

Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, Teil B

Mößbauereffekt

Versuch 5

Betreuer Harm Fesefeldt

Gruppe 2

W.Bender (walter.bender@rwth-aachen.de), J.Luckas (c.hihiro@gmx.de)

Inhaltsverzeichnis

1	Ziel und Zweck des Versuchs	3
2	Versuchsaufbau	4
3	Diskussion des Quellenspektrums	5
4	Bestimmung der natürlichen Linienbreite	8
4.1	Geschwindigkeitskalibrierung	9
4.2	Bestimmung der natürlichen Linienbreite	11
5	Hyperfeinstruktur	14
5.1	Geschwindigkeitskalibrierung	15
5.2	Messen der Hyperfeinstruktur	16
6	Quadrupolstrahlung	21
6.1	Geschwindigkeitskalibrierung	21
6.2	Messung der durch das Quadrupol verursachten Linienaufspaltung	22
7	Vermessung des Extinktions-Wirkungsquerschnitt σ_{ex}	25
7.1	Versuchsdurchführung	25
7.2	Versuchsauswertung	25

1 Ziel und Zweck des Versuchs

Als Mößbauereffekt bezeichnet man die rückstoßfreie Absorption und Emission von γ -Quanten in einem Festkörperkristall. Gitterschwingungen können nur durch gequantelte Energien angeregt werden (Phononen). Aus diesem Grund ist es möglich, dass die Absorption eines γ -Quants keine Gitterschwingungen anregen kann. Dadurch erfahren Absorptions- und Emissionslinie keine Rückstoßverschiebung, d.h. der Kristall ist für seine charakteristische Strahlung nicht transparent (Resonanzabsorption). Der Mößbauereffekt ist für das Element ^{57}Fe schon bei Raumtemperatur beobachtbar. Die auftretende Dopplerverbreiterung der Linien ist für ^{57}Fe bei Raumtemperatur verschwindend gering. Somit ist es möglich, die natürliche Breite, die sich aufgrund der Energie-Zeit-Unschärferelation erklärt, zu bestimmen. Ziel eines Versuchsteiles ist die natürliche Linienbreite der 14,4 keV-Linie der ^{57}Fe -Probe zu vermessen. In einem weiteren Versuchsteil wird die Hyperfeinstrukturaufspaltung untersucht. Die Aufspaltung der Energieniveaus kann jedoch auch durch das Quadrupolmoment eines Atomkerns verursacht werden. Durch Bestimmung der Energieverschiebung ΔE kann auf das Quadrupolmoment Q des Atomkerns geschlossen werden. In einem letzten Versuchsteil wird der frequenzunabhängige Extinktions-Wirkungsquerschnitt σ_{ex} zur Absorption eines γ -Quants experimentell vermessen.

2 Versuchsaufbau

Für diesen Versuch wird eine ^{57}Co -Quelle verwendet. ^{57}Co zerfällt in 99,8 % der Fälle in ein angeregtes $^{57}\text{Fe}^*$ unter Aussendung eines Photons der Energie $E = 136,32 \text{ keV}$. Das angeregte $^{57}\text{Fe}^*$ zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 11 % sofort in seinen Grundzustand. Der wesentlich wahrscheinlicherere Prozess (89%) ist jedoch der Zerfall über ein Zwischenniveau. Dabei wird in 10 % der Fälle die freiwerdende Energie durch Aussendung von $14,4 \text{ keV}$ γ -Quanten abgegeben. Diese Strahlung eignet sich besonders gut zur Beobachtung des Mößbauereffekts. Die Quelle kann mittels eines Elektromagneten (Transducer) zu Sinusschwingungen einer festen Frequenz angeregt werden. Damit gilt für die Geschwindigkeit der Quelle Gl.1.

$$v = v_{max} \cdot \cos(\omega t) \quad (1)$$

Die von der Quelle emittierte Strahlung trifft auf das Absorptionsmaterial und gelangt dann in das Proportionalitätsrohr. Die detektierten Teilchen lösen im Proportionalitätsrohr Spannungspulse aus, deren Höhe proportional zu ihrer Energie ist. Die Spannungspulse des Detektors werden über ein NIM-Modul an einen Vielkanalanalysator (MKA) weitergeleitet, welches in zwei Moden PHA und MCS verwendet werden kann. Die vom MKA aufgezeichneten Messdaten können PC-gesteuert ausgelesen werden.

Generell soll in allen Versuchsreihen der Zusammenhang zwischen Absorption und Photonenergie untersucht werden. Dazu macht man sich den optischen Dopplereffekt zu Nutze. Bewegt sich die Quelle mit Geschwindigkeit v , hat dies eine Frequenzverschiebung der emittierten Strahlung zur Folge. Damit emittiert die Quelle abhängig von ihrer Geschwindigkeit v Photonen unterschiedlicher Energie $E = hf(v)$. Das MKA, betrieben im MCS Modus, misst die Anzahl der transmittierten Photonen der Energie $E = hf(v)$. Zur Geschwindigkeitseichung (bzw. Energieeichung) des MKA ist ein Michelson-Interferometer vorhanden.

3 Diskussion des Quellspektrums

In diesem Versuchsteil wird das MKA im Pulshöhenmodus (PHA) betrieben. In diesem Modus ordnet das MKA jeder Photonenergie eine Kanalnummer zu und misst die Anzahl der eintreffenden Pulse in jedem Kanal. Auf diese Weise erhält man das Energiespektrum der ^{57}Co -Quelle. Die Quelle sendet Photonen der Energie $E_{\gamma 1} = 136,3\text{keV}$, $E_{\gamma 2} = 121,9\text{keV}$ und $E_{\gamma 3} = 14,4\text{keV}$. Da die $14,4\text{keV}$ Linie der ^{57}Fe -Probe besonders gut geeignet ist, um den Mößbauereffekt zu beobachten, muss diese Linie aus dem Energiespektrum der Quelle selektiert werden. Zunächst muss dazu die Linie eindeutig identifiziert werden. Dazu wird bei gleichbleibender Messzeit das Energiespektrum unter Verwendung eines Stahlabsorbers einmal mit und einmal ohne Transducer aufgenommen. Mit Transducer tritt optischer Dopplereffekt auf, d.h. die Frequenz der emittierten Photonen ω ist abhängig von der Geschwindigkeit v der bewegten Quelle, siehe Gl.2. ω_0 ist die Frequenz der emittierten Photonen bei unbewegter Quelle $v = 0 \frac{\text{m}}{\text{s}}$.

$$\omega = \omega_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right) \quad (2)$$

Bei eingeschalteten Transducer trifft also ein breites Frequenzspektrum auf den Absorber. Aus diesem Grund tritt weniger Resonanzabsorption auf, sodass die $14,4\text{keV}$ Linie im Vergleich zum Spektrum ohne verwendeten Transducer, deutlich erhöht ist. Um ein möglichst großes Frequenzspektrum zu erhalten wird der Transducer bei der Messung mit Maximalgeschwindigkeit betrieben.

