

Fortgeschrittenenpraktikum – Auswertung

Compton-Effekt

Erik Streb*, Martin Kavalár†

7. August 2007

Betreuer: Herr Dr. Harneit

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	2
2	Theoretische Grundlagen	2
2.1	Absorption von γ -Quanten	2
2.2	Photoeffekt	2
2.3	Compton-Effekt	3
2.4	Paarbildung	4
2.5	Wirkungsquerschnitte	5
3	Apparaturen und Aufbau	5
3.1	Szintillationszähler	5
3.2	Koinzidenzstufe	6
4	Messgleichungen	7
4.1	Comptonwellenlänge	7
5	Versuchsdurchführung	9
5.1	Signalverarbeitung nachvollziehen	9
5.2	Eichung der Detektoren	10
5.2.1	Was wird geeicht?	10
5.2.2	Eichvorgang	10

*E-Mail: mail@erikstreb.de

†E-Mail: kavalara@gmail.com

5.3	Vermessung der Comptonkanten eines ^{22}Na -Isotops	11
5.4	Einstellen der Koinzidenz	12
5.5	Messungen in Compton-Geometrie	13
5.6	Qualitative Bestimmung der zufälligen Koinzidenz	15
6	Zusammenfassung	15

1 Einführung

Der Compton-Effekt wurde 1922 von Arthur Holly Compton bei Untersuchungen der Streuung von Röntgenstrahlung an Graphit entdeckt. Dieses Experiment war eine weitere experimentelle Bestätigung von Einsteins 1905 in seiner Arbeit über den Photoeffekt postulierten Lichtquantelung. Dabei kann der Streuprozess eines hochenergetischen Photons an einem quasi-freien Elektron wie ein inelastischer Stoß beschrieben werden, bei dem das Photon abgelenkt wird und einen Teil seiner Energie an das streuende Elektron abgibt. In diesem Experiment werden wir den Compton-Effekt bei der Streuung von γ -Strahlung beobachten.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Absorption von γ -Quanten

Trifft parallele Röntgenstrahlung auf ein Material bestimmter Dicke, so wird die Intensität der Strahlung beim Durchgang durch das Material verringert. Die Transmission nimmt exponentiell mit der Schichtdicke ab. Hierfür sind Streu- und Absorptionsvorgänge, welche sich überlagern, verantwortlich. Diese werden nun im folgenden abgehandelt.

2.2 Photoeffekt

Trifft ein γ -Quant auf ein Atomelektron, so kann dieses die Energie des γ -Quants vollständig absorbieren. Es wird dann entweder auf einen Zustand höherer Energie angehoben, oder aus dem Atom herausgeschlagen. Dabei muss die zugeführte Energie $h\nu$ größer als die Bindungsenergie E_B sein. Das Elektron besitzt dann die kinetische Energie E_{kin} .

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

Die Bindungsenergie des Elektrons richtet sich nach der Kernladungszahl Z und der Schale, in dem sich das Elektron befindet. Je höher die Schale, desto geringer ist die Bindungsenergie, da hier die Kernladung stärker abgeschirmt wird. Im Absorptionsspektrum von γ -Quanten sind die Bereiche, in denen die Bindungsenergien der Elektronen in den jeweiligen Schalen liegen, deutlich als Spitzen zu erkennen.

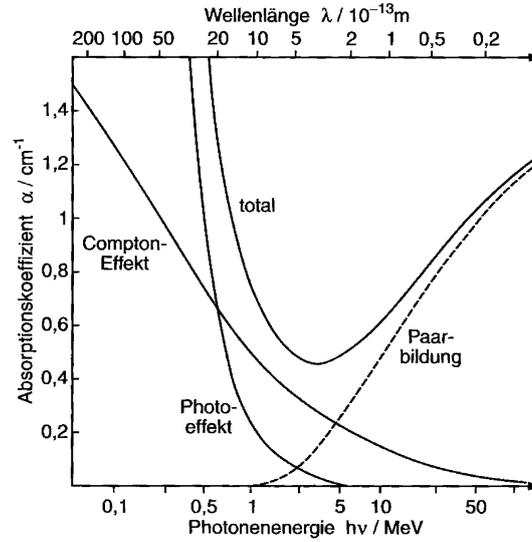


Abbildung 1: Energieabhängigkeit der einzelnen Effekte und Gesamtwirkung.

2.3 Compton-Effekt

Der Comptoneffekt wurde im Jahr 1922 von Arthur Holly Compton entdeckt. Er beobachtete, dass monochromatische Röntgenstrahlung beim Durchgang durch Materie mit einer Vergrößerung der Wellenlänge gestreut wird (siehe Skizze in Abbildung 2). Indem er Bezug auf den Teilchencharakter der elektromagnetischen Strahlung nahm, erklärte Compton dieses Verhalten mit einem inelastischen Stoß des einstrahlenden γ -Quants mit einem Elektron.

Für die Impulse und Energien vor und nach dem Stoß müssen die folgenden Erhaltungsgleichungen gelten

$$P_{\gamma,1,x} + P_{e,1,x} = P_{\gamma,2,x} + P_{e,2,x} \quad (2)$$

$$P_{\gamma,1,y} + P_{e,1,y} = P_{\gamma,2,y} + P_{e,2,y} \quad (3)$$

$$E_{\gamma,1} + E_{e,1} = E_{\gamma,2} + E_{e,2} \quad (4)$$

mit der Frequenz ν_1 vor und ν_2 nach dem Stoß, dem Planck'schen Wirkungsquantum h , der Ruhemasse des Elektrons m_0 , der relativistischen Masse des Elektrons

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (5)$$

und der Geschwindigkeit v des Elektrons nach dem Stoß. Es ergibt sich unter der Annahme, dass das Elektron vor dem Stoß in Ruhe war für (2)

$$h \frac{\nu_1}{c} = h \frac{\nu_2}{c} \cos \varphi + mv \cos \theta \quad (6)$$

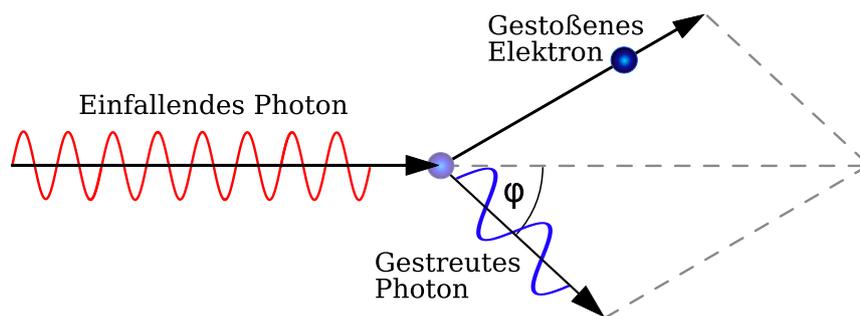


Abbildung 2: Skizze eines Compton-Streuprozesses.

und ebenso für (3)

$$0 = h \frac{\nu_2}{c} \sin \varphi - m v \sin \theta \quad (7)$$

desgleichen für die Energie (4)

$$h\nu_1 + m_0c^2 = h\nu_2 + m_0c^2 + \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_0c^2 \quad (8)$$

Mittels elementarer Umformungen (siehe Abschnitt 4) ergibt sich der Wellenlängenversatz in Abhängigkeit des Streuwinkels zu

$$\Delta\lambda = \lambda_c(1 - \cos \varphi) \quad (9)$$

mit dem Streuwinkel φ und der Compton-Wellenlänge des Elektrons λ_c

$$\lambda_c = \frac{h}{m_0c} = 2,4262 \cdot 10^{-12} \text{ m} \quad (10)$$

Die gestreute Wellenlänge ist immer größer als die eingestrahelte Wellenlänge. Der maximale Energieübertrag auf das Elektron findet bei Rückwärtsstreuung – also bei $\varphi = 180^\circ$ – statt. Die Energie bei diesem Streuwinkel bezeichnet man als Comptonkante. Sie ist im Spektrum, wie in Abbildung 3 zu sehen, sehr deutlich zu erkennen.

2.4 Paarbildung

Entspricht die Photonenenergie der doppelten Ruheenergie des Elektrons, also $E_\gamma = m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$, so kann ein Elektron-Positron-Paar erzeugt werden. Dieses Paar gibt seine kinetische Energie im Festkörper ab. Dabei wird ein Elektron aus dem Dirac-See angehoben, wodurch dort ein Loch bzw. ein Positron entsteht. Durch Paarvernichtung entstehen zwei γ -Quanten, die jeweils die Energie von 511 keV besitzen.

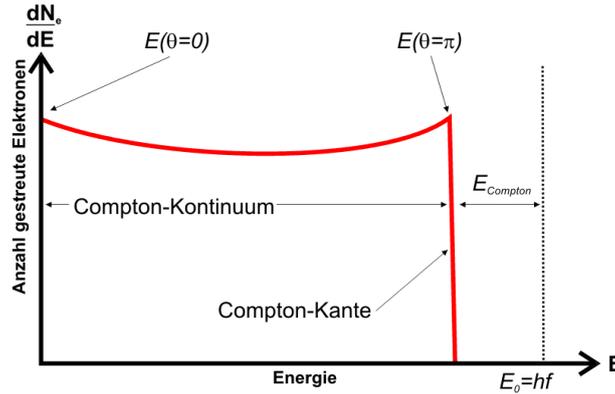


Abbildung 3: Energieverteilung der Compton-Elektronen bei einfallenden monochromatischen γ -Quanten.

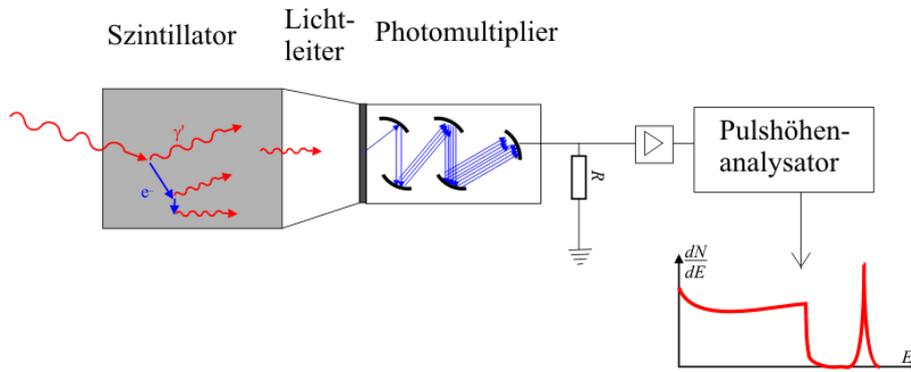


Abbildung 4: Skizze eines Szintillationszählers.

2.5 Wirkungsquerschnitte

Die Wirkungsquerschnitte aller drei Effekte zeigen alle eine starke Abhängigkeit von der Kernladungszahl des Absorbers. Beim Photoeffekt ist der Wirkungsquerschnitt proportional zu Z^4 bis Z^5 , der des Comptoneffekts ist bei nicht zu kleinen Energien proportional zu Z , bei der Paarerzeugung ist der Wirkungsquerschnitt proportional zu Z^2 .

3 Apparaturen und Aufbau

3.1 Szintillationszähler

Beim Szintillationszähler (siehe Skizze in Abbildung 4) wird die gesamte Energie eines jeden nachzuweisenden Teilchens (z. B. γ -Quant) durch Photo-, Auger- oder Comptoneffekte im Szintillatormaterial an Atomen oder Molekülen in kinetische Energie herausgeschlagener Elektronen umgewandelt. Diese Elektronen verursachen dann bei der Kollision mit weiteren Szintillatoratomen angeregte Zustände. Dabei kann ein Elektron so viele

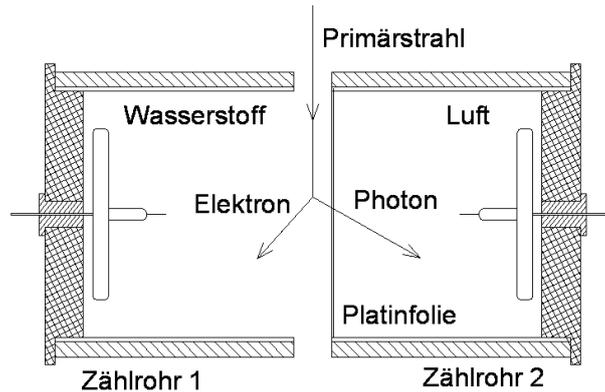


Abbildung 5: Versuchsanordnung einer Koinzidenzmessung.

Anregungen hervorrufen, bis es seine kinetische Energie verbraucht hat. Dadurch ist die von einem Elektron verursachte Anzahl von Lichtblitzen proportional der kinetischen Energie des Elektrons. Da die gesamte Energie des γ -Quants in kinetische Energie von Elektronen umgewandelt wurde ist die Anzahl der Lichtblitze proportional zur Energie des γ -Quants. Bei der Rekombination der Elektron-Loch-Paare über dotierte Störstellen, an denen sich die Elektronen bzw. Löcher sammeln, kommt es zur Aussendung einzelner Lichtblitze (bei jeder Rekombination einer), die über einen dahinter gebauten Photomultiplier zu einem Photostrom werden, der wiederum proportional zur Energie des γ -Quants ist, wodurch mit dieser Methode Ereignisse und die zugehörigen Energien gezählt werden können.

Beim Szintillationszähler ist folgendes zu beachten:

- Der Szintillationszähler bzw. die Szintillationsschicht muss so groß sein, dass die zu messenden Teilchen vollständig abgebremst werden.
- Die Intensität darf nicht so hoch sein, dass die Photomultiplier übersteuert werden.
- Die Abbildung des Lichts auf die Photokathode muss überall die gleiche Effizienz haben.

Zum Nachweis von γ -Quanten sollten Materialien mit großer Kernladungszahl verwendet werden. In diesem Versuch wird als Szintillationsmaterial Natriumiodid (NaI) verwendet.

3.2 Koinzidenzstufe

Um den Zusammenhang zweier emittierter Partikel zu ermitteln, bedient man sich der sogenannten Koinzidenzmessung. Wenn zwei (oder mehr) Detektoren innerhalb einer bestimmten Auflösungszeit simultan ansprechen (siehe Abbildung 5), und man den daraus resultierenden Impuls registriert, spricht man von einer Koinzidenz. In unserem Versuch muss eine Koinzidenzstufe benutzt werden, da das Rückstoßelektron und das gestreute

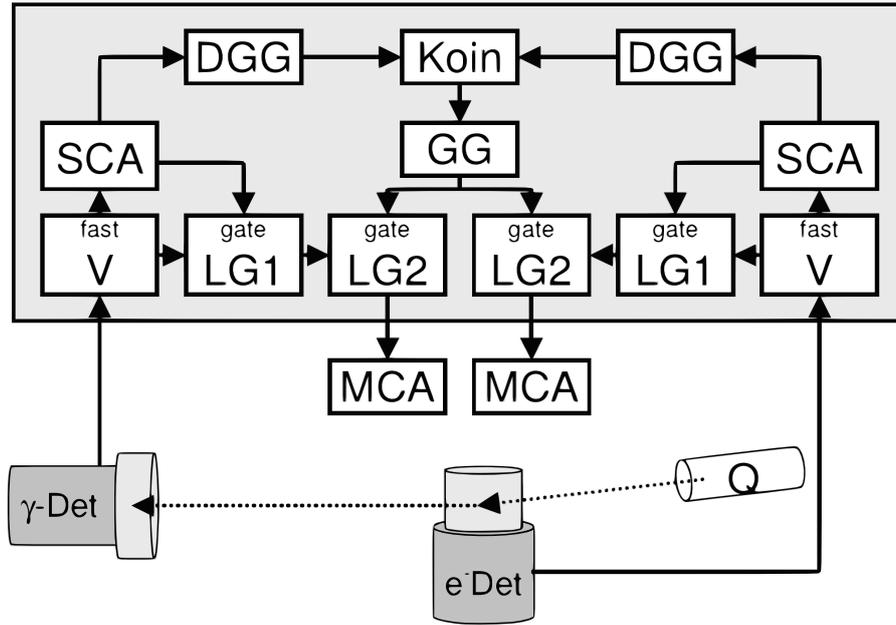


Abbildung 6: Blockschaltbild der im Versuch verschalteten Messgeräte, Verstärker usw.

γ -Quant unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten haben und somit nicht sicher gestellt ist, dass beide Teilchen von ein und demselben Comptoneffekt herrühren.

Bei der Anwendung der Koinzidenzmethode muss sichergestellt werden, dass die Anzahl der Koinzidenzen in der Messzeit hoch genug ist, um den statistischen Fehler ($\approx \sqrt{\text{Anzahl}}$) in akzeptablen Grenzen zu halten. Zudem sollte die Zählrate viel (ca. 10 mal) größer sein als die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen – die immer auftreten. Dieses Verhältnis lässt sich über die Quellenstärke regeln.

4 Messgleichungen

4.1 Comptonwellenlänge

Um die Comptonwellenlänge zu berechnen, quadriert man zunächst die bereits eingeführten Relationen für den Impuls in x-Richtung (6)

$$(mv \cos \theta)^2 = \left(h \frac{\nu_1}{c} - h \frac{\nu_2}{c} \cos \varphi \right)^2$$

$$m^2 v^2 \cos^2 \theta = h^2 \frac{\nu_1^2}{c^2} - 2h^2 \frac{\nu_1 \nu_2}{c^2} \cos \varphi + h^2 \frac{\nu_2^2}{c^2} \cos^2 \varphi$$

ebenso wie die Impulsrelation in y-Richtung (7)

$$m^2 v^2 \sin^2 \theta = h^2 \frac{\nu_2^2}{c^2} \sin^2 \varphi$$

Die Addition dieser Relationen führt zu

$$m^2 v^2 (\cos^2 \theta + \sin^2 \theta) = h^2 \left(\frac{\nu_1^2}{c^2} - 2 \frac{\nu_1 \nu_2}{c^2} \cos \varphi + \frac{\nu_2^2}{c^2} (\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi) \right)$$

$$\frac{m_0^2 v^2}{1 - \beta^2} = \frac{h^2}{c^2} (\nu_1^2 + \nu_2^2 - 2 \nu_1 \nu_2 \cos \varphi)$$

Quadrieren wir nun den Energiesatz (8)

$$\left(\frac{m_0 c}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right)^2 = (h \nu_1 - h \nu_2 + m_0 c^2)^2$$

$$\frac{m_0^2 c^4}{1 - \beta^2} = h^2 (\nu_1 - \nu_2)^2 + 2 h m_0 c^2 (\nu_1 - \nu_2) + m_0^2 c^4$$

$$\frac{m_0^2 c^4 - m_0^2 c^4 \cdot (1 - \beta^2)}{1 - \beta^2} = h^2 (\nu_1 - \nu_2)^2 + 2 h m_0 c^2 (\nu_1 - \nu_2)$$

$$\frac{m_0^2 v^2}{1 - \beta^2} c^2 = h^2 (\nu_1 - \nu_2)^2 + 2 h m_0 c^2 (\nu_1 - \nu_2)$$

$$\frac{m_0^2 v^2}{1 - \beta^2} = \frac{h^2}{c^2} (\nu_1 - \nu_2)^2 + 2 h m_0 (\nu_1 - \nu_2)$$

Wie man leicht erkennt, müssen also die rechten Seiten der quadrierten und addierten Impulsrelation und der Energierelation gleich sein:

$$\frac{h^2}{c^2} (\nu_1^2 + \nu_2^2 - 2 \nu_1 \nu_2 \cos \varphi) = \frac{h^2}{c^2} (\nu_1 - \nu_2)^2 + 2 h m_0 (\nu_1 - \nu_2)$$

$$\frac{h^2}{c^2} \nu_1 \nu_2 2 (1 - \cos \varphi) = 2 h m_0 (\nu_1 - \nu_2)$$

$$\frac{\nu_1 - \nu_2}{\nu_1 \nu_2} = \frac{h}{m_0 c^2} (1 - \cos \varphi)$$

Da wir den Ausdruck in Wellenlängen betrachten möchten, benötigen wir die Relation

$$\Delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1$$

$$= \frac{c}{\nu_2} - \frac{c}{\nu_1}$$

$$= c \frac{\nu_1 - \nu_2}{\nu_1 \nu_2}$$

Setzen wir dies nun in die voranstehende Gleichung ein, so ergibt sich die Comptonstreuformel.

$$\Delta \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \varphi)$$

$$= \lambda_c (1 - \cos \varphi)$$

Dies ist also der Ursprung der bereits in (9) erwähnten Relation.

Die Strahlungsenergie bei der Comptonwellenlänge entspricht genau der Ruheenergie des Elektrons:

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda_c} = m_0c^2 = 511 \text{ keV} \quad (11)$$

Mit (11) lässt sich auch die für den Versuch benötigte Energieänderung bzw. der Energieübertrag des γ -Quants an das Compton-Elektron berechnen

$$\Delta E = E_{e,2} = E_{\gamma,1} - \frac{E_{\gamma,1}}{1 + \left[\frac{E_{\gamma,1}}{m_0c^2} (1 - \cos \varphi) \right]} \quad (12)$$

Das γ -Quant selber hat nach dem Stoß noch die Energie

$$E_{\gamma,2} = \frac{E_{\gamma,1}}{1 + \left[\frac{E_{\gamma,1}}{m_0c^2} (1 - \cos \varphi) \right]} \quad (13)$$

5 Versuchsdurchführung

5.1 Signalverarbeitung nachvollziehen

Zunächst haben wir uns mit der Elektronik vertraut gemacht, indem wir den Verlauf der Signalverarbeitung (wie in Abbildung 6 auf Seite 7 dargestellt) am Oszilloskop beobachteten. Dazu haben wir uns die Zeit-Spannungskurven in unsere Mitschrift skizziert.

Die Schaltung funktioniert dabei so: Die Signale des Elektronen- bzw. γ -Detektors werden zunächst verstärkt. Der Single-Channel-Analyzer erzeugt dann für jedes Signal, das über einer bestimmten Amplitude liegt, einen (binären) Puls ohne Höheninformation. Die Breite dieses Pulses wird vom Delay-Gate-Generator (DGG) angepasst (verkürzt) und definiert so das Zeitfenster für eine Koinzidenz. Gleichzeitig triggert der SCA-Puls die linearen Gates LG1, die aus dem Eingangssignal Pulse mit Höheninformation machen. Die Koinzidenzstufe (Koin) führt nun die Multiplikation der binären Pulse des Elektronen- und des γ -Detektors durch. Je nachdem, ob die Gleichzeitigkeit gegeben ist oder nicht, werden die Höhenpulse über die Gates LG2 zum Ausgang gegeben. Der Gate-Generator GG macht dabei das Ausgabefenster wieder groß genug für die Ausgangssignale. Diese werden in je einen Multi-Channel-Analyzer (MCA, Vielkanalanalysator) gespeist. Der MCA zählt Pulse aufgeschlüsselt nach ihrer Höhe. Der Amplitudenbereich von 0 bis zu einem Maximalwert wird dazu in N diskrete Abschnitte, die Kanäle, unterteilt. Jeder Kanal zählt dann die Pulse, die in seinen Bereich passen. In unserem Versuch stehen die Pulshöhen bzw. Kanalnummern für γ -Quanten-Energien. Wir erhalten also eine Darstellung von Intensität aufgetragen über Energie. Die Eichung von Kanalnummer zu Energie wird dabei über die Messung einer bekannten Probe durchgeführt.

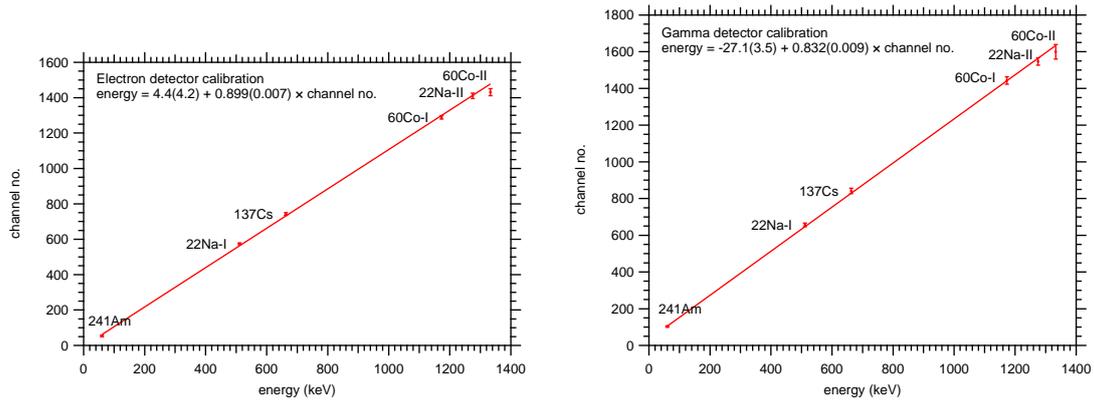


Abbildung 7: Ausgleichsgeraden für die Eichmessungen am Elektronen- und Gamma-Detektor.

5.2 Eichung der Detektoren

5.2.1 Was wird geeicht?

Zunächst soll erklärt werden, was hier geeicht wird. Und zwar handelt es sich um den vom MCA (Vielkanalanalysator) detektierten Strom, der proportional zur Energie der einfallenden Strahlung ist. Um zu verstehen, wie dieser Strom entsteht, muss man sich den Vorgang vor Augen führen, den ein γ -Quant in der Messapparatur auslöst: Die von den jeweiligen Präparaten erzeugte Gammastrahlung trifft den ersten Szintillationsdetektor, durch den sie sowohl gestreut als auch detektiert wird. Dabei werden frei gewordene Elektronen im Detektor sofort detektiert, γ -Quanten treten zum größten Teil aus dem Detektor aus und werden vom zweiten Szintillationszähler, der etwas größer als der erste ist, registriert. Die ankommenden γ -Quanten schlagen dort Elektronen aus dem Atomverband heraus, die dann weitere Augerelektronen auslösen. Es entstehen mehrere Lichtquanten, deren Gesamtenergie der Energie der eingegangenen Strahlung entspricht. Das Licht trifft dann auf die Photokathode eines Photomultipliers, wo es wiederum Elektronen auslöst, die dann beschleunigt und auf die Dynoden des Photomultipliers gelenkt werden, wo sie weitere Elektronen auslösen, die wieder beschleunigt werden usw. Am Ende werden statt einem γ -Quant zahlreiche Elektronen detektiert, wobei die Energie nach entsprechender Eichung bestimmt werden kann.

5.2.2 Eichvorgang

Wir haben mittels ^{241}Am -, ^{137}Cs -, ^{22}Na - und ^{60}Co -Präparaten die beiden Szintillationszähler, die im Folgenden nur noch Elektronen- und Gamma-Detektor genannt werden, anhand der bekannten Energieverteilung der Isotope geeicht. Siehe dazu die beiden Graphen mit eingetragenen Ausgleichsgeraden in Abbildung 7. Dazu haben wir die jeweiligen Photomaxima über den Kanalnummern aufgetragen. Es stellte sich heraus, dass die Maxima von der Stelle, an der das Präparat lag, abhängig war. Als absolut dominierenden

Point	line	energy	Ecal	dEcal	Gcal	dGcal
0	22Na-I	511	574.38	5	657.14	10
1	22Na-II	1275	1410.3	15	1547.2	20
2	60Co-I	1173	1289.3	10	1443.1	20
3	60Co-II	1333	1431.6	20	1599.9	40
4	137Cs	663	741.87	8	841.94	15
5	241Am	60	53.311	5	103.19	4

Abbildung 8: Tabelle mit eingetragenen Photopeaks (Ecal, Gcal) und Ableseungenauigkeiten (dEcal, dGcal) aus der die Kalibrierung berechnet wurde. Die Literaturwerte finden sich in der Spalte „energy“.

Comptonkante	511 keV-Linie	1275 keV-Linie
ΔE gemessen am γ -Detektor [keV]	333 ± 38	993 ± 93
ΔE gemessen am e^- -Detektor [keV]	350 ± 30	1038 ± 38
ΔE theoretisch [keV]	340,667	1062,15

Tabelle 1: Erwartete und gemessene Werte für die Comptonkanten.

Fehler haben wir hierbei die Ablesegenauigkeit angesehen. Zum Teil konnten die spektralen Maxima nur mit Genauigkeiten von ± 40 abgelesen werden.

Mittels der Werte der in Abbildung 8 gezeigten Tabelle konnten die Eichungen vorgenommen werden. Jedoch konnten wir eine Abhängigkeit der Energien von der Entfernung zwischen Detektor zum Eichpräparat erkennen. Der größere γ -Detektor weist dabei eine geringere Änderung des Ergebnisses mit der Entfernung auf, als der Elektronendetektor. In Hinblick auf die später verwendete Versuchsanordnung (Streuung im Szintillator des Elektronendetektors) haben wir für die Eichmessungen die Messwerte benutzt, als die Präparate auf dem Elektronendetektor platziert waren.

5.3 Vermessung der Comptonkanten eines ^{22}Na -Isotops

Es wurde das gesamte Spektrum einer ^{22}Na -Probe mit beiden Detektoren aufgenommen um die Comptonkontinua und Comptonkanten für die beiden Photoeffekt-Linien zu identifizieren. Dazu eigneten sich unsere Eichmessungen, da die Strahlung im Szintillator nicht gerichtet ankommt und so im gemessenen Spektrum sowohl der Photoeffekt, als auch Compton- Streuung verschiedener Winkel enthalten ist. Wir verwendeten die Messung am Elektronendetektor, bei der die ^{22}Na -Probe direkt auf diesem platziert wurde. Diese Messung ist in Abbildung 9 dargestellt und zum Vergleich die viel schlechtere Messung am γ -Detektor, wobei die jeweiligen Spezifika markiert wurden. Lesen wir nun die Comptonkanten (hierfür jeweils die Mitte der Flanke) aus dem Graphen ab, so ergeben sich die in Tabelle 1 aufgelisteten Werte. Dort werden sie auch mit den theoretisch berechneten Werten (Gleichungen (9) und (12)) verglichen.

Da die Auflösung der Detektoren so schlecht ist, sind die Comptonkanten „verschmiert“ und nicht senkrecht, wie theoretisch erwartet. Wir haben angenommen, dass die wirk-

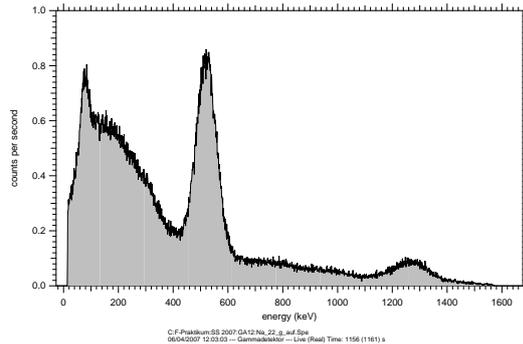
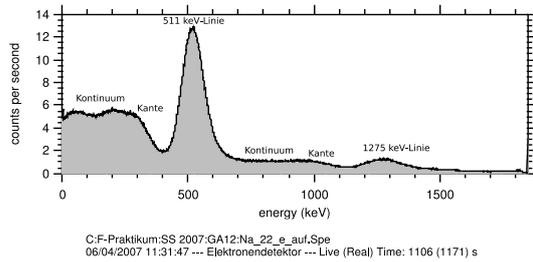


Abbildung 9: Links die Energieverteilung am Elektronendetektor der ^{22}Na -Probe mit identifizierten Comptonspezifika. Rechts das selbe am γ -Detektor.

lichen Kanten in der Mitte der Verschmierungen liegen. Im Rahmen der Fehlergenauigkeit stimmen die gemessenen Werte der Comptonkanten mit den erwarteten Werten überein, wobei aber die relativen Fehler bei im Bereich von ca. 5–10 % liegen. Unsere am Elektronendetektor gemessenen Comptonkanten stimmen zwar nicht besser mit den theoretischen Werten überein, waren jedoch viel besser zu erkennen.

Zur Diskussion des Ursprungs der Comptonkante sei noch gesagt, dass die beobachteten Kanten auf detektierte Elektronen zurückzuführen sind, die aufgrund des Compton-Effekts im Detektor selbst Energie erhalten haben.

5.4 Einstellen der Koinzidenz

Zum Anpassen der Schaltung auf Koinzidenz haben wir die 511 keV-Linie des ^{22}Na -Eichpräparats verwendet. Diese entsteht aus einem β -Zerfall und hat für uns aufgrund der Impulserhaltung die günstige Eigenschaft, dass immer paarweise γ -Quanten in entgegengesetzte Richtungen (180°) ausgesendet werden. Gleichzeitig ist sie das stärkste Signal im ^{22}Na -Spektrum. So konnten wir durch platzieren des Präparats zwischen den beiden Detektoren koinzidente Signale erhalten. Diese haben wir auf dem Oszilloskop für beide Detektoren verfolgt. Die Delay-Gate-Generatoren (DGG) haben wir nun so eingestellt, dass vom gewünschten Signal an der Koinzidenzstufe zwei gleich Breite und zeitlich überlagerte Signale ankommen. Die primären Linear-Gates (LG1) und den Gate-Generator (GG) haben wir entsprechend geregelt, dass auch an den sekundären Linear-Gates (LG2) überlagerte Signale ankommen, und damit bei Koinzidenz ein Signal an die MCA-Karten des PC weitergegeben wurde.

Zum Testen der Koinzidenz haben wir das Spektrum auf dem PC aufgenommen und zum Vergleich das Präparat verschoben, so dass es nicht mehr in der Linie zwischen den Detektoren stand. Wie erwartet waren damit die Koinzidenzen der unter 180° ausgesandten Quanten verschwunden und das Spektrum bestand nur noch aus Rauschen (zufälligen Koinzidenzen).

Als wir alle radioaktiven Proben zur Detektion zwischen die Detektoren legten, änderte sich die Anzahl der vermeintlichen Koinzidenzen bei 10-fach größerem Zeitfenster

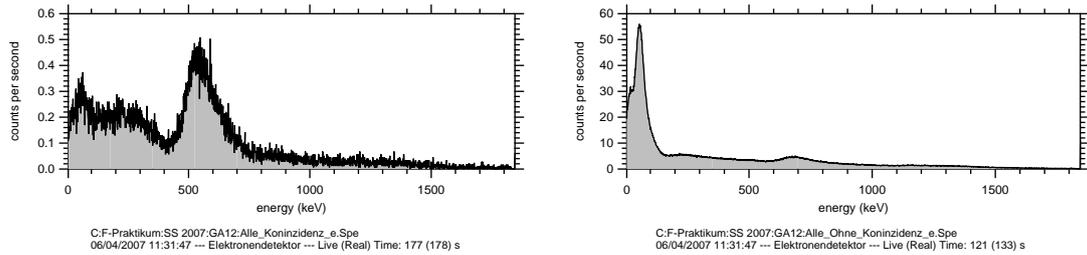


Abbildung 10: Links das Spektrum aller Proben mit Koinzidenz und gut sichtbarer 511 keV-Linie. Rechts ohne Koinzidenz: Die 511 keV-Linie geht unter in anderen Messereignissen.

Point	theta	E1	dE1	E2	dE2	G1	dG1	G2	dG2
0	60	153.5	20	669.47	25	346.58	30	566.55	40
1	90	240.71	10	874.94	20	262.03	15	380.85	30
2	120	290.73	20	985.46	60	210.42	15	273.21	25

Abbildung 11: Während des Versuchs erstellte Tabelle mit den Energien der Compton- und Backscatterkanten abhängig von drei unterschiedlichen Winkeleinrichtungen $\theta = 60^\circ$, 90° und 120° . Die Werte $dE1$, $dE2$ usw. geben die Fehler an.

τ immerhin um den Faktor $\frac{5}{2}$, mit der ^{22}Na -Probe alleine brachte eine Veränderung der Zeitfensterbreite τ keine signifikante Abschwächung oder Verstärkung des Signals. Dies zeigt, dass bei echter Koinzidenz die Größe des Zeitfensters egal ist, weil die zeitliche Ereignisdichte (und damit die zufälligen Koinzidenzen) offenbar so gering ist, dass die Verstellung der Gatebreite keine Rolle spielt. Wir haben deshalb die Gatebreite auf 100 ns eingestellt, um später möglichst wenig zufällige Koinzidenzen zu messen. Zum Vergleich und zur Veranschaulichung sind in Abbildung 10 unsere Spektren aller Proben mit und ohne eingeschaltete Koinzidenz dargestellt.

5.5 Messungen in Compton-Geometrie

Nach dem Einsetzen der mit $A = 7,4 \text{ MBq} = 0,2 \text{ mCi}$ recht starken ^{22}Na -Probe in den Compton-Aufbau durch den Betreuer, haben wir zunächst mithilfe eines Geiger-Müller-Zählers die Abschirmung des Experiments untersucht. Direkt aus dem Probeneinsatz strahlte eine Äquivalentdosis von etwa $50 \mu\text{Sv}$ ($5 \frac{\text{mrem}}{\text{h}}$). Die Eichpräparate hingegen strahlten nur mit ca. $0,35 \mu\text{Sv}$ ($35 \frac{\mu\text{rem}}{\text{h}}$) und hinter der Bleiabschirmung hat das Messgerät gar nicht mehr angeschlagen.

Wir haben das Experiment bei Winkeln von $\theta = 60^\circ$, 90° und 120° zwischen ^{22}Na -Präparat zu Elektronendetektor und Strecke zwischen den beiden Szintillationszählern ausgeführt und jeweils die Maxima der Compton- und Backscatterkanten gemessen. Die Ergebnisse hierzu finden sich in der in Abbildung 11 gezeigten Tabelle, die während des Versuchs erstellt wurde. Da bei diesen Winkeln die beiden Comptonspitzen immer mehr

Detektor (Winkel)	511 keV-Linie	1275 keV-Linie
γ (60°)	340 ± 18	568 ± 25
e^- (60°)	170 ± 9	706 ± 35
γ (90°)	255 ± 9	366 ± 12
e^- (90°)	255 ± 9	909 ± 30
γ (120°)	205 ± 5	270 ± 7
e^- (120°)	306 ± 8	1005 ± 25

Tabelle 2: Erwartete Werte für die Compton und Backscatterkante bei unterschiedlichen Winkeln am Gamma- und am Elektronendetektor.

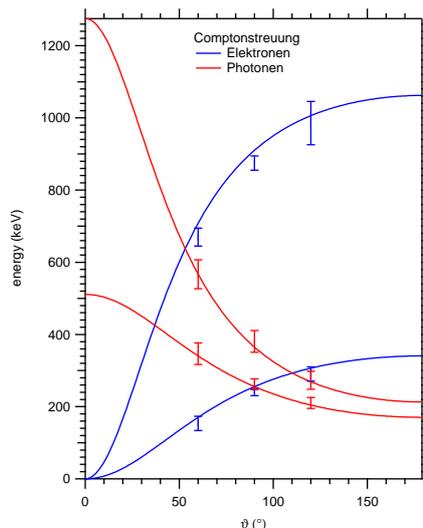


Abbildung 12: Vergleich mit der Compton-Formel für die 511 keV- und die 1275 keV-Linie von ^{22}Na

zusammenrücken, haben wir zusätzlich zur Koinzidenzmessung das jeweils ungewünschte Maximum unterdrückt. Und zwar haben wir beim Elektronendetektor das Lower-level (also die Untergrenze, ab der gemessen wird) auf 2,62 (entspricht ca. 450 keV) gestellt, so dass die 511 keV-Linie unterdrückt wurde. Dadurch war keine Koinzidenz für diese Linie am γ -Detektor mehr vorhanden und die 1275 keV-Linie wurde nicht mehr überlagert, sondern war klar zu identifizieren. Bei der 120° -Messung haben wir die Parameter genau umgedreht: Das Upper-Level (Obergrenze) auf 2,62 gestellt und das Lower-Level wieder auf den Ausgangswert von 0,0.

Die erwarteten Werte haben wir mit der Compton-Formel ((12) und (13)) berechnet und ein Fehlerintervall ermittelt, welches sich aus der Ungenauigkeit der Winkeleinstellung der Quelle mit $\Delta\theta = \pm 3^\circ$ ergibt. Sie sind in Tabelle 2 zu sehen.

Im Rahmen des Fehlers erhalten wir also Übereinstimmung zwischen der Theorie und den Ergebnissen. Wir sehen die Comptonformel im Rahmen unserer Messung bestätigt. Eine Veranschaulichung der Übereinstimmung ist in Abbildung 12 zu sehen.

5.6 Qualitative Bestimmung der zufälligen Koinzidenz

Da wir das Auftreten von zufälliger Koinzidenz lediglich für die schwächere ^{22}Na -Quelle als vernachlässigbar nachweisen konnten, soll nun noch qualitativ der Zusammenhang zwischen zufälliger Koinzidenz und der Aktivität A der Quelle untersucht werden. Zufällige Koinzidenz erhält man bei einer Koinzidenzauflösezeit τ genau dann, wenn zu einem Ereignis am γ -Detektor zur Zeit t_0 ein Ereignis am Elektronen-Detektor im Zeitintervall $[t_0 - \tau, t_0]$ gemessen wird. Sei nun Γ die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Compton-Photon am γ -Detektor eintrifft, und n die Rate, mit welcher die radioaktive Quelle strahlt (dann gilt $n \propto A$), und $\zeta \propto n$ die Rate, mit welcher ein beliebiger Effekt am Elektronen-Detektor eintritt. Dann ist die Wahrscheinlichkeit ξ dafür, dass ein beliebiges Ereignis am Elektronen-Detektor mit einem Ereignis am γ -Detektor koinzidiert, gegeben durch $\xi = \tau\zeta\Gamma \propto n\tau\Gamma$. Daraus ergibt sich für das Verhältnis der Koinzidenzen zueinander

$$\frac{\text{wahre Koinzidenz}}{\text{zufällige Koinzidenz}} = \frac{\Gamma}{\xi} \propto \frac{\Gamma}{n\tau\Gamma} \propto \frac{1}{A\tau} \quad (14)$$

6 Zusammenfassung

In diesem Versuch haben wir die Gültigkeit der Compton-Formel nachgewiesen. Dabei haben wir inelastische Streuung an freien Elektronen unter verschiedenen Winkeln beobachtet. Die von uns gemessenen Energien der Rückstoß-Elektronen und der gestreuten γ -Quanten haben mit den erwarteten Werten übereingestimmt. Wobei unsere Fehler bei der Bestimmung der Comptonkante und der Winkel aufgrund der ungenauen Winkeleinstellung und der mäßigen Aufnahme der Comptonkante relativ groß waren. Der Gebrauch der Szintillationszähler, der Koinzidenzmessung und insbesondere der ausführlichen Einarbeitung mit dem Durchmessen aller vorhandenen Geräte (siehe Abschnitt 5.1) war sehr interessant und ermöglichte einen einigermaßen realistischen Einblick in experimentelle Vorgehensweisen.