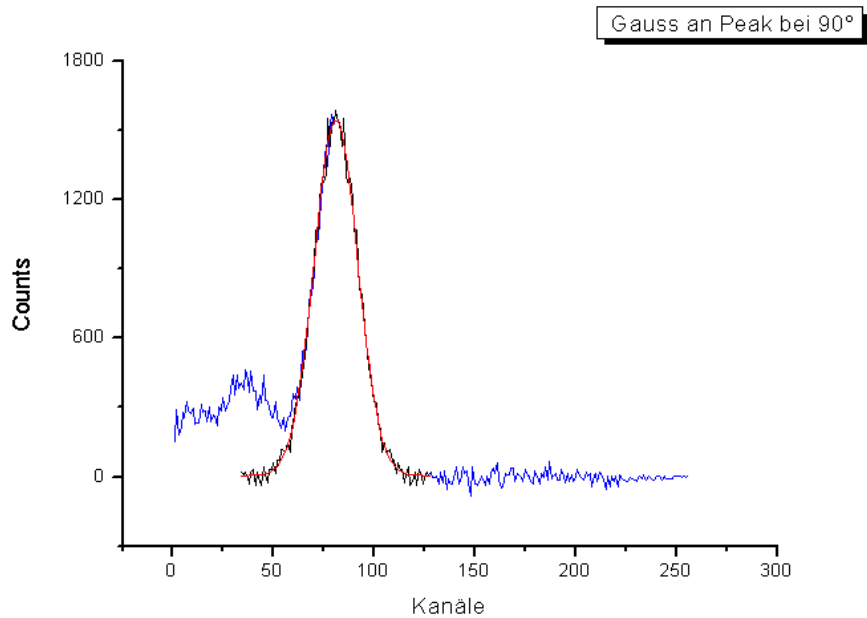
Als Folge dieser schlechten Messdaten bei kleinen Winkeln, wird der Parameter A nur sehr schwer zu bestimmen sein, dies wird besonders beim Klein-Nishina-Plot auffallen. Zunächst führen wir die Gausanpassungen durch.

Um die Peaks von Comptonuntergrund zu bereinigen, wählen wir wieder die Methode der rechtseitigen Gausanpassung, da die Linearisierung der Comptonkante aufgrund der nicht erkennbaren Comptonkante nicht durchführbar ist. Exemplarisch seien hier einige abgebildet, das Prinzip ist aber immer das selbe:





Die fehlenden Flösschen der angepassten Gaussfunktionen zeigen erneut die Problematik, der Parameter A kann einfach nicht gut bestimmt werden.



Bei größeren Winkeln besteht dieses Problem nicht mehr!

Aus den Parametern für x_c haben wir über die Energiegleichung aus den Kanalnummern die Energien und deren Fehler berechnet (A und B entstammen der Energiegleichung mit $E = A + B \cdot K$):

$$\Delta E = \sqrt{K^2 \cdot (\Delta B)^2 + B^2 \cdot (\Delta K)^2 + (\Delta A)^2}$$

Aus den Winkeln berechneten wir den bereits in der Theorie vorgestellten Faktor

$$\Gamma(\theta) = \frac{1}{1 + \alpha \cdot (1 - \cos\theta)}$$

mit Fehler

$$\Delta\Gamma = \Delta\theta \frac{2\pi}{360^\circ} \frac{\alpha |\sin\theta|}{(1 + \alpha \cdot (1 - \cos\theta))^2}$$

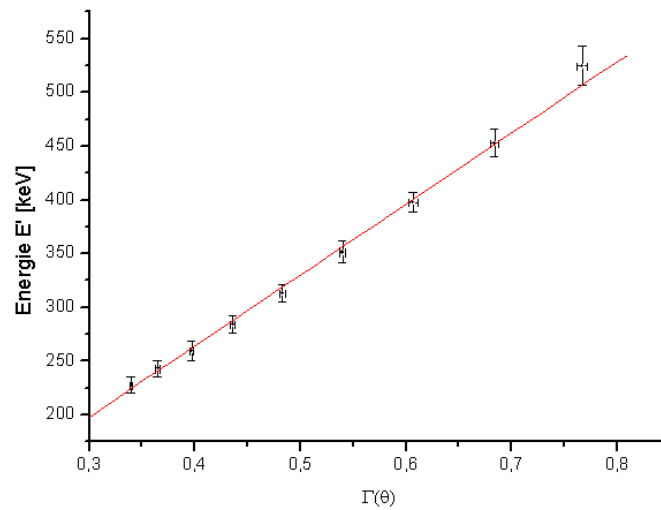
wobei wir den Fehler für θ auf 0.5° festgelegt haben. Nun können wir unsere Werte mit dem theoretischen Verlauf vergleichen, indem wir E' gegen $\Gamma(\theta)$ auftragen, es gilt die lineare Beziehung

$$E' = h\nu \cdot \Gamma(\theta)$$

Aus der Steigung werden wir also die Eingangsenergie ablesen können.

Winkel [°]	Kanal	Δ Kanal	Energie [keV]	Δ E	$\Delta\Gamma(\theta)$	$\Gamma(\theta)$
40	159	6	524,4	18,56	0,77	0,005
50	135	5	452,7	15,49	0,68	0,004
60	118	3	397,6	9,40	0,61	0,004
70	102	1	351,3	3,54	0,54	0,003
80	90	2	313,2	6,36	0,48	0,003
90	81	1	284,4	3,47	0,44	0,002
100	73	1	259,5	3,44	0,40	0,002
110	67	1	243,1	3,43	0,37	0,002
120	62	1	227,6	3,42	0,34	0,001

Wenn wir die Daten plotten, erhalten wir folgendes Diagramm



4.3.1. Fazit

Mit großer Zufriedenheit können wir mit unseren Messdaten das Experiment vom Compton und seine aufgestellte Beziehung für die winkelabhängige Energieverschiebung bestätigen.

Aus der durch Origin angepassten Gerade erhalten wir eine Steigung von

$$h\nu = (660,0 \pm 26,89) \text{keV}$$

und dies gibt uns in Anbetracht der Qualität unserer Daten noch einen guten Wert für die Energie der Eingangs-Cäsium-Photonen.

Unsere Vermutung, dass die Schwerpunkte der angepassten Gaussfunktionen nicht *störend* negativ durch die Untergrundverschiebung beeinflusst werden, bestätigt sich. An die Datenpunkte lässt sich ohne Probleme eine Gerade anpassen. Die Kanal-Fehler sind natürlich nur statistischer Natur und geben keinen Auskunft über die tatsächliche Fehlerhaftigkeit.

Allein der etwas zu kleine Wert für die Energie der Eingangs-Cäsium-Photonen und die leicht „durchhängende“ Form unserer Messdaten zeugen von diesen systematischen Fehlern.

4.4. Klein-Nishina-Plot

4.4.1. Winkelabhängigkeit der Intensitätsverteilung

Die von uns gemessenen Intensitätsverteilungen haben leider auch eine durch den Versuchsaufbau bedingte Winkelabhängigkeit, im Detail geht es um folgendes:

- Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors ist Energieabhängig, sie nimmt zu größeren Energien ab, sie ist damit also Winkelabhängig (Parameter ϵ).
- Die Absorption im Al-Target ist Winkelabhängig, da die Laufstrecke im Target winkelabhängig ist.

Wir müssen unsere gemessenen Daten also korrigieren, dies geschieht durch:

$$N(\theta)_{\text{korrr}} = N(\theta) \cdot \frac{K(\theta)}{\epsilon} \quad \Delta N(\theta)_{\text{korrr}} = \sqrt{\left(\frac{K}{\epsilon^2} \cdot N \cdot \Delta\epsilon\right)^2 + \left(\frac{N}{\epsilon} \cdot \Delta K\right)^2 + \left(\frac{K}{\epsilon} \cdot \Delta N\right)^2}$$

Die relative Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ des NaJ-Kristalls ist in der Versuchsbeschreibung angegeben.

Aus der Graphik haben wir einige gut ablesbare Punkte entnommen und eine exponentielle Funktion angepasst.

$$\epsilon = a \cdot e^{-\frac{E}{t}} - y$$

Aus Origin erhalten wir folgende Parameterdaten:

$$a = 13,9 \pm 0,3$$

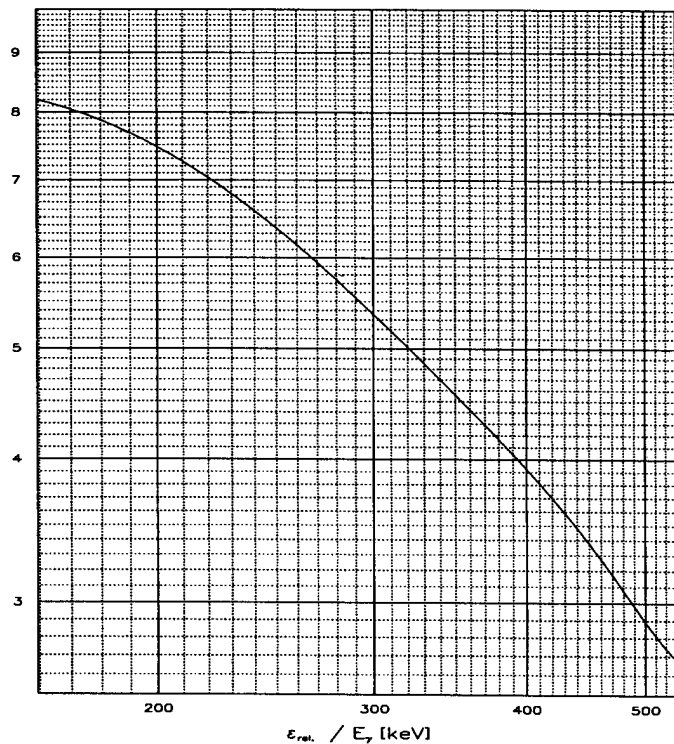
$$t = 339 \pm 34$$

$$y = 0,35 \pm 0,6$$

Mit dieser Funktion können wir die nötigen Werte für ϵ berechnen.

Die Fehler für ϵ berechnen sich nach der Fehlerfortpflanzung zu

$$\Delta\epsilon = \sqrt{e^{-\frac{2E}{t}} \cdot \Delta a^2 + \frac{a^2}{t^2} \cdot e^{-\frac{2E}{t}} \cdot \Delta E^2 + a^2 \cdot \frac{E^2}{t^4} \cdot e^{-\frac{2E}{t}} \cdot \Delta t^2 + \Delta y^2}$$



Für den Korrekturfaktor $K(\theta)$ muss man folgende Überlegung anstellen: Wir nehmen an, das der Streupunkt genau in der Mitte des Targets liegt. Bei einer Dicke $d = 1\text{mm}$ ($\Delta d = 0,2\text{mm}$) und einer Breite $b = 17\text{mm}$ ($\Delta b = 0,5\text{mm}$) also genau bei $0.5b$ und $0.5d$. Den Fehler für θ setzen wir wieder auf $\Delta\theta = 0.5^\circ$.

Bei einem Streuwinkel von 90° ist die vom Streuzentrum zurückgelegte Wegstrecke im Target noch genau $0.5b$, für alle anderen Winkel gilt folgende einfache Überlegung:

$$x(\theta) = \begin{cases} 0.5b & \theta = 90 \\ \frac{0.5b}{\sin\theta} & |90 - \theta| < |90 - \theta_c| \\ \frac{0.5d}{\cos\theta} & \text{sonst} \end{cases}$$

Der kritische Winkel θ_c , der die Grenze zwischen den beiden Sonderfällen bildet, beträgt

$$\theta_c = \arctan \frac{b}{d} = 86.63^\circ$$

Damit ist der „ $\frac{0.5b}{\sin}$ -Fall“ für uns nie zutreffend (wir messen ja bei 80°). Der Fehler für die Laufstrecke beträgt somit

$$\Delta x = \sqrt{\left(0,5\Delta d \cdot \frac{1}{\cos\theta}\right)^2 + \left(0,5d \cdot \frac{\sin\theta}{\cos^2\theta} \Delta\theta\right)^2}$$

Wir normieren nun die Laufstrecke der Photonen im Target *nach* dem Streuzentrum zum Targetrand hin, der Korrekturfaktor ergibt sich durch das Abschwächungsgesetz zu

$$K(\theta) = e^{nZ\sigma x(\theta)}$$

und

$$\Delta K(\theta) = K(\theta) \cdot nZ \sqrt{(\sigma\Delta x(\theta))^2 + (\Delta\sigma x(\theta))^2}$$

Bei der Korrektur wird der von uns im ersten Versuchsteil berechnete Wert für $\sigma = (2,84 \pm 0,76) \cdot 10^{-29} \text{m}^2/\text{Atom}$ verwendet. Mit der Teilchendichte $n = 6,040 \cdot 10^{28} \text{m}$ erhalten wir folgende korrigierte Daten:

θ [°]	$N(\theta)$	$\Delta N(\theta)$	ϵ	$\Delta\epsilon$	$x(\theta)$ [mm]	Δx [mm]	$K(\theta)$	$\Delta K(\theta)$	$N_c(\theta)$	ΔN_c
40	210764	15751	3,0	0,8	0,652	0,017	1,015	0,0040	71284	19743
50	120113	7082	3,8	0,8	0,778	0,024	1,018	0,0048	32162	7033
60	63405	3131	4,5	0,8	1,000	0,040	1,023	0,0062	14408	2660
70	52140	4106	5,1	0,9	1,462	0,087	1,033	0,0092	10562	2043
80	46606	2267	5,7	0,9	2,879	0,349	1,066	0,0201	8719	1450
90	43023	2590	6,3	0,9	8,500	0,500	1,209	0,0628	8254	1350
100	47892	1753	6,9	0,9	2,879	0,349	1,066	0,0201	7401	1012
110	50269	1368	7,3	0,9	1,462	0,087	1,033	0,0092	7114	900
120	50371	1910	7,7	0,9	1,000	0,040	1,023	0,0062	6689	823

4.4.2. Klein-Nishina-Plot

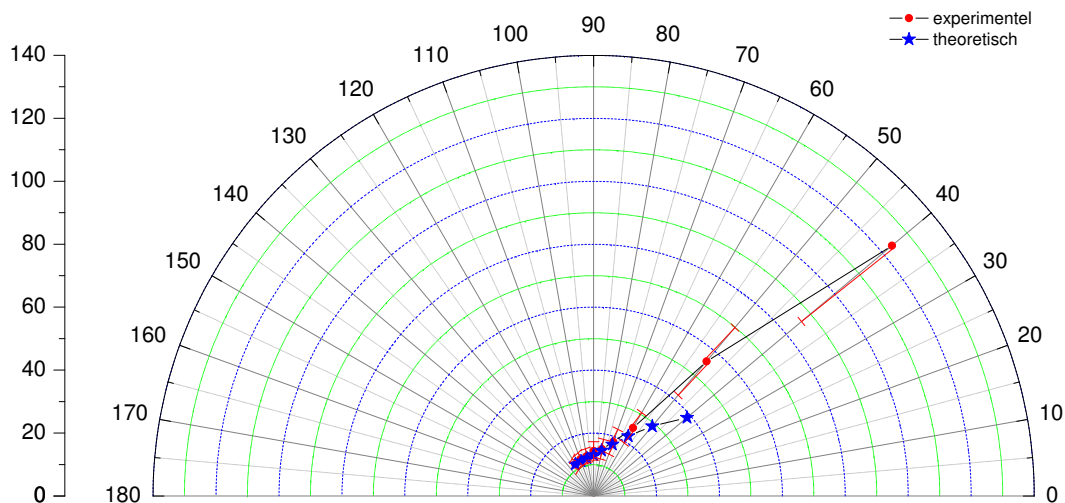
Wir wissen zwar die Zahl der Photonen, die unter einem bestimmten Winkel in den Detektor gestreut werden, aber weder den Raumwinkel, den der Detektor aufspannt, noch die Zahl der Photonen im einlaufenden Strahl. Deswegen sind unsere korrigierten Werte für die Zählraten nur proportional zum differentiellen Wirkungsquerschnitt aus der Klein-Nishina-Formel. Ohne eine genaue Untersuchung der geometrischen Verhältnisse bei unserem Versuchsaufbau und konkreten Daten zu dem Photonenstrahl der Cäsiumquelle können wir diesen Proportionalitätsfaktor auch nicht berechnen.

Ziel dieses Versuchteiles soll es aber nur sein, Abweichungen vom theoretischen Verlauf des Klein-Nishina-Plots zu erkennen, also den Verlauf der Kurve zu beurteilen. Wir werden jetzt nicht zeigen, dass unser Experiment differentielle Wirkungsquerschnitte in der selben Größenordnung wie die theoretisch zu erwartenden liefert, sondern wir setzen genau das an. Wir normieren unsere Daten auf die zu erwartenden Daten und erhalten eine Kurve, die in der Nähe des theoretischen Klein-Nishina-Plots verläuft. Sollte die Form unserer Kurve abweichen, werden wir das deutlich erkennen können.

In der folgenden Tabelle sind neben den theoretischen differentiellen Wirkungsquerschnitten die Zählraten und die daraus resultierenden Proportionalitätsfaktoren aufgeführt. Den fettgesetzten Wert für C haben wir als Normierung gewählt und damit unsere normierten experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitte berechnet.

θ [°]	$N_c(\theta)$	ΔN_c	theo diff [mbarn]	C	ΔC	exp diff [mbarn]	Δ exp diff
40	71284	19743	38,76	1839	509	123,76	37,51
50	32162	7033	28,95	1111	243	55,84	14,01
60	14408	2660	22,01	655	121	25,01	5,55
70	10562	2043	17,47	605	117	18,34	4,20
80	8719	1450	14,67	594	99	15,14	3,13
90	8254	1350	13,05	633	103	14,33	2,93
100	7401	1012	12,18	608	83	12,85	2,36
110	7114	900	11,76	605	77	12,35	2,18
120	6689	823	11,61	576	71	11,61	2,02

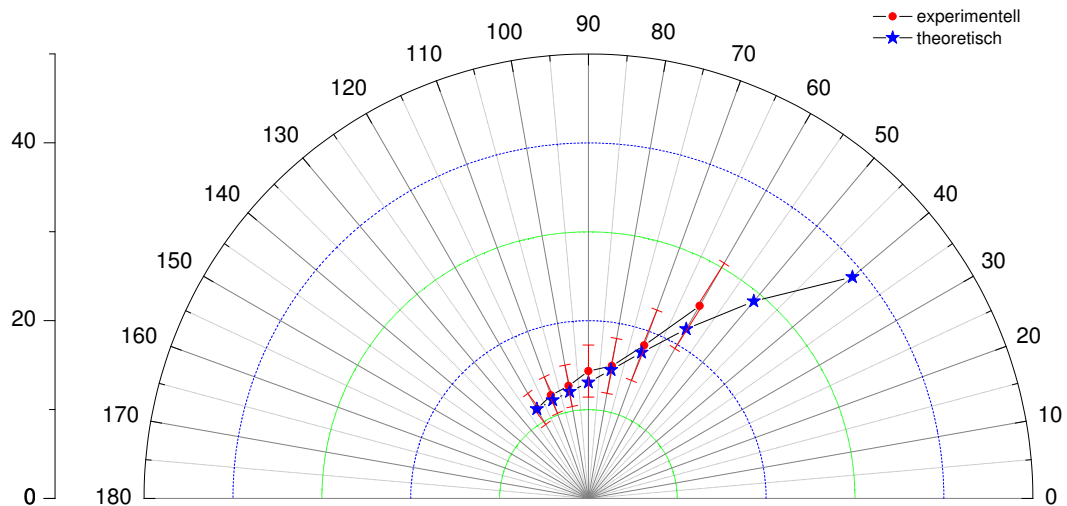
Die theoretischen Wirkungsquerschnitte haben wir ohne Fehler angenommen, alle weiteren Fehler für C und die normierten experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitte berechnen sich über einfachste Fehlerfortpflanzung. Die Daten sind in folgendem Diagramm aufgetragen:



4.4.3. Fazit

Wie bereits zu Beginn dieser Auswertung angeführt, sind unsere Messdaten für die kleinen Winkel bedingt durch den großen Abstand zwischen der eigentlichen Messung und der Untergrundmessung nicht sehr gut. An die 661keV-Peaks liessen sich nur sehr schwer Gaussfunktionen anpassen. Vor allem aber fehlten die Füßchen für eine Bestimmung des Flächeninhaltes, die Folge sind Abweichungen vom theoretischen Klein-Nishina-Plot.

Lassen wir die Werte für 40° und 50° weg, ergibt sich folgendes Bild:



Wir sehen hier also eine sehr große Ähnlichkeit der beiden Kurven und können daher von einem erfolgreich durchgeführten Experiment sprechen.

Die durchgeführten Korrekturen geben wieder ein Bild von den Problemen der Experimentatoren. Natürlich wäre es weitaus einfacher, wenn wir ein rundes Target in Verbindung mit einem noch fokussierteren Strahl verwenden könnten, dann hätte die Messdauer zwar etwas länger sein müssen, aber die Laufstrecke im Target wäre bei allen Winkeln gleich.

Die Detektorkorrektur ist recht plausibel, da die nötigen Daten vorliegen, die Weglängenkorrektur aber ist natürlich nur eine Annahme, tatsächlich wird jedes Elektron im Target Streuzentrum sein können.

5. Abschließende Bemerkungen

Die Durchführung dieses Experiments war nicht wirklich spektakulär, da wir im Grunde nichts zu tun hatten. Trotzdem haben wir uns an einer Stelle nicht für die optimalste Messmethode entschieden - wir haben die Streuspektren zuerst mit und danach komplett ohne Target gemessen, dadurch wurde zwar das Target selbst nicht berührt und minimierte den Weglängenfehler, jedoch lagen die beiden Messungen für die kleinen Winkel weit auseinander und die Spektren zeigen eine Untergrundverschiebung.

Bei der Auswertung jedoch haben wir Einblicke in Techniken und Verfahren zur Analyse und Interpretation von Spektren gewonnen. Wir haben hier zwei verschiedene Verfahren, die Linearisierung der Comptonkante und die halbseitige Gaussanpassung benutzt und uns bei den Spektren für das jeweils optimale Verfahren entschieden.

Bei der halbseitigen Gaussanpassung verloren wir zwar die Hälfte der vorhandenen Statistik, erhielten am Ende aber eine gute Gaussanpassung. Die Linearisierung der Comptonkante konnten wir nur dann anwenden, wenn auch wirklich ein großer Teil der Kante als linear zu erkennen war.

Wir betrachten dieses Experiment als eine Bestätigung der von Compton aufgezeigten Winkelabhängigkeit der Energien der an Target-Elektronen gestreuten Photonen. Trotz unseres systematischen Fehlers in der Untergrundverschiebung entsprechen unserer Daten im Rahmen der Fehlergrenzen der Theorie. Der Klein-Nishina-Plot entspricht ebenfalls der Theorie, wenn man die als wirklich falsch erkennbaren Datenpunkte ignoriert.