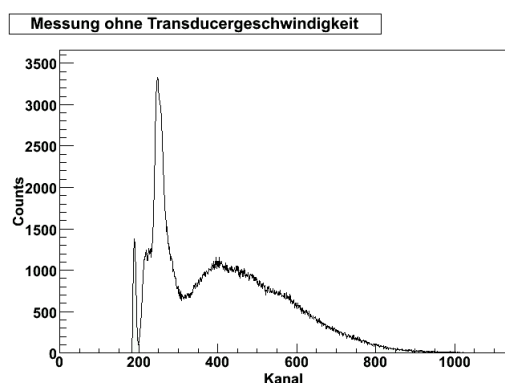


Abbildung 3.1: Energiespektrum
mit ruhender
Quelle

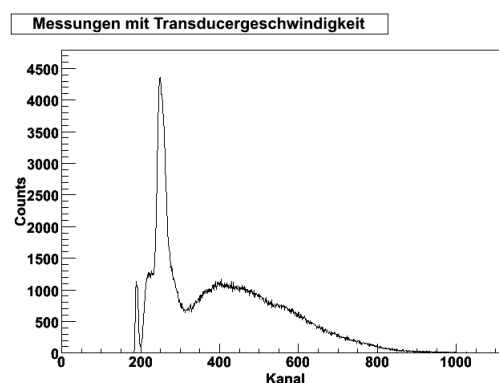


Abbildung 3.2: Energiespektrum
mit bewegter
Quelle

Zieht man nun beide Spektren voneinander ab, verbleibt nur die gewünschte 14,4 keV Linie. Durch Einstellung von unterer und oberer Schwelle kann nun das gewünschte Energieintervall eingegrenzt werden, sodass zur weiteren Messung nur die 14,4 keV Linie der ^{57}Co -Quelle genutzt wird.

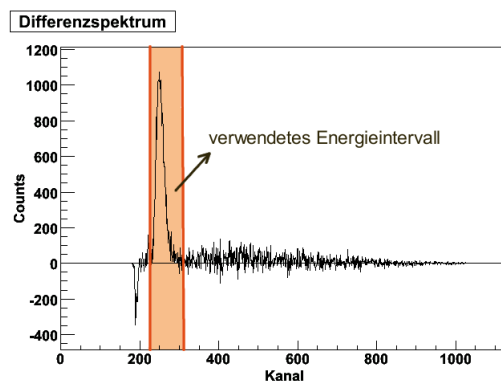


Abbildung 3.3: Differenzspektrum

Aus den bekannten Lagen des Nullpunkts, der Comptonkanten $E_C(121,9\text{keV}) = 47,4\text{keV}$, $E_C(136,3\text{keV}) = 39,4\text{keV}$ und der Rückstoßpeaks $E_R(121,9\text{keV}) = 88,9\text{keV}$, $E_R(136,3\text{keV}) = 82,5\text{keV}$ können diesen Energien Kanalnummern zugewiesen werden. Leider können die Rückstoßpeaks und Comptonkanten der verschiedenen Linien nicht genau aufgelöst werden. Aus diesem Grund haben wir den Mittelwert der beiden Größen verwendet und als Fehler auf diese Größen die Standardabweichung angenommen. Um eine lineare Regression mit Fehler auf X und Y-Wert durchführen zu können, wählen wir einen kleinen Fehler σ_E von 0.1 MeV auf Energienullpunkt und Photopeak. Die Zuordnung ist in Abb. 3.4 gezeigt und in Tabelle 3.1 sind die Daten aufgelistet.

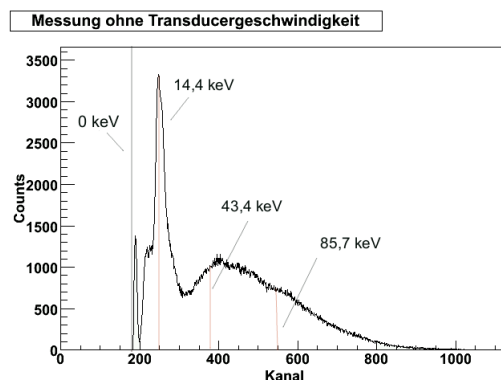


Abbildung 3.4: Zuordnung Energie-Kanal

	Kanal k	σ_k	Energie E [MeV]	σ_E [MeV]
Energienullpunkt	182	0,29	0	0,1
Photopeak	250	5	14,4	0,1
Mittelwert der Comptonkanten	375	25	43,4	5.66
Mittelwert der Rückstreupeaks	550	5	85,9	4.53

Tabelle 3.1: Daten zur Kalibration

Trägt man die Kanalnummer gegen Energie auf erhält man Abb. 3.5.

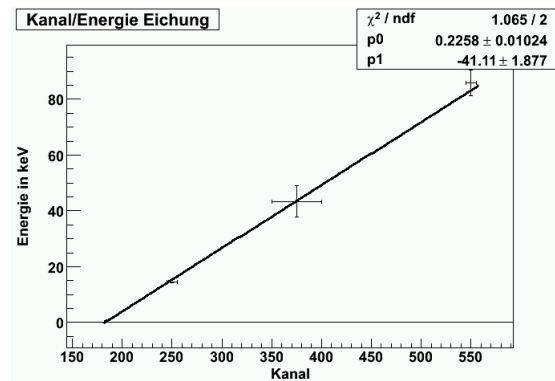


Abbildung 3.5: Eichgerade des MKA im PHA-Modus

Kanalnummer und Energie verhalten sich linear. Das χ^2 von ungefähr 0,5 zeigt, dass die Fehler richtig eingeschätzt sind. Die Fehler auf die Kanalnummer begründen sich in der Ablesegenauigkeit. Damit gilt zur Umrechnung von Kanalnummer in Energie Gl. 3

$$E = (0,2258 \cdot \text{Kanalnummer} - 41,11) \text{keV} \quad (3)$$

4 Bestimmung der natürlichen Linienbreite

Zur weiteren Versuchsdurchführung wird das MKA von nun an im MCS-Modus betrieben. Im MCS Modus wird die Schwingungsperiode T in 1022 Zeitintervalle der Breite Δt eingeteilt. Ist die Intervallbreite Δt , wie hier, genügend klein, entspricht jede Kanalnummer einer Positionsstellung des Transducers. Bei jeder Position besitzt der Transducer eine bestimmte Momentangeschwindigkeit v . Gemessen wird zu einer Momentangeschwindigkeit v die im Zeitintervall Δt detektierte Photonenzahl. Über die Momentangeschwindigkeit des Transducers kann auf die Energie der emittierten Photonen geschlossen werden. Aufgrund des Doppler-Effekts gilt:

$$E = E_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right) \quad (4)$$

Mit diesem Versuchsaufbau ist es möglich die Absorption in Abhängigkeit der Photonenergie zu untersuchen.

4.1 Geschwindigkeitskalibrierung

Zunächst muss der Zusammenhang zwischen Kanalnummer und Transducergeschwindigkeit bzw. Photonenergie ermittelt werden. Dazu wird ein Laserkalibrator verwendet. Er besteht aus einem Interferometer mit Steuer und Ausleseeinheit. Das Interferometer ist fest mit dem Transducer verbunden. Bewegt dieses sich in der Zeit Δt um Δx so bewirkt es einen Gangunterschied der Strahlen 1 und 2 des Interferometers. Beträgt dieser Gangunterschied Δs gerade eine halbe Wellenlänge der verwendeten Strahlung, tritt Auslöschung auf. Das Interferometer arbeitet mit Licht der Wellenlänge 632,8 nm. Demnach registriert das Interferometer $n = \frac{2\Delta x}{\lambda}$ Hell-Dunkel-Wechsel. Damit gilt offenbar dass die Anzahl der Hell-Dunkelwechsel n im Zeitintervall Δt proportional zur Momentangeschwindigkeit v des Transducers ist, s. Gl. 5.

$$n = \frac{2\Delta x}{\lambda} = \frac{2v\Delta t}{\lambda} \quad (5)$$

Damit das MKA die Information vom Interferometer erhält muss am NIM-Modul der Hebel auf vel(ocity) eingestellt sein. Das MKA zeichnet dann die Anzahl der Hell-Dunkel-Wechsel im Zeitintervall Δt über die Kanalnummer k auf. Die Messzeit Δt in der Einheit μs kann in den Kanälen 0 und 1 abgelesen werden und beträgt für alle Messungen $\Delta t = 0,5\mu s$. Das Spektrum erstreckt sich über 1022 Kanäle und ist in Abb. 1 gezeigt.

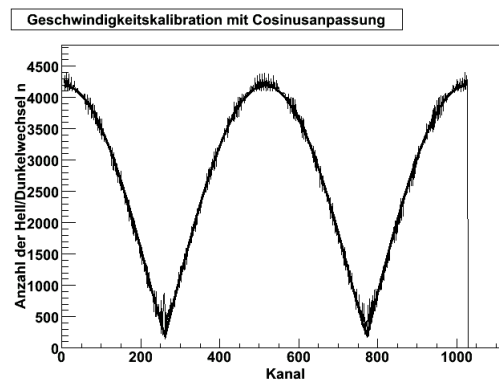


Abbildung 4.1: Geschwindigkeitskalibrierung

An die Messdaten wird eine Funktion nach Gl. 7 mit $\omega = \frac{2\pi}{1022}$ angepasst.

$$n(k) = |A \cos(\omega(k - 2)t + \phi)| + Offset \quad (6)$$

Der Fit wird noch am Praktikumsplatz mit einer vorhandenen Routine durchgeführt. Die Fitparameter sind in nachfolgender Tabelle 4.1 wiedergegeben.

Amplitude A	4026,45
Phase Φ in rad	$4,559 \cdot 10^{-3}$
Offset	16,33
χ^2	1556

Tabelle 4.1: Kosinusanpassung

Die Zählraten sind stets positiv. Ist $n(k)$ bekannt, lässt sich von der Kanalnummer k lediglich auf den Betrag der Momentangeschwindigkeit v der Quelle schließen.

$$|v| = \frac{n(k)\lambda}{2\Delta t} = \frac{(|A \cos(\omega(k-2)t + \phi)| + \text{Offset})\lambda}{2\Delta t} \quad (7)$$

Um mit Gl. 4 von Kanalnummer k auf Photonenergie E zu schließen, muss das Vorzeichen der Geschwindigkeit v bekannt sein. In Gl. 4 bedeutet ein positives Vorzeichen von v , dass sich die Quelle auf den Detektor zubewegt. Bei negativen Vorzeichen bewegt sich die Quelle vom Detektor fort. Zur Bestimmung des Vorzeichen betrachtet man 4.2. Im rechten Teil von Abb. 4.2 findet man eine leicht erhöhte Intensität des Untergrunds. Daher ist die Probe hier näher am Messgerät, denn bei kleinerem Detektor-Quelle-Abstand ist der Raumwinkel und damit auch die detektierte Photonenzahl größer. Ihre Geschwindigkeit muss also im Bereich von $[\frac{3}{2}\pi, 2\pi]$ und $[0, \frac{1}{2}\pi]$ negativ sein. Daraus ergibt sich Gl. 8.

$$v(k) = \frac{n(k)\lambda}{2\Delta t} = \frac{(-A \cos(\omega(k-2)t + \phi) + \text{Offset})\lambda}{2\Delta t} \quad (8)$$

4.2 Bestimmung der natürlichen Linienbreite

Zur Bestimmung der natürlichen Linienbreite muss zunächst am NIM-Modul der Hebel auf MB(Mößbauer) umgestellt werden. Aufgezeichnet wird die Anzahl der transmittierten Photonen, d.h. Intensität der Transmissionsstrahlung, in Abhängigkeit ihrer Energie. Die Messzeit betrug ungefähr 3 Stunden. Die Messung ergab das in Abb. 4.2 dargestellte Spektrum.

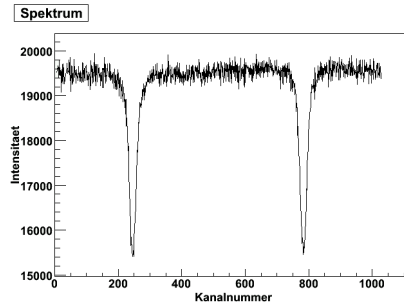


Abbildung 4.2: Absorptionsspektrum zur Bestimmung der natürlichen Linienbreite

Da die Geschwindigkeit, siehe Gl. 1, einer Kosinusfunktion folgt wird jeder Geschwindigkeitswert zwei Mal durchlaufen. Aus diesem Grund wird die Mößbauerlinie zwei Mal abgefahren und man erhält im Spektrum zwei Peaks. Anschließend werden die Kanalnummern mit Gl. 4 und 8 in die Energien umgerechnet. Wir zeichnen die entstehenden Intensitätsspektren in Abhängigkeit der Energiedifferenz $\Delta E = E - E_0 = E_0 \frac{v}{c}$ der transmittierten Photonen auf. E_0 bezeichnet dabei die Energie der Photonen bei ruhender Quelle. Demnach sollte das Minimum des Peaks genau bei $\Delta E = 0 \text{ neV}$ liegen. Jedoch ist hier ein weiterer Effekt zu beachten. Die Atomradien im Grundzustand und im angeregten Zustand sind unterschiedlich. Dies führt zu einer weiteren Energiedifferenz ΔE^* . Das Spektrum ist also um den Wert ΔE^* verschoben. Am Spektrum ist diese Isomerieverschiebung zu $\Delta E^* = 5,25 \text{ neV}$ ablesbar.

Im nächsten Schritt sollen die Höhe und die Breite der Absorptionslinie bestimmt werden. Da die Peaks offensichtlich unterschiedliche Höhen h und Breiten Γ_{mess} besitzen, werden linker und rechter Peak einzeln ausgewertet. Dazu wird das Programm ROOT genutzt. Durch Mittelwertbildung wird die Intensität I_0 bestimmt und mit einer Routine das Minimum des Spektrums angegeben. Die Höhe h ergibt sich aus Differenzbildung. Auf halber Höhe wird nun eine weitere Horizontale eingezeichnet. Die Breite Γ_{mess} wird an den Schnittpunkten W_1, W_2 zur Messkurve abgelesen. Die Mittelsenkrechten zur Strecke $\overline{W_1 W_2}$ bestimmt die Peaklage. Diese Vorgehensweise ist in den Abb. 5.5 und 5.4 veranschaulicht.

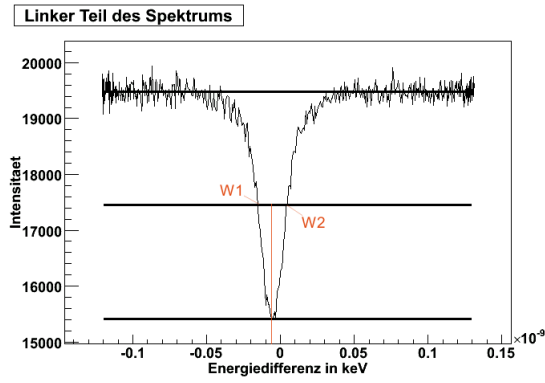


Abbildung 4.3: Linker Teil des Spektrums

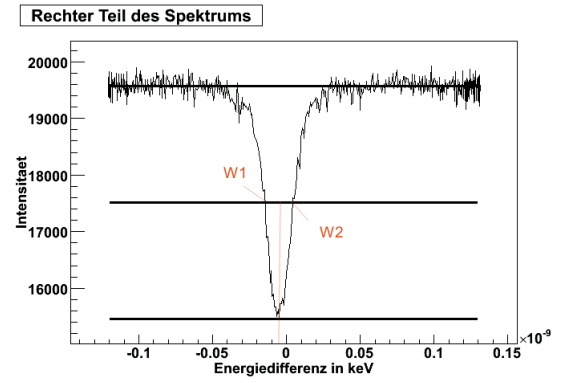


Abbildung 4.4: Rechter Teil des Spektrums

	Links	Rechts
Höhe h	4111,02	4108,28
W_1 [neV]	-15	-14,5
W_2 [neV]	4,5	4
Γ_{mess} [neV]	19,50	18,50
Peaklage P [neV]	-5,25	-5,25

Tabelle 4.2: Auswertung der Peaks

Höhe \bar{h}	4109,65
$\sigma_{\bar{h}}$	1,94
$\bar{\Gamma}_{mess}$	19
$\sigma_{\bar{\Gamma}_{mess}}$	0,71
Peaklage \bar{P}	-5,25
$\sigma_{\bar{P}}$	0

Tabelle 4.3: Auswertung der Peaks

Die gemessenen Breiten Γ_{mess} ergeben sich demnach für den linken Peak zu $\Gamma_{mess,l} = 19,5\text{neV}$ und für den rechten Peak zu $\Gamma_{mess,r} = 18,5\text{neV}$. Zur weiteren Auswertung wird der Mittelwert und die Standardabweichung aus diesen beiden Werten verwendet.

Die tatsächliche Linienbreite Γ lässt sich nach Gl. 9 errechnen.

$$\Gamma = \frac{\bar{\Gamma}_{mess}}{4,5275} \quad (9)$$

Damit bestimmen wir die natürliche Linienbreite zu:

$$\Gamma = \frac{19\text{neV}}{4,5275} = 4,20\text{neV} \pm 0,16\text{neV}$$

Ausgehend von der natürlichen Linienbreite lässt sich die mittlere Lebensdauer τ des Kernübergangs, welche zur Emission der 14,4 keV γ -Quanten führt gemäß Gl. 10 berechnen.

$$\tau = \frac{h}{2\pi\Gamma} \quad (10)$$

Damit beträgt die experimentell ermittelte Lebensdauer

$$\tau = \frac{h}{4,20\text{neV} \cdot 2\pi} \text{neV} = 1,56 \pm 0,06 \cdot 10^{-7} \text{s}$$

Der Literaturwert beträgt $\tau_{lit} = 1,38 \cdot 10^{-7} \text{s}$. Unser Messwert weicht um 13 % von diesem Wert ab. Dies entspricht 3 Standardabweichungen σ . Mit unserem Experiment können wir im Rahmen der Messgenauigkeit den angegebenen Literaturwert für die Lebensdauer τ nur schlecht bestätigen. Grund für die nicht erklärbare Abweichung ist ein weiterer systematischer Fehler, der für die Fehlerabschätzung unberücksichtigt blieb. Dieser systematische Fehler ist für uns aber nicht einschätzbar.

5 Hyperfeinstruktur

Da dem Atomkern ein Drehimpuls \vec{j} zugeordnet werden kann, besitzt er ein magnetisches Moment $\vec{\mu}$. Aufgrund nicht verschwindender Magnetfelder in Kernnähe erhält der Kern potentielle Energie W . Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wirke das Magnetfeld $\vec{H} = H\vec{e}_z$ entlang der z -Achse. Dann gilt :

$$W = -\mu_z H \frac{m}{j}$$

Ohne Existenz eines Magnetfeldes ($H = 0$) ist das Energieniveau E_0 bezüglich der magnetischen Quantenzahl m entartet. Ein Magnetfeld führt zu einer Aufspaltung des Energieniveaus gemäß :

$$E_{niv} = E_{0,niv} - \mu_z H \frac{m}{j}$$

Dabei bezeichnet E_0 das Energieniveau mit $H=0$. Die magnetische Quantenzahl m läuft von $-j$ bis j . Ist im Fall ohne Magnetfeld der Übergang vom angeregten Niveau E_a ins Grundniveau E_G durch $E = E_a - E_G$ gegeben, so gilt mit Magnetfeld Gl. 11.

$$E = \left(E_a - \mu_a H \frac{m_a}{j_a} \right) - \left(E_G - \mu_G H \frac{m_G}{j_G} \right) = \underbrace{(E_a - E_G)}_{E_0=14,4keV} - H \left(\mu_a \frac{m_a}{j_a} - \mu_G \frac{m_G}{j_G} \right) \quad (11)$$

Für den 14,4 keV Übergang von ^{57}Fe ist $j_a = 3/2$ und $j_G = 1/2$ gegeben. Aufgrund der Auswahlregeln $\Delta m = 0, \pm 1$ erwartet man eine Aufspaltung der 14,4 keV Linie in sechs Linien, siehe Abb. 5.1.

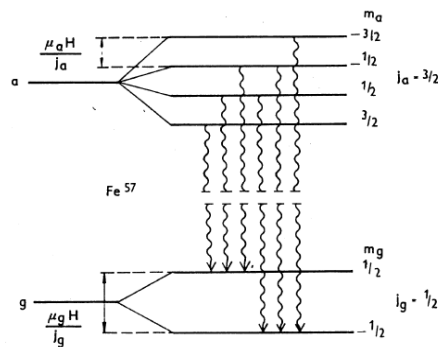


Abbildung 5.1: Zur Veranschaulichung der erlaubten Übergänge

5.1 Geschwindigkeitskalibrierung

Zur Messung der Hyperfeinstruktur wird ein Eisenabsorber verwendet. Eisen ist ferromagnetisch und magnetisiert die Elektronen in den Atomhüllen, welche am Kern ein Magnetfeld erzeugen. Aus Gl. 1 und 2 ist sofort ersichtlich dass über die Variation der Amplitude der ^{57}Co -Quelle v_{max} und damit auch das zu betrachtende Energiefenster vergrößert werden kann. Zuerst muss also die Schwingungsamplitude so eingestellt werden, dass die gewünschte Linien vom MKA auch registriert werden können. Ist diese Einstellung gefunden, wird erneut eine Geschwindigkeitskalibration durchgeführt. Dies geschieht analog wie in Versuchsteil 4.1 beschrieben. Wir erhalten folgendes Spektrum.

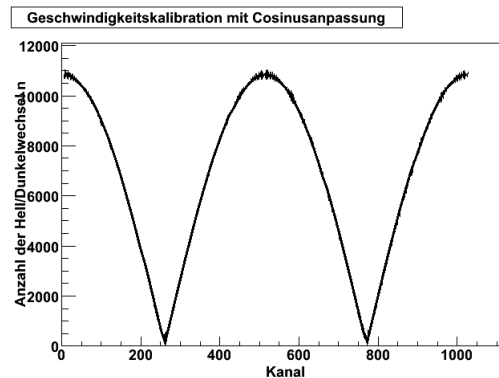


Abbildung 5.2: Geschwindigkeitskalibrierung

An Ort und Stelle wird ein Kosinus-Fit durchgeführt. Die erhaltenen Daten sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Amplitude A	10800,21
Phase Φ in rad	$4,943 \cdot 10^{-3}$
Offset	36,51
χ^2	953

Tabelle 5.1: Kosinusanpassung

Wie oben beschrieben kann nun jeder Kanalnummer k eine Photonenergie E zugeordnet werden.

5.2 Messen der Hyperfeinstruktur

Nach erfolgter Kalibration wird die Hyperfeinstruktur ausgemessen. Die Messzeit beträgt wieder ungefähr 3 Stunden.

Die Rohdaten sind in Abb. 5.3 gezeigt.

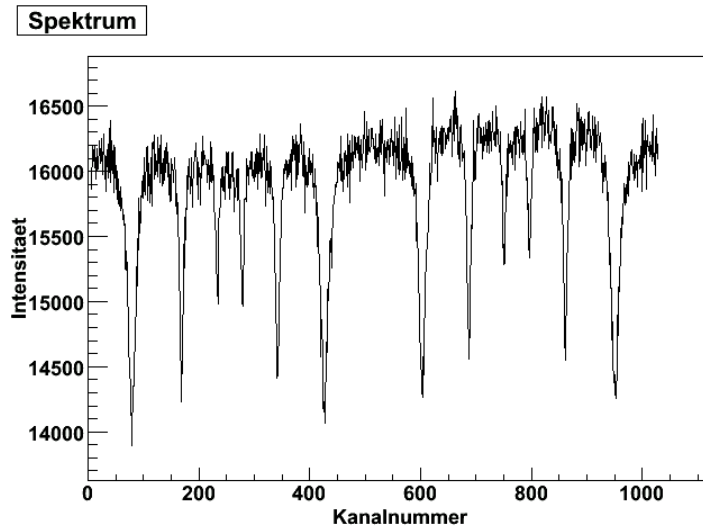


Abbildung 5.3: Rohdaten der Hyperfeinstrukturmessung

Zu weiteren Auswertung wird die Intensität gegen die Energiedifferenz $\Delta E = E - E_0 = E_0 \frac{v}{c}$ (siehe Gl. 4) aufgetragen. Die auf diese Weise geeichten Spektren sind in Abb. 5.4. und 5.5 gezeigt.

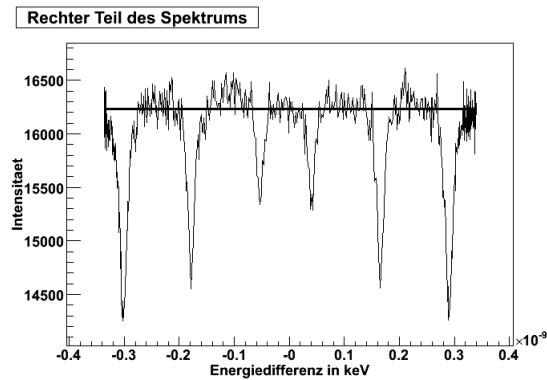


Abbildung 5.4: Kalibrierte Messdaten, rechtes Spektrum

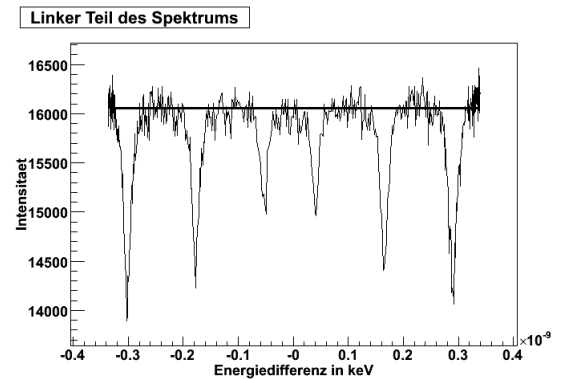


Abbildung 5.5: Kalibrierte Messdaten, linkes Spektrum

Von den zwölf Peaks werden nun jeweils die Höhe h und die durch das Magnetfeld H verursachte Energieverschiebung ΔE^* gemessen. Letztere kann nicht sofort am x-Achsenabschnitt der Diagramme abgelesen werden, da das Spektrum aufgrund der Isomerieverschiebung nicht symmetrisch um den Nullpunkt liegt. Zur Bestimmung der Höhen h , wird mit einer Routine das Intensitätsmaximum durch Mittelwertbildung bestimmt. Danach wird das Intensitätsminimum ermittelt. Die Differenz gibt dann die Höhe h . Zur Bestimmung der Peaklage wird auf halber Höhe eine Linie eingezeichnet. Es ergeben sich analog zum Versuchsteil 4 mit der Messkurve zwei Schnittpunkte W_1 und W_2 . Die Mittelsenkrechten zur Strecke $\overline{W_1W_2}$ bestimmt die Peaklage ΔE . Das linke Spektrum wird zunächst getrennt vom rechten Spektrum ausgewertet. In einem weiteren Schritt werden jetzt die Peaks der linken und der rechten Seite zusammengefasst und den entsprechenden Übergängen zugeordnet. Da die Intensitätsverteilung ohne Isomerieverschiebung um den Nullpunkt achsensymmetrisch ist, ist die Energiedifferenz ΔE^* durch den halben Abstand zweier spiegelsymmetrischer Peaks P (d.h 1 und 6, 2 und 5, 3 und 4) gegeben.

Die erhaltenen Ergebnisse sind in den folgenden Tabellen 5.2, 5.3 und 5.4 wiedergegeben.

Links	1	2	3	4	5	6
Höhe h	2157,82	1825,82	1070,82	1087,82	1643,82	1985,82
W_1 [neV]	-308,29	-183,57	-60,80	32,41	157,33	282,79
W_2 [neV]	-294,43	-171,21	-48,49	46,87	173,68	295,81
Peaklage P [neV]	-301,36	-177,39	-54,64	39,64	165,51	289,30
σ_P [neV]	13,86	12,36	12,31	14,46	16,35	13,02

Tabelle 5.2: Tabellendaten der linken Hälfte

Rechts	1	2	3	4	5	6
Höhe h	1982,5	1686,5	898,5	948,5	1674,5	1972,5
W_1 [neV]	-307,96	-184,62	-59,99	33,23	159,89	283,24
W_2 [neV]	-294,03	-172,29	-45,62	45,63	172,60	297,22
Peaklage P [neV]	-300,99	-178,46	-52,80	39,43	166,25	290,23
σ_P [neV]	13,92	12,33	14,37	12,40	12,70	13,98

Tabelle 5.3: Tabellendaten der rechten Hälfte

Peak	1	2	3	4	5	6
Höhe \bar{h}	2070,16	1756,16	984,66	1018,16	1659,16	1979,16
$\sigma_{\bar{h}}$	123,97	98,51	121,85	98,52	21,69	9,42
Peaklagen \bar{P} mit Isomerieversch.	-301,18	-177,92	-53,72	39,53	165,88	289,76
$\sigma_{\bar{P}}$	0,26	0,76	1,3	0,15	0,52	0,66
ΔE^*	-295,47	-171,9	-46,63	46,63	171,9	295,47
$\sigma_{\Delta E^*}$	0,35	0,46	0,65	0,65	0,46	0,35
m_G	0,5	0,5	0,5	-0,5	-0,5	-0,5
m_a	-1,5	-0,5	0,5	-0,5	0,5	1,5

Tabelle 5.4: Peaklagen der Übergänge

Aus der Energieverschiebung ΔE^* lässt sich nun nach Gl. 11 das Magnetfeld H und das magnetische Moment μ_a des angeregten Zustands E_a berechnen. Dazu trägt man für $\mu_G = 1/2$ (alternativ wäre dies auch für $\mu_G = -1/2$ möglich) die Energiedifferenz ΔE^* gegen m_a auf. Man erwartet demnach nach Gl.12 einen linearen Zusammenhang.

$$\Delta E^* = \underbrace{\frac{H \mu_G m_G}{j_g}}_B - \underbrace{\frac{H \mu_a}{j_a}}_A \cdot m_a \quad (12)$$

Unsere Anpassung an die Messpunkte ist in folgender Abb. 5.6 gezeigt.

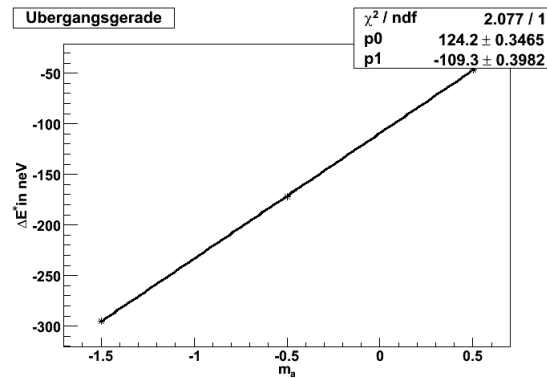


Abbildung 5.6: Lineare Regression

Aus dem y-Achsenabschnitt B der Regressionsgeraden, lässt sich nun das Magnetfeld H mit Fehler berechnen.

$$H = \frac{j_g}{m_g} \frac{B}{\mu_G} = \frac{B}{\mu_G} = \frac{109,3 \cdot 10^{-9}}{2,8445 \cdot 10^{-9}} = 38,42T \pm 0,12T \quad (13)$$

Der Fehler auf das Magnetfeld H in Kernnähe wird durch Fehlerfortpflanzung bestimmt. Für μ_G wird der Literaturwert $\mu_G = -0,00903\mu_k = -2,8445 \cdot 10^{-9} \frac{eV}{T}$ verwendet.

Nun lässt sich auf das magnetische Moment μ_a schließen.

$$\mu_a = \frac{A j_a}{H} = \frac{3 A}{2 H} = \frac{3 \cdot 124,2}{2 \cdot 38,4} \cdot 10^{-9} \frac{eV}{T} = (4,85 \pm 0,02) 10^{-9} \frac{eV}{T} \quad (14)$$

Nach Skript sind die Literaturwerte für die magnetische Feldstärke H und des Kernmagnetrons im angeregten Zustand μ_a , $H = 30 T$ und $\mu_a = 4,73 \cdot 10^{-9} \frac{eV}{T}$. Unser Experiment kann die Größenordnung der magnetischen Feldstärke H bestätigen. Das experimentell bestimmte Magnetron μ_a weicht um 2,5% ab, dies entspricht 7 Standardabweichungen. Die hohe Abweichung erklärt sich wieder durch einen unberücksichtigten systematischen Fehler.

Wie Abb. 5.1 deutlich macht, gehören zwei Übergänge zum betragsmäßig gleichen Übergang. Damit können die Peaks (1 und 6), (2 und 5), (3 und 4) zur Intensitätsbestimmung zusammengefasst werden. Für die Höhen h_i der nun drei Peaks (A,B,C) erwarten wir ein Verhältnis 3:2:1.

	A	B	C
Höhe \bar{h}	2024,66	1707,66	1001,41
$\sigma_{\bar{h}}$	32,17	34,29	11,84

Tabelle 5.5: Intensitäten

Um dies genauer zu überprüfen, wird die Intensität gegen eine laufende natürliche Zahl aufgetragen. Man erwartet eine Ursprungsgerade.

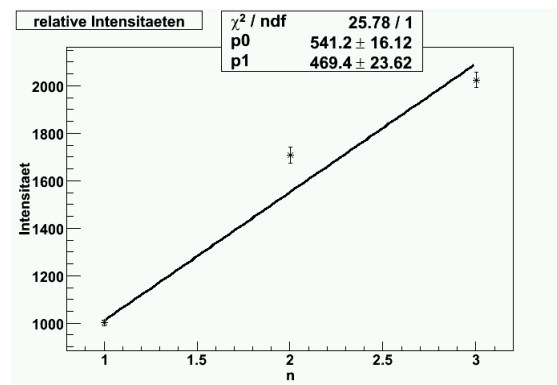


Abbildung 5.7: relative Intensitäten

Das hohe χ^2 und der von 0 abweichende y-Achsenabschnitt machen deutlich, dass die Daten nur schlecht durch eine Ursprungsgerade beschrieben werden können. Somit scheint eine Anpassung von 3:2:1 nicht korrekt. Dies bedeutet, dass das Magnetfeld \vec{H} wieder der Erwartung teilweise polarisiert ist.

6 Quadrupolstrahlung

Auch das elektrische Quadrupolmoment eines Kerns kann zur Linienaufspaltung führen.

6.1 Geschwindigkeitskalibrierung

Analog zu den vorangehenden Messungen muss eine geeignete Einstellung der Schwingungsamplitude gefunden und dann die Apparatur kalibriert werden. Wir erhalten für diesen Versuchsteil folgende Messung.

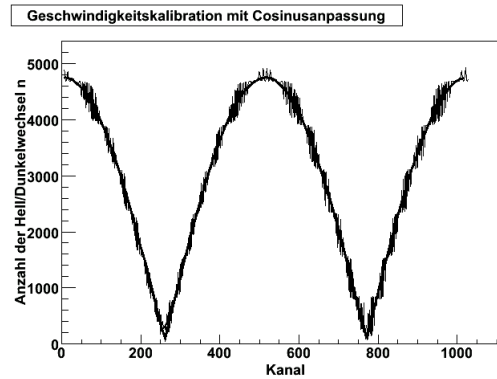


Abbildung 6.1: Geschwindigkeitkalibration

An Ort und Stelle wird wieder ein Kosinusfit auf die Daten durchgeführt. Die optimalen Fitparameter sind in Tabelle 6.1 wiedergegeben.

Amplitude A	4688,84
Phase Φ in rad	$5,17 \cdot 10^{-3}$
Offset	61,18
χ^2	2480

Tabelle 6.1: Kosinusanpassung

Damit kann von Kanalnummer auf Photonenergie geschlossen werden.

6.2 Messung der durch das Quadrupol verursachten Linienaufspaltung

Die Messung liefert folgendes Ergebnis (Abb.6.2).

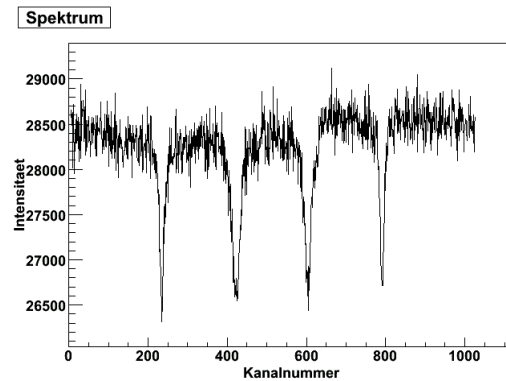


Abbildung 6.2: Rohdaten der Quadrupolmessung

Mittels des bekannten Zusammenhangs Energiedifferenz und Kanalnummer kann die Intensität über die Energieverschiebung $\Delta E = E - E_0$ aufgetragen werden. Dies ist für das linke und rechte Spektrum in Abb. 6.3 und 6.4 dargestellt.

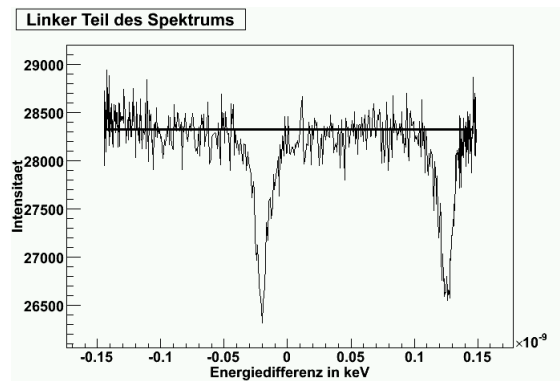


Abbildung 6.3: Kalibrierte Messdaten, linkes Spektrum

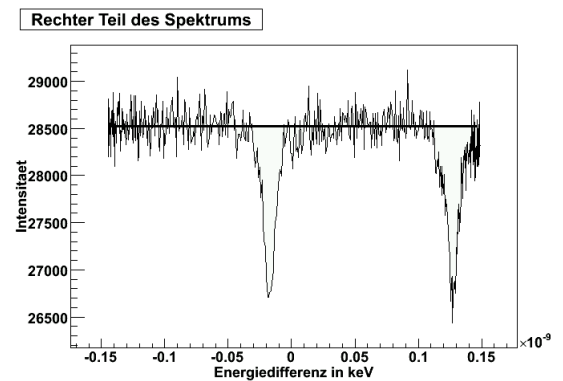


Abbildung 6.4: Kalibrierte Messdaten, rechtes Spektrum

Wie in den vorangegangenen Versuchsteilen beschrieben, ermitteln wir die Peaklage.

Rechts	1	2
Höhe h	1813,78	2086,78
W_1 [neV]	-11,24	132,97
W_2 [neV]	-22,88	132,56
Γ_{mess} [neV]	11,64	0,41
Peaklage P [neV]	-17,06	132,76

Tabelle 6.2: Auswertung der rechten Seite

Links	1	2
Höhe h	2010,55	1780,55
W_1 [neV]	-25,83	118,44
W_2 [neV]	-16,92	120,07
Γ_{mess} [neV]	8,91	1,63
Peaklage P [neV]	-21,37	119,26

Tabelle 6.3: Auswertung der linken Seite

Höhe \bar{h}	1912,17	1933,67
$\sigma_{\bar{h}}$	139,14	216,54
Γ_{mess}	10,28	1,02
$\sigma_{\Gamma_{mess}}$	1,93	0,86
Peaklage \bar{P}	-19,22	126,01
$\sigma_{\bar{P}}$	3,05	9,55

Tabelle 6.4: Endauswertung

Für den Abstand der Peaks $\Delta E = E_{Peak,recht} - E_{Peak,links}$ erhält man $\Delta E = (145,23 \pm 10,03) \text{ neV}$.

Das Quadrupolmoment berechnet sich gemäß Gl. 15.

$$Q = \frac{\Delta E}{0,8351793481 \cdot 10^{22} \text{ eV}} \frac{m^2}{eV} = (1,74 \pm 0,12) \cdot 10^{-29} m^2 \quad (15)$$

Der Literaturwert beträgt $Q = 1,8 \cdot 10^{-29}$. Unser Messergebnis liegt innerhalb einer Standardabweichung und weicht um 3,3 % vom Literaturwert ab. Im Rahmen der Messgenauigkeit bestätigt unsere Messung den Literaturwert.

7 Vermessung des Extinktions-Wirkungsquerschnitt σ_{ex}

In diesem letzten Versuchsteil wird der Wirkungsquerschnitt σ_{ex} für die Absorption eines γ -Quants durch Photoeffekt oder Streuung an der Atomhülle experimentell bestimmt.

7.1 Versuchsdurchführung

Als Absorber kommt in diesem Versuchsteil wieder der Stahlabsorber zum Einsatz. Die Quelle wird mit maximaler Geschwindigkeitsamplitude betrieben. Aufgezeichnet wird über 5 Minuten die Anzahl der detektierten Photonen einmal mit und einmal ohne Absorber. Ebenfalls wird eine fünf minutige Leermessung durchgeführt.

7.2 Versuchsauswertung

Die Messung ergab mit Absorber $Z_{mit} = 524.307$ Counts und ohne Absorber $Z_{ohne} = 2.387.300$ Counts. Die Leermessung ergab $Z_{leer} = 397$ Counts.

Der Extinktionsquerschnitt ergibt sich aus diesen Messdaten gemäß Gl. 16

$$\sigma_{ex} = -\frac{1}{d \cdot n} \cdot \ln\left(\frac{Z_{mit} - Z_{leer}}{Z_{ohne} - Z_{leer}}\right) \quad (16)$$

Dabei bezeichnet d die Dicke und n die Teilchenzahldichte des Absorbermaterials. Nach Skript betragen diese Größen für den verwendeten Stahlabsorber $d = 25\mu m$ und $n = 8,4 \cdot 10^{28} \frac{1}{m^3}$. Damit berechnet sich der Extinktions-Wirkungsquerschnitt zu:

$$\sigma_{ex} = 7220 \pm 8barn$$

Auf die Größe $Z_i - Z_{leer}$ wird eine Poissonverteilung angenommen. Der Fehler auf den Extinktions-Wirkungsquerschnitt ergibt sich durch übliche Fehlerfortpflanzung